

Thermodynamics

Yury Holubeu *

November 22, 2025

This note is not intended for distribution. Thermodynamics and applications are discussed in detail. Link below show contents of [solved problems](#) and summary of [special topics](#). Readers who have opened this note for the first time are highly recommended to read the preface.

Contents

Preface and main motivation	7
I —Typical Thermodynamics in a Nutshell—	8
1 Basic thermodynamics	8
1 Fundamentals of thermodynamics and gas models	8
1.1 Basic equations and parameters	8
1.2 Ideal classical gases	10
1.3 Van der Waals gas	13
1.4 Molecular-kinetic theory	15
1.5 Speed of sound, leakage of gas	16
1.6 Maxwell and Boltzmann distributions	17
2 General Laws	20
2.1 0,1,2,3 laws of thermodynamics and basic general properties	20
2.2 Main parameters, potentials	21
2.3 Experiments that determine thermodynamic constants (???)	26
2.4 Simple fluctuations, Brownian motions	26
2.5 Diffusion, thermal conductivity	32
3 Other basic models	36
3.1 Heat capacity, heat conductivity of rigid bodies	36
3.2 Saturated steam	37
3.3 Boiling	37
3.4 Typical thermodynamic cycles	37
3.5 Effusion	39
3.6 The Joule-Thomson effect	40
3.7 Burning	42
4 Typical Phase Transitions	42
4.1 Melting, Crystallization	42
4.2 Ginsburg Landau Theory for Phase Transitions	43
4.3 Well-known properties of phase transitions	43
5 Fundamentals of statistical physics for thermodynamics	43
5.1 Main laws of statistical physics	44
5.2 Bose gases	45
5.3 Fermi gases	45
II Main Laws of Thermodynamics	46
2 Fundamentals of Thermodynamics	46
1 General Ideas and Principles of Thermodynamics	46
1.1 General Philosophy of Thermodynamics	46
1.2 Idea of Statistical Descriptions of Systems	47
1.3 The Equation of State	49
1.4 Thermodynamic Functions	50
1.5 The First Law of Thermodynamics	50

*<https://yuriholubeu.github.io/>, yuri.holubev@gmail.com

1.6	The Second Law of Thermodynamics	51
1.7	Further Construction of Thermodynamics	53
1.8	Stability of Thermodynamic Equilibrium	53
1.9	How in General to Describe Abstract Systems with Many Parameters?	53
1.10	The Concept of Temperature	53
1.11	Measurement of Temperature	55
1.12	The Concept of Energy	55
1.13	The Concept of Entropy	55
1.14	Other Meaningful Approaches to Thermodynamics	55
2	Elementary Thermodynamic Models	55
2.1	The Carnot Cycle	55
2.2	Overview of Other Thermodynamic Cycles	58
2.3	Maxwell's Distribution	58
2.4	Gibbs Distribution	61
2.5	Equations of Molecular Kinetic Theory	61
2.6	More About the Molecular Kinetic Theory	62
2.7	The Speed of Thermal Motion	62
2.8	Avogadro's Number	62
3	Thermal Conductivity	62
3.1	The Equation of Thermal Conductivity	62
3.2	Various Phenomena with Thermal Conductivity	62
3	Laws of Gas Dynamics	63
1	Ideal Gas	63
1.1	Formulas for Different Amounts of Atoms in a Gas	63
1.2	Averaging Formulas for the Occurrence of Real Gases	63
2	Van Der Waals Gas	63
2.1	Properties of Van Der Waals Gas	63
3	Other Gases	67
3.1	насыщенный пар	67
4	Fundamentals of Gas Dynamics	68
4.1	The Speed of Sound	68
4.2	The Flow of Gas Through the Rocket Nozzle	68
4.3	Dynamics of the Atmosphere	71
5	Transfer Processes in Gases	71
5.1	Mean Free Path	71
5.2	Gas Kinetic Cross Section of the Molecule	72
5.3	The Frequency of Collisions of Gas Molecules	72
5.4	The Diffusion Equation	73
5.5	The Equation of Thermal Conductivity	74
5.6	The Sutherland Formula	77
5.7	Attenuation of the Particle Flow in the Gas	78
5.8	Distribution of Molecules by Free Path Lengths	78
5.9	More About the Transfer Processes	79
6	Diffusion	79
6.1	Diffusion Parameters	79
6.2	Viscosity	82
6.3	The Joule-Thomson Process	83
6.4	Theoretical Diffusion: What Is Going On There?	86
6.5	Other Information About Diffusion	86
6.6	The Einstein-Smolukhovsky Law	86
6.7	Brownian Motion as Random Walks	87
6.8	Rate of Diffusion and Thermal Conductivity	90
6.9	Sound as an Adiabatic Process (!?)	90

7	Effusion a Rarefied Gas	91
7.1	The Knudsen Effect	91
7.2	Effusion Separation of Gas Mixtures	92
7.3	Free Molecular Flow of Gas Through the Pipe	93
4	Other Basic Laws	94
1	Phase Equilibrium and Phase Transitions	94
1.1	General Theory of Phase Transitions	94
1.2	Phase Transitions for Solids	95
1.3	Clapeyron-Clausius Equation. Diagrams of States	98
1.4	Kinetics of Phase Transitions	98
1.5	Construction of Phase Equilibrium Curves	98
5	Other Fundamentals of Thermodynamics	98
1	Misconceptions in Thermodynamics	98
1.1	Misconceptions of the Classics of Thermodynamics	98
1.2	Errors about Basic Concepts	106
1.3	Errors about Principles of Thermodynamics	110
1.4	Errors about Applications	121
III	Problems in Thermodynamics	137
6	Problems in Scope of School and University Theory	137
1	Typical Problems of Thermodynamics	137
1.1	Advanced problems about different basic thermodynamics	137
1.2	Advanced problems in scope of microcanonical and canonical distributions	142
1.3	Problems about ideal gases 1	149
1.4	Problems about ideal gases 2	156
1.5	Advanced problems about Boltzmann gas	170
1.6	Problems about speed of sound and leakage of gases	179
1.7	Problems about thermodynamic cycles 1	185
1.8	Problems about thermodynamic cycles 2	192
1.9	Problems about Calculation of Entropy in Basic Setups	206
1.10	Problems about reversibility of processes	219
1.11	Advanced problems for about processes, cycles, devices	227
1.12	Problems about thermodynamic potentials 1	238
1.13	Problems about thermodynamic potentials 2	246
1.14	Problems about real gases 1	254
1.15	Problems about real gases 2	263
1.16	Advanced problems about non-ideal gases and phase transitions	272
1.17	Problems about Maxwell distribution 1	282
1.18	Problems about Maxwell distribution 2	294
1.19	Problems about Maxwell distribution, 3	311
1.20	Problems about Maxwell distribution, 4	321
1.21	Problems about Boltzmann distribution, 1	328
1.22	Problems about Boltzmann distribution, 2	338
1.23	Problems about fluctuations, 1	346
1.24	Problems about fluctuations, 2	360
1.25	Problems about diffusion	370
1.26	Problems about diffusion 2	382
1.27	Problems about diffusion 3	395
1.28	Problems about Brownian motion	402
1.29	Problems about phase transitions 1	409

1.30	Problems about phase transitions 2	420
2	Questions and Tasks to Check Understanding	428
2.1	Вопросы на понимание термодинамики (!?!??!)	428
2.2	Problems about estimations of effects	428
2.3	General questions about physics around us	428
3	Problems about Specific Models	436
3.1	Basic problems about ideal Fermi gas	436
3.2	Basic problems about ideal Bose gas	446
3.3	Basic problems about kinetics	453
3.4	Problems about surface effects 1	462
3.5	Problems about surface effects 2	470
3.6	Problems about steam, hydrodynamic thermal effects	475
3.7	Problems about mechanical consequences of thermodynamics	478
3.8	Problems about stars	479
3.9	Problems about modeling phenomena in nature	483
IV	—Special Thermodynamics in a Nutshell—	487
7	Thermodynamics in Applications	487
0.1	Rankine cycle	487
0.2	Combined cycle power plant	487
0.3	Compressors	487
1	About Other Technical Machines	487
1.1	the First Steam Engines	487
8	Special methods in a nutshell	487
1	Thermodynamics of special substances	487
1.1	Landau Solutions 5.ix	487
1.2	Relativistic gases	488
2	Numerical Simulations	488
9	Special Phenomena of Thermodynamics in a Nutshell	488
1	Thermodynamics of Electromagnetic Phenomena	488
1.1	Dielectrics	489
1.2	Magnetic Gases	490
2	Elastic materials and deformations	491
2.1	Simple materials	491
3	Surface Phenomena	492
3.1	Laplace's Formula	492
10	Other Properties and Theoretical Models of Thermodynamics	493
1	Deeper Understanding of Thermodynamics	493
1.1	Thermodynamic Inequalities	493
1.2	Overview of spin models in context of thermodynamics	494
1.3	On the Fundamentals of Mathematical Thermodynamics (???)	494
2	Paradoxes and Thought Experiments	494
2.1	Paradoxes and Examples of the Tricks of Creating Perpetual Motion Machines	494
2.2	Quantum Thought Experiments	494
2.3	Typical Specific Gases	494
V	Applied, Experimental Thermodynamics	495
2.4	Technical Thermodynamics and Mechanisms	495

VI	Other Topics	496
11	Various Non-Obvious Phenomena	496
0.1	the Heat Capacity of a Suspended Ball According to Kotkin, Obrazovsky . . .	496
12	Other Topics in Thermodynamics	499
1	Applications of Thermodynamics to Problems of Mechanics	499
1.1	Mechanical and Thermodynamic Properties of Rubber (??)	499
1.2	Elastic Deformations (?)	502
1.3	Thermodynamics of Rotating Bodies (!?!?!?)	503
2	Thermodynamics of Bodies at High Densities	503
2.1	Equation of State of Matter at High Densities	504
2.2	the Equilibrium of Bodies with a Large Mass	506
2.3	the Energy of a Gravitating Body	511
2.4	the Equilibrium of the Neutron Sphere	513
2.5	Temperature Phenomena in Hydrodynamics	515
2.6	Thermodynamics in Some Other Setups (???)	515
3	Some Specific Gas Models	515
3.1	the Dynamics of Indoor Air	515
4	Thermodynamics of Surface Tension and Media Boundaries	515
4.1	Laws of Surface Tension	516
4.2	Overview of Thermal Surface Phenomena	517
13	Phenomena in Nature	517
14	Other Theories	517
1	Introduction to Statistical Physics	517
1.1	Fundamentals of Statistical Physics	518
1.2	Quantum Gases	523
1.3	Quantum Liquids	527
2	Finite-Time Thermodynamics	527
3	Suspicious Approaches to Thermodynamics	527
4	Thermodynamics for Abstract and Unphysical Systems	527
5	Exotic Applications	527
5.1	Information Theory from Thermodynamics	527
6	Analogies of Thermodynamics and Processes in Life (??)	527
VII	Appendix	528
A	Introduction and Overview	528
1	Extra Motivation	528
2	The Mindset of Professionals	528
2.1	Способы догадаться до всех главных идей	528
2.2	Особенности изучения термодинамики	529
2.3	21st century answers to questions of 17th century scientists	529
2.4	How to learn thermodynamics on the applicable level?	529
3	History of Thermodynamics in a Nutshell	529
4	Constants	529
5	Acknowledgements	530
6	Literature	530
6.1	Main Literature	530
6.2	Professional literature	531
6.3	Extra Literature	531
7	Puzzles for Different Situations	532

7.1	Puzzles about Everyday Life	532
7.2	Questions about Fundamentals for Interesting Talk	532
7.3	What Can be and what Can't be?	533
7.4	Selected Puzzles to Learn Basic Concepts	533
B	Some Mathematics	533
0.1	Probability Theory	533
0.2	Distributions	533
0.3	Jacobian, Derivatives	534
C	Modeling	534
D	Bibliography	535

Preface and main motivation



I used the following [literature](#).

Let's discuss some minimum knowledge and motivation that would be good to understand for studying the subject.

Мотивация к разделам

(потом раскрою в параграфах)

Лучшие теоретические головоломки для мотивации

А можно сделать так, чтобы был и лед и кипящая вода

(ага. напишу косвенно то, что известно как тройная точка)

Почему температура линейно растёт?

(это глубокий вопрос, на него раздел в теории тоже создам.)

Почему на самом деле невозможен вечный двигатель?

(ага, попробуй, докажи это?!)

Лучшие задачи для мотивации

(потом раскрою, пока решать задачи нужно.)

Одинакова ли теплоёмкость твёрдого шарика в случае, если он подвешен, и в случае, если лежит?

(см. задачу Коткина, это очень не очевидно!)

Part I

Typical Thermodynamics in a Nutshell

1 Basic thermodynamics

1 Fundamentals of thermodynamics and gas models

1.1 Basic equations and parameters

Об основных уравнениях термодинамики

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV$$

$$C_V := \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V$$
$$P_{\text{internal}} := \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = l - P.$$

$$\gamma := \frac{C_P}{C_V} \quad (\text{показатель адиабаты})$$

$$C_P = \nu \frac{\gamma R}{\gamma - 1} \quad C_V = \nu \frac{R}{\gamma - 1} \quad (\text{ideal gas})$$

$$dU = TdS - pdV + \mu dN \quad \Rightarrow \quad \text{поскольку, например, } \frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V} = \frac{\partial^2 U}{\partial V \partial S},$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_{S,N} = - \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_{V,N}; \quad \left(\frac{\partial T}{\partial N} \right)_{S,V} = \left(\frac{\partial \mu}{\partial S} \right)_{V,N} \quad \left(\frac{\partial p}{\partial N} \right)_{S,V} = - \left(\frac{\partial \mu}{\partial V} \right)_{S,N}$$

$$d(T, S) = d(p, V)$$

О термодинамических потенциалах

Свойства термодинамических потенциалов

$$F(T, V, N) = U - TS$$

$$W(S, p, N) = U + pV$$

$$\Phi(T, p, N) = U + pV - TS \equiv F + pV \equiv \mu(T, p)V$$

$$\Omega(T, V, \mu) = U - TS - \mu N$$

$$dF = -SdT - pdV + \mu dN$$

$$dW = Vdp + TdS + \mu dN$$

$$d\Phi = Vdp - SdT + \mu dN$$

$$d\Omega = -SdT - pdV - Nd\mu$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_{T,N} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{V,N}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial N} \right)_{T,V} = - \left(\frac{\partial \mu}{\partial T} \right)_{V,N}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial N} \right)_{T,V} = - \left(\frac{\partial \mu}{\partial V} \right)_{T,N}$$

$$p = - \left(\frac{\partial F}{\partial V} \right)_{TN}, \quad \mu = \left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{TV}, \quad C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{VN} = -T \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \right)_{VN}$$

принцип минимальности термодинамических потенциалов

(???)

Идеальный газ в двух словах

приведем основные формулы.

Обзор применений идеального газа

(в каких конкретно реальных ситуациях он на самом деле будет применен? вопрос, выходящий за рамки минимальной вузовской подготовки...)

О политропическом процессе над газом

Энергия:

$$Q = \nu c(T_2 - T_1)$$

уравнение политропы

$$pV^\alpha = \text{const},$$

где степень политропы $\alpha = \frac{c_p - c_v}{c_p}$, c_p , c_v известны.

подставим уравнение Менделеева-Клапейрона, получим

$$T_1 V_0^{\alpha-1} = T_2 n^{\alpha-1} V_0^{\alpha-1}$$

Энтропия ИГ (!!!!????)

Средняя потенциальная энергия ИГ при квадратичном потенциале от расстояния

(задача для маги)

Реальные газы в разных конструкциях

пар 6 овч

а я хз, в каких там конструкциях

Газы в сосудах

часто задачи на это.

Типичные истечения газов

пар 2 овч

О задачах на циклы и графики

(тоже типичный класс задач)

1.2 Ideal classical gases

Основные формулы ИГ

Идеальный газ - одноатомный газ, где пренебрежно всеми их размерами.

$$U = \frac{3}{2}\nu RT$$

$$C_V = \frac{1}{\gamma - 1}\nu R; \quad C_P = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\nu R;$$

$$C_P - C_V = \nu R \quad \text{Майер}$$

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{P}{T}dV = \nu C_V \frac{dT}{T} + \nu R \frac{dV}{V}.$$

$$S = S_0 + \nu C_V \ln\left(\frac{T}{T_0}\right) + \nu R \ln\left(\frac{V}{V_0}\right)$$

$$\Delta S_V = \int_1^2 \frac{\delta Q_V}{T} = \int_1^2 \frac{C_V dT}{T}$$

$$\Delta S_P = \int_1^2 \frac{\delta Q_P}{T} = \int_1^2 \frac{C_P dT}{T} =$$

Для идеального больцмановского газа

$$\mu = T \ln \frac{z}{N}, \quad N = e^{\mu/T} z, \quad \frac{\langle (\Delta N)^2 \rangle}{\langle N \rangle^2} = \frac{1}{N}$$

(?? больцмановский - есть еще внутр степ. свободы есть???)

Свойства теплоемкостей газов

Основные формулы

Итоговые соотношения

$$\begin{aligned} C_V &= \frac{3}{2}R, \gamma = \frac{5}{3} = 1,67 - \text{для одноатомного газа;} \\ C_V &= \frac{5}{2}R, \gamma = \frac{7}{5} = 1,4 - \text{для газа из двухатомных молекул;} \\ C_V &= \frac{5}{2}R, \gamma = \frac{7}{5} = 1,4 - \text{для газа многоатомных линейных молекул;} \\ C_V &= 3R, \gamma = \frac{4}{3} = 1,33 - \text{для газа многоатомных нелинейных молекул.} \end{aligned}$$

Однако даже эти значения часто заметно отличаются от значений, найденных экспериментально. Например, у водорода (H_2) показатель адиабаты при комнатной температуре ($T = 298 \text{ K}$) составляет $\gamma = 1,41$, а у хлора (Cl_2) $\gamma = 1,36$ - вместо теоретического $\gamma = 1,4$. В случае многоатомных молекул расхождение еще больше. Например, газ из нелинейных молекул SO_2 имеет $\gamma = 1,26$ вместо $\gamma = 1,33$, а в случае углекислого газа (CO_2) с линейными молекулами оказалось $\gamma = 1,29$ вместо значения $\gamma = 1,4$, предсказываемого классической теорией.

(????? и что делать, почему так????? хз.)

Теплоемкость для постоянного объема

$$C_V = \frac{\partial U}{\partial T}$$

Теплоемкость для постоянного давления

Через энтальпию $dH \equiv dU + PdV = d(U + PV)$:

$$C_P = \frac{\partial H}{\partial T}$$

газовые теплоемкости

научимся получать разные термодинамические тождества для газовых теплоемкостей

$$\varepsilon_{\text{up}} = \frac{I_1 \omega_1^2}{2} + \frac{I_2 \omega_2^2}{2} + \frac{I_3 \omega_3^2}{2}$$

$$dW = A \exp \left(-\frac{I_1 \omega_1^2 + I_2 \omega_2^2 + I_3 \omega_3^2}{2kT} \right) d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \quad (\text{Gibbs})$$

$$\overline{\omega_1^2} = \frac{kT}{I_1}, \quad \overline{\omega_2^2} = \frac{kT}{I_2}, \quad \overline{\omega_3^2} = \frac{kT}{I_3}$$

колебательная энергия двухатомной молекулы

$$\bar{\varepsilon}_{\text{xon}} = \frac{\int \varepsilon \exp \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) d\Gamma}{\int \exp \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right) d\Gamma} = \frac{\int \varepsilon \exp(-\beta \varepsilon) d\gamma}{\int \exp(-\beta \varepsilon) d\gamma} = -\frac{\partial \ln \tilde{Z}}{\partial \beta}$$

$$\tilde{Z} = \int \exp(-\beta \varepsilon) dv_{0\pi u} dx$$

$$\tilde{Z} = \int \exp \left(-\frac{\beta \mu v_{0m}^2}{2} - \frac{\beta \mu \omega^2 x^2}{2} \right) dv_{\text{otr1}} dx =$$

$$\tilde{Z}_{\text{xat}} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{\beta \mu v_{0m}^2}{2} \right) dv_{0m} = \sqrt{\frac{2\pi}{\beta \mu}}$$

$$\tilde{Z}_{\text{nor}} = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-\frac{\beta \mu \omega^2 x^2}{2} \right) dx = \sqrt{\frac{2\pi}{\beta \mu \omega^2}}$$

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_{\text{noct}} + \bar{\varepsilon}_{\text{bp}} + \bar{\varepsilon}_{\text{кол}} = \frac{3}{2}kT + 2 \cdot \frac{1}{2}kT + k'I = \frac{7}{2}kT$$

$$C_V = \frac{7}{2}R$$

многоатомная молекула

линейные молекулы:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_{\text{ноч}} + \bar{\varepsilon}_{\text{вр}} + \bar{\varepsilon}_{\text{кол}} = 3 \cdot \frac{1}{2}kT + 2 \cdot \frac{1}{2}kT + (3 \cdot 3 - 5)kT = \frac{13}{2}kT$$

нелинейные:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_{\text{ноч}} + \bar{\varepsilon}_{\text{вр}} + \bar{\varepsilon}_{\text{кол}} = 3 \cdot \frac{1}{2}kT + 3 \cdot \frac{1}{2}kT + (3 \cdot 3 - 6)kT = 6kT$$

Статистическое описание идеального классического газа

(see statistical physics, тут пока сомнительная теория)

$$\alpha = (\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N)$$

$$d\Gamma_\alpha = \frac{1}{N!} \prod_{i=1}^N \frac{d^3 r_i d^3 p_i}{(2\pi\hbar)^3}$$

$$\sum_\alpha F_\alpha = \int d\Gamma_\alpha F_\alpha$$

$$E_\alpha = \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m}$$

$$\Gamma(E) = \int d\Gamma_\alpha \theta(E - E_\alpha) = \frac{1}{N!} \int \prod_{i=1}^N \frac{d^3 r_i d^3 p_i}{(2\pi\hbar)^3} \theta\left(E - \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m}\right)$$

$$\Gamma(E) = \left(\frac{Ve}{N(2\pi\hbar)^3}\right)^N J_{3N}(E)$$

$$J_{3N}(E) = \int \prod_{i=1}^N d^3 p_i \theta\left(E - \sum_{i=1}^N \frac{p_i^2}{2m}\right)$$

$$J_{3N}(E) = V_{3N}(P) = \int d^{3N} p \theta\left(P^2 - \sum_{i=1}^N p_i^2\right)$$

$$V_n(R) = \frac{\pi^{\frac{n}{2}}}{\Gamma(\frac{n}{2} + 1)} R^n \approx \left(\frac{2e\pi R^2}{n}\right)^{\frac{n}{2}}$$

$$\sigma(E) = \ln \Gamma(E) = N \ln \left[\frac{Ve}{N(2\pi\hbar)^3} \left(\frac{4\pi emE}{3N}\right)^{\frac{3}{2}} \right]$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{d\sigma}{dE} = \frac{3N}{2E}, \quad \tau = \frac{2E}{3N}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dE^2} = -\frac{3N}{2E^2}$$

$$\frac{d^2\sigma}{dE^2} = -\frac{3N}{2E^2}$$

1.3 Van der Waals gas

Уравнение Ван-дер-Ваальса

$$p = \frac{k_B T}{v - b} - \frac{a}{v^2}$$

$$v = V/N$$

$$\rho = 1/v.$$

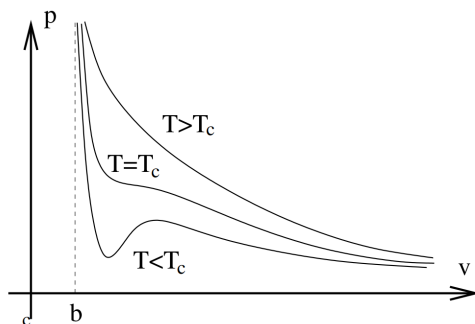
(!?!? тут про физ смысл параметров!)

$$\varphi = \frac{V}{V_{\text{кр}}}, \quad \pi = \frac{P}{P_{\text{кр}}}, \quad \tau = \frac{T}{T_{\text{кр}}}$$

$$\left(\pi + \frac{3}{\varphi^2}\right) \left(\varphi - \frac{1}{3}\right) = \frac{8}{3}\tau$$

$$k_B T_c = \frac{8a}{27b}$$

comes from $\frac{\partial p}{\partial v}$



Другие уравнения состояния

Изотермы газа Ван-дер-Ваальса

Приведенное уравнение Ван-дер-Ваальса

Равновесие фаз газа Ван-дер-Ваальса

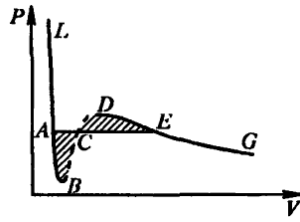
Правило Максвелла

$$d(\mu - Pv) = -Pdv \quad \text{или} \quad \mu = Pv - \int Pdv$$

$$\mu_l = \mu_v \quad \text{или} \quad P_l v_l = P_v v_v - \int_{v_l}^{v_v} Pdv$$

$$\int_{v_l}^{v_v} Pdv = P_l (v_v - v_l)$$

Это правило Максвелла и оно означает, что отрезок прямой АЕ должен проводиться так, чтобы площади заштрихованных сегментов АВС и CDE на рис. 6.7.4 оказались равными.



(????)

О химическом потенциале газа Ван-дер-Ваальса**Внутренняя энергия и энтропия газа Ван-дер-Ваальса****Свободное расширение газа в вакуум****Газ Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки****Теплота фазового перехода газа Ван-дер-Ваальса.**

$$\pi = \frac{8\tau}{3\varphi - 1} - \frac{3}{\varphi^2}$$

$$p := \pi - 1 = \frac{P - P_{\text{кр}}}{P_{\text{кр}}}, \quad v := \varphi - 1 = \frac{V - V_{\text{кр}}}{V_{\text{кр}}}, \quad t := \tau - 1 = \frac{T - T_{\text{кр}}}{T_{\text{кр}}}.$$

$$p = 4t - \left(\frac{3}{2}v^3 + 6vt \right)$$

$$\varphi_1 = 1 - 2\sqrt{-t}, \quad \varphi_2 = 1 + 2\sqrt{-t}$$

$$S = S_0 + C_V \ln T + R \ln(V - b),$$

$$q = RT \ln \left(\frac{V_2 - b}{V_1 - b} \right) = RT \ln \left(\frac{\varphi_2 - 1/3}{\varphi_1 - 1/3} \right) \quad q := T(S_2 - S_1)$$

$$q \simeq RT_{\text{кр}} \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\varphi_1 - 1/3} \simeq 6RT_{\text{кр}} \sqrt{-t} = \frac{16a}{9b} \sqrt{1 - \frac{T}{T_{\text{кр}}}}$$

(теплота перехода обращается в нуль в критической точке вследствие исчезновения в этой точке различия между фазами).

Теплоемкость газа Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки

$$\left(\frac{\partial C_V}{\partial V} \right)_T = \left(\frac{\partial}{\partial V} \left(T \frac{\partial S}{\partial T} \right)_V \right)_T = T \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T \right)_V = T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \right)_V \xrightarrow{\text{wdV}} 0$$

Поэтому теплоемкость ВдВ совпадает с теплоемкостью идеального (разреженного) газа.

$$C_P - C_V = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = -T \frac{(\partial P / \partial T)_V^2}{(\partial P / \partial V)_T} \quad P \xrightarrow{P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}} R \frac{T}{T - \frac{2a(V-b)^2}{RV^3}}$$

$$T_{c_p \rightarrow \infty} = \frac{2a(V-b)^2}{RV^3}.$$

Флуктуации плотности газа ВдВ вблизи критической точки

$$\overline{\left(\Delta \frac{V}{N}\right)^2} = -\frac{kT}{N^2} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$$

$$\overline{\left(\Delta \frac{V}{N}\right)^2} = \frac{V^2}{N^4} \overline{(\Delta N)^2}$$

$$\overline{(\Delta N)^2} = -kT \frac{N^2}{V^2} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_{T,N}$$

$$\overline{(\Delta n)^2} = -\frac{kT n^2}{V^2 (\partial P / \partial V)_{T,N}}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{T,N} = P_{\text{кр}} \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_\ell \left(\frac{\partial v}{\partial V}\right)_{T,N} = -\frac{P_{\text{кр}} N_A}{N V_{\text{кр}}} \left(\frac{9}{2} v^2 + 6t\right),$$

$$\overline{(\Delta n)^2} = \frac{2}{3} \frac{N V_{\text{кр}}}{P_{\text{кр}} N_A V^2} \frac{kT_{\text{кр}} n_{\text{кр}}^2}{4t + 3v^2}$$

$$n = n_{\text{кр}} = N_A / 3b.$$

$$\overline{(\Delta n)^2} = \frac{16 N_A}{27 b V} \frac{1}{4t + 3v^2}$$

$$\frac{\sqrt{\overline{(\Delta n)^2}}}{n_{\text{кр}}} = \left(\frac{16b}{3N_A V}\right)^{1/2} \left(\frac{T_{\text{кр}}}{T - T_{\text{кр}}}\right)^{1/2}$$

Поэтому:

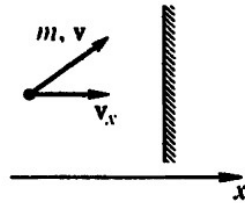
1) флуктуации неограниченно растут по мере приближения вещества к критической точке;

2) флуктуации тем больше, чем меньше объем выделенной подсистемы.

1.4 Molecular-kinetic theory

Molecular-kinetic theory elementary basics

Connection of pressure and temperature



$$P = \frac{F_x}{S} = 2 \sum_{\mathbf{v}, v_x > 0} n(\mathbf{v}) v_x p_x = 2 \cdot \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{v}, v_x} n(\mathbf{v}) v_x p_x = n \overline{v_x p_x}, \quad n = \sum_{\mathbf{v}} n(\mathbf{v})$$

$$\overline{v_x p_x} = \overline{v_y p_y} = \overline{v_z p_z} = (1/3) \overline{\mathbf{v}}.$$

$$P = \frac{1}{3}n\bar{v}.$$

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}, \quad \Rightarrow \quad \mathbf{vp} = 2(mv^2)/2 = 2\varepsilon_{\text{кин}}, \quad \Rightarrow \quad P = (2/3)n\varepsilon_{\text{кин}}$$

$$PV = (2/3)E.$$

(for the D=2 or D=1 case it is done same way, I'll add it later)

1.5 Speed of sound, leakage of gas

Основные формулы про скорость звука (!?!?!???)

$$c_s = [(\partial p / \partial \rho)_{\text{ад}}]^{1/2}.$$

$$c_{s, \text{ gas}} = \sqrt{\gamma RT / \mu},$$

$$R = kN_A, \mu = mN_A$$

Proof. (???)

$$(\partial p / \partial \rho)_{\text{ад}} = \gamma p / \rho = c_s^2.$$

$$p = \rho RT / \mu.$$

$$c_s = \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_a \right]^{1/2} = \left(\frac{\gamma p}{\rho} \right)^{1/2} = \left(\frac{\gamma RT}{\mu} \right)^{1/2} = [(\gamma - 1)c_p T]^{1/2}.$$

Газы и жидкости обладают упругостью объема, но не формы. В них могут распространяться только продольные (но не поперечные или сдвиговые) волны разрежения-уплотнения. Фазовая скорость продольных волн в бесконечной упругой среде:

$$c_s = \sqrt{E_1 / \rho}$$

E_1 - модуль одностороннего сжатия, ρ - плотность вещества. Из закона Гука следует $E_1 = \sigma / \varepsilon$, $\varepsilon = \Delta l / l = \Delta V / V$, σ - натяжение. Заменяя $\sigma \rightarrow -\Delta P$ и рассматривая бесконечно малые изменения объема $\Delta V \rightarrow dV$ и давления $\Delta P \rightarrow dP$, получаем $E_1 = -V \partial P / \partial V = \rho \partial P / \partial \rho$. Отсюда

$$c_s = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)}.$$

Если за время прохождения звука на расстояние порядка длины волны λ тепло не успевает выйти за пределы объема $V \sim \lambda^3$, то такой процесс можно считать адиабатическим и $c_{зв} = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)_{\text{адиаб}}}$. Если же теплообмен эффективен, то процесс изотермический и $c_{зв} = \sqrt{(\partial P / \partial \rho)_T}$. Критерий адиабатичности процесса рассмотрен в разделе 5.7.5. Для идеального газа уравнение адиабаты есть $P \sim \rho^\gamma$, откуда

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_{\text{адиаб}} = \frac{\gamma P}{\rho}.$$

С учетом уравнения состояния $P = \rho RT / \mu$ отсюда следует выражение для скорости звука:

$$c = \sqrt{\gamma P / \rho} = \sqrt{\gamma RT / \mu}.$$

Для воздуха ($\gamma = 1,4$; $\mu = 28,8$) расчет по этой формуле дает значение $c = 330$ м/с при $T = 273$ К.

□

Gas leakage from the hole

$$\rho v S = \text{const} \quad \text{ур. непрерывности}$$

$$\frac{v^2}{2} + \underbrace{\frac{P}{\rho} + u + u_{\text{пот}}}_{h := P/\rho + u - \text{удельная энтальпия}} = \text{const.} \quad \text{ур Бернулли}$$

$$H = U + PV = C_V T + RT = C_P T \Rightarrow$$

$$h = \frac{H}{\mu} = \frac{C_P}{\mu} T$$

$$v = \sqrt{\frac{2C_P}{\mu} (T_1 - T_2)} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{RT_1}{\mu} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}. \quad C_P = \gamma R/(\gamma-1)$$

$$c_s := \sqrt{\gamma R T_1 / \mu},$$

$$v = c_s \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}.$$

Если истечение газа адиабатично,

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \Rightarrow v = c_s \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left(1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right)}.$$

$$v_{\max} = v(P_2 = 0) = c_s \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}} > c_s$$

Для одноатомного газа $\gamma = 5/3$ и $v_{\max} = \sqrt{3}c_s$,

Для двухатомного газа $\gamma = 7/5$ и $v_{\max} = \sqrt{5}c_s$.

Типичные истечения

Сопло Лавала

(заготовлю формулы и идеи! см. задачу и тему в дополнениях, пока нужно додумать)

1.6 Maxwell and Boltzmann distributions

Распределение Максвелла

$$dn_v = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) d^3v$$

Proof 1.

$$dW(v_x) = \varphi_1(v_x) dv_x, \quad dW(v_y) = \varphi_1(v_y) dv_y, \quad dW(v_z) = \varphi_1(v_z) dv_z$$

$$dW(v_x, v_y, v_z) = \varphi_1(v_x) \varphi_1(v_y) \varphi_1(v_z) dv_x dv_y dv_z \equiv \frac{dn_v}{n} = f(v) dv_x dv_y dv_z$$

$$f(v) = \varphi_1(v_x) \varphi_1(v_y) \varphi_1(v_z) \quad \Rightarrow \quad \ln f(v) = \ln \varphi_1(v_x) + \ln \varphi_1(v_y) + \ln \varphi_1(v_z)$$

$$\frac{f'(v)}{f(v)} \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{\varphi_1'(v_x)}{\varphi_1(v_x)}$$

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2, \quad \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{\partial}{\partial v_x} \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \frac{v_x}{v}$$

$$\underbrace{\frac{1}{v} \frac{f'(v)}{f(v)}}_{=f(v_y, v_z)} = \underbrace{\frac{1}{v_x} \frac{\varphi_1'(v_x)}{\varphi_1(v_x)}}_{\neq f(v_y, v_z)} \equiv \underbrace{-2\alpha}_{\text{const}} \quad \Rightarrow \quad \varphi_1(v_x) = A \exp(-\alpha v_x^2)$$

$$dn_v = n A^3 \exp(-\alpha v^2) d^3v$$

$$\int dn_v = n \int f(v) d^3v = n \quad A = \sqrt{\alpha/\pi} \quad dW(v_x) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_x^2} dv_x$$

$$dn_v = n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha v^2} d^3v$$

$$\bar{\varepsilon}_{\text{кин}} = \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{1}{n} \int \frac{mv^2}{2} n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha v^2} d^3v$$

$$d^3v \rightarrow 4\pi v^2 dv,$$

$$\bar{\varepsilon}_{\text{кин}} = \frac{1}{n} \int_0^\infty \frac{mv^2}{2} n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha v^2} 4\pi v^2 dv = \frac{3m}{4\alpha} \equiv \frac{m}{2kT} \quad \Rightarrow \quad \alpha$$

Proof 2.

(maybe I'll add it later. it is based on Liouville theorem)

Finding mean values from Maxwell distribution

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \int_{v_x, v_y, v_z = -\infty}^{+\infty} u(\mathbf{v}) dn_v$$

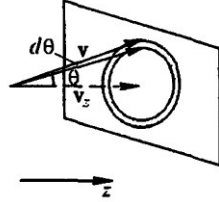
где интегрирование выполняется по всему интервалу скоростей (от $-\infty$ до $+\infty$ по каждой из компонент вектора скорости). В результате имеем:

1) $\bar{\mathbf{v}} = 0$ (следствие того, что все направления скорости равновероятны);

2) $v_{\text{с.к.}} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\int_0^\infty v^2 \Phi(v) dv} = \sqrt{3kT/m}$ - средняя квадратичная скорость.
 ($m\overline{v^2}/2 = 3kT/2$ used in the derivation);

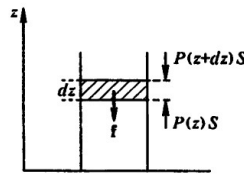
3) $\bar{v} = \int_0^\infty v \Phi(v) dv = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ - средняя скорость;

4) $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{n} \int_{\varepsilon=0}^\infty \varepsilon dn(\varepsilon) = \frac{3}{2}kT$ - средняя энергия.



$$j = \int dn(v) v \cos \theta \frac{dS}{4\pi} = n \int_0^\infty v \Phi(v) dv \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta d\theta = \frac{1}{4} n \bar{v}.$$

Распределение Больцмана (барометрическая формула)



$$P = P_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right)$$

Proof. Выделим в газе элемент объема толщиной dz и площадью основания S , в нем $dN = nSdz$ частиц. Приравняем силу тяжести и силу от разности давлений:

$$f_z dN + P(z)dS - P(z+dz)S = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial P}{\partial z} = f_z n$$

$$f_z = -\partial u / \partial z, \quad n = P/(kT)$$

$$\frac{\partial(\ln P)}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{u}{kT} \right) \quad \Rightarrow \quad P = P_0 \exp\left(-\frac{u}{kT}\right)$$

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) \quad P = nkT$$

□

Обзор моделей с распределением частиц

Об атмосферах планет (???)

(много на это есть задач, потом допишу методы!)

О вращающихся газах

(много на это есть задач, потом допишу методы!)

2 General Laws

2.1 0,1,2,3 laws of thermodynamics and basic general properties

Первое начало термодинамики в двух словах

$$\delta Q = dU + \delta A$$

$$\delta Q = C dT$$

$$dU = T dS - p dV + \mu dN$$

!! здесь работа - это работа именно газа. (? да?) поэтому если пишем работу на газом, то нужно писать минус.

Ведя энтропию (тут формула), удобно (для каких случаев??) записать как

$$dU = T dS - p dV + \mu dN$$

(?? откуда оно?)

Суть 2-го начала термодинамики

Второе начало термодинамики по Клаузиусу:

Невозможен круговой процесс, единственным (!) результатом которого был бы переход тепла от более холодного тела к более нагретому.

То есть невозможна машина Клаузиуса.

Условие единственности важно, потому что есть машины, обеспечивающие переход тепла от более холодного тела к более горячему, но при этом будут также совершение работы или другие процессы теплообмена. Например, к таким машинам относятся холодильные машины.

Второе начало термодинамики по Томсону:

Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы совершение работы за счет теплоты, взятой от одного какого-либо тела.

То есть невозможна машина Томсона.

неравенство Клаузиуса

Согласно второй теореме Карно, КПД любой машины меньше, чем машины Карно. из этого следует, что

$$1 - Q_2^{out}/Q_1^{in} \leq 1 - T_2/T_1$$

и так как $Q_2^{out} = -Q_2^{in}$, то

$$\frac{Q_1^{in}}{T_1} + \frac{Q_2^{in}}{T_2} \leq 0$$

Для обратимой машины, работающей с двумя резервуарами справедливо равенство Клаузиуса:

$$\frac{Q_1^{in}}{T_1} + \frac{Q_2^{in}}{T_2} \leq 0$$

Кириченко показывает, что можно перейти к пределу бесконечного числа машин, и получить неравенство Клаузиуса в интегральной форме

$$\oint \frac{\delta Q'}{T} \leq 0$$

говорит, из него можно доказать теорему Карно, но это не очень интересно, она уже доказана другим способом.

Детали 2го начала термодинамики

(тут можно годами рыться, потом допишу, но на самом деле это просто не нужно, можно поверить что оно работает и забыть, решать задачи, чуть что - за 1 час доучить.)

О задачах на холодильные машины

применения в жизни второго начала (??)

(есть разные аналогии, коротко напишу потом их)

Заблуждения про 2-е начало

Третье начало термодинамики (теорема Нернста)

2.2 Main parameters, potentials

Энергия

(тут про то, как понимает энергию, пока не до думания об этом)

Разные степени свободы газов

Temperature

Definition and main properties of temperature

Why the temperature is linear?

(???)

Давление

Основные формулы давления

давление (внутри системы) определяется как (почему???):

$$p = -\frac{\partial E}{\partial V};$$

Давление определяет температуру кипения! Поэтому меняя его, меняется и “физика”.
(???!! точнее укажу, почему?!?!)

Основные связи давления и других параметров

проработаю с опытом, соберу формулы тут.

давление с точки зрения МКТ

(пар 59 свх)

энтропия

Основные формулы

$$S(E) := \int_0^E \frac{dE}{T(E)}$$

Энтропия идеального газа:

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{P}{T}dV = \nu C_V \frac{dT}{T} + \nu R \frac{dV}{V}$$

отсюда

$$S = S_0 + \nu C_V \ln \left(\frac{T}{T_0} \right) + \nu R \ln \left(\frac{V}{V_0} \right)$$

(зачем оно?)

определение

Определим энтропию тела, находящегося в термодинамическом равновесии, как:

$$S(E) = \int_0^E \frac{dE}{T(E)}$$

Из этого определения следуют три важных свойства энтропии:

(a)

$$S|_{E=0} = S|_{T=0} = 0$$

(b) энтропия монотонная функция энергии:

$$\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T} > 0$$

(c) энтропия выпуклая функция энергии:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial E^2} = -\frac{1}{T^2} \frac{\partial T}{\partial E} = -\frac{1}{T^2 C_V} < 0$$

Энтропию замкнутой системы, образованной из двух равновесных подсистем, определим как:

$$S = S_1(E_1) + S_2(E_2)$$

Такая энтропия максимальна, когда обе подсистемы имеют одинаковую температуру, химический потенциал и давление. Действительно: при постоянстве полной энергии $E = E_1 + E_2$ будет выполняться:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dE_1} &= \frac{dS_1}{dE_1} + \frac{dS_2}{dE_2} \frac{d(E - E_1)}{dE_1} = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} = 0 \\ \frac{d^2 S}{dE^2} &= -\left(\frac{1}{T^2 C_V} \right)_1 - \left(\frac{1}{T^2 C_V} \right)_2 < 0 \end{aligned}$$

Поэтому в случае максимума энтропии температуры подсистем одинаковы.

Аналогично, варьируя энтропию системы по объему и числу частиц одной из подсистем при условии постоянства полного объема и полного числа частиц)Используя $\frac{\partial S}{\partial V} = \frac{\partial S}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial V} = \frac{1}{T}(-p)$, $\frac{\partial S}{\partial N} = \frac{\partial S}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial N} = \frac{1}{T}\mu$, находим, что энтропия максимальна, когда равны друг другу давления и химические потенциалы подсистем.

(???)

определение энтропии и ее свойства

рассмотрим произвольный обратимый круговой процесс проходящий через точки 1 и 2.

$$0 = \oint_L \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_1^{(1)}, 2} \frac{\delta Q}{T'} + \int_{L_2^{(2)}, 1} \frac{\delta Q}{T}$$

или

$$\int_{L_1^{(1)}} \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_1^{(2)}} \int_2 \frac{\delta Q}{T}$$

это значит, что

$$\int_{1 \rightarrow 2} \frac{\delta Q}{T} = S_2 - S_1$$

закон возрастания энтропии

рассмотрим круговой процесс, включающий обратимый и необратимые процессы.

применим неравенство Клаузиуса

(У кириченко еще рисунок к этому)

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_{1 \rightarrow 2}^{(1)}} \frac{\delta Q}{T} + \int_{L_{2 \rightarrow 1}^{(2)}} \frac{\delta Q}{T} = \int_{L_{1 \rightarrow 2}^{(1)}} \frac{\delta Q}{T} + (S_1 - S_2) \leq 0$$

$$S_2 - S_1 \geq \int_{L_{1 \rightarrow 2}^{(1)}} \frac{\delta Q}{T}$$

энтропия в хаотических системах (???)

давно было интересно, где там она?

О статистической энтропии

Об информационной энтропии

О сложности (????)

(что там Саскинд и др. в черных дырах усмотрели???)

химический потенциал**Основные формулы****Определение**

химический потенциал отвечает за изменение энергии системы при добавлении частицы:

$$\mu = \frac{\partial E}{\partial N}$$

Типичные газовые параметры**Скорости молекул**

очень важно их уметь находить

Основные формулы скоростей

средняя по максвеллу:

???

среднеквадратическая скорость школьная:

$$v = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$$

кст, что в ней неверно при выводе??

хз

Обзор разных скоростей

(см. потом лабник)

Средняя длина свободного пробега

(тут определение)

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{kT}{\sqrt{2}p_0}$$

$n := p_0/kT$ - число Лошмидта,

О термических коэффициентах

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_V - \text{коэффициент объемного расширения,}$$

$$\gamma = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V - \text{термический коэффициент давления,}$$

$$\beta_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T - \text{изотермическая сжимаемость.}$$

Например, для идеального газа $PV = \nu RT$,

$$\alpha = \frac{1}{T}, \quad \gamma = \frac{1}{T}, \quad \beta_T = \frac{1}{P}.$$

(??? why they are such??)

математические преобразования

Если состояние вещества полностью характеризуется тремя параметрами: V, P и T , и существует уравнение состояния $f(P, V, T) = 0$. Тогда между производными этих параметров имеется тождество:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_\nu \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = -1$$

Чтобы это увидеть, достаточно из равенства $df = \frac{\partial f}{\partial P}dP + \frac{\partial f}{\partial V}dV + \frac{\partial f}{\partial T}dT = 0$ записать каждую производную в виде

$$\left(\frac{\partial V}{\partial r}\right)_P = -\frac{\partial f/\partial T}{\partial f/\partial V} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = -\frac{\partial f/\partial P}{\partial f/\partial T} \quad \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = -\frac{\partial f/\partial V}{\partial f/\partial P}$$

Перемножая, получаем ответ.

Якобианы:

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} \end{vmatrix}$$
$$\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_y = \frac{\partial(u, y)}{\partial(x, y)}$$
$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(x, y)} = \frac{\partial(u, v)}{\partial(t, s)} \frac{\partial(t, s)}{\partial(x, y)}$$

(допишу потом, см. задачи)

свободная энергия F

$$F = -T \ln Z$$

$$dF(T, V) = -SdT - PdV$$

$$w_n = \exp\left(\frac{F - \varepsilon_n}{T}\right)$$

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T}$$

$$p = -\frac{\partial F}{\partial V}$$

$$F = E - TS$$

потенциал Гиббса G

$$\Phi = F + PV = E - TS + PV$$

и что???

Энтальпия H

2.3 Experiments that determine thermodynamic constants (???)

Finding the value of Avogadro's constant (???)

(укажу потом, пока не думал про это, но это давно был вопросом. в теории отдельный раздел про это сделаю.)

2.4 Simple fluctuations, Brownian motions

Теория флуктуаций

Общие соображения про флуктуации

Термодинамические и квантовые флуктуации

Условием того, что флуктуация параметра x имеет термодинамический характер, является неравенство

$$kT \gg \frac{\hbar}{\tau}$$

$$w(x) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi}} \exp\left(\frac{-\alpha x^2}{2}\right) \quad \text{probab density,}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} w(x) dx = 1.$$

$$\sqrt{(\Delta G)^2} = \frac{\sigma_g}{\sqrt{N}}, \quad \delta_G = \frac{\sqrt{(\Delta G)^2}}{\bar{G}} = \frac{\delta_g}{\sqrt{N}}$$

т. е. флуктуация интенсивной величины $\sqrt{(\Delta G)^2}$ зависит от числа частиц в системе как $1/\sqrt{N}$.

(док-во пока опускаю, см. Кириченко с. 105, например, или кучу других книг, по идее это все знают итак)

распределение нескольких термодинамических величин

$$w(x_1, \dots, x_n) = \frac{\sqrt{\alpha}}{(2\pi)^{\frac{n}{2}}} \exp\left(\frac{-\alpha_{ik}x_i x_k}{2}\right)$$

α — определитель, составленный из элементов симметричной матрицы $\alpha_{ik} = \alpha_{ki}$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx_1 \dots dx_n w(x_1 \dots x_n) = 1$$

Распределения Гаусса для одной или нескольких термодинамических величин получены при учете только квадратичных членов в разложении энтропии в ряд Тейлора около равновесного значения.

$$\langle x_i x_j \rangle = \alpha_{ij}^{-1}$$

Коэффициенты α_{ij} имеют смысл вторых производных от энтропии по x_i и x_j . Эти формулы позволяют вычислять только квадратичные по отклонениям термодинамических величин комбинации, например $\langle (\Delta V)^2 \rangle, \langle \Delta V \Delta T \rangle$

Рассмотрим флуктуации в системе, которая может обмениваться с термостатом энергией в форме теплопередачи и совершения работы (в статистической физике она описывается изотермо-изобарическим ансамблем).

В этом случае средние значения давления p и температуры T определяются термостатом. В гауссовом приближении формула для плотности вероятности в отсутствие внешних полей в системе с фиксированным числом частиц N может быть записана следующим образом:

$$w \sim \exp \frac{\Delta p \Delta V - \Delta T \Delta S}{2kT}$$

флуктуация температуры в заданном объеме

$$\overline{(\Delta E)^2} = kT^2 \frac{d\bar{E}}{dT} = kT^2 C_V$$

$$\overline{(\Delta T)_V^2} = \frac{\overline{(\delta Q)^2}}{c_V^2} = \frac{\overline{(\Delta F)^2}}{c_V^2} = \frac{kT^2}{C_V}$$

зависимость флуктуаций от числа частиц

(???? суть в том, что просто делим на корень из N???)

$$\bar{F} = \sum_i \bar{f}_i = N \bar{f}$$

$$\overline{F^2} = \overline{\left(\sum_i f_i \right)^2} = \sum_i \overline{f_i^2} + \sum_{i \neq k} \overline{f_i f_k}$$

$$\overline{F^2} = N \overline{f^2} + N(N-1) (\bar{f})^2$$

$$(\Delta F)^2 = (F - \bar{F})^2 = \overline{F^2} - (\bar{F})^2 = N \overline{f^2} + N(N-1) (\bar{f})^2 - N^2 (\bar{f})^2 = N \left(\overline{f^2} - (\bar{f})^2 \right) = N \sigma_f^2$$

$$\sqrt{(\Delta F)^2} = \sqrt{N} \sigma_f, \quad \delta_F = \frac{\sqrt{(\Delta F)^2}}{\bar{F}} = \frac{\delta_f}{\sqrt{N}}$$

$$G = \frac{1}{N} \sum_t g_i$$

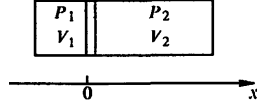
$$\overline{(G - \bar{G})^2} = \frac{1}{N^2} \overline{\left(\sum_i g_i \right)^2} - (\bar{G})^2 = \frac{1}{N^2} \left(\sum_i \overline{g_i^2} + \sum_{i \neq k} \overline{g_i g_k} \right) - (\bar{g})^2 =$$

$$= \frac{1}{N^2} \left(N \overline{g^2} + N(N-1) (\bar{g})^2 \right) - (\bar{g})^2 = \frac{1}{N} \left(\overline{g^2} - (\bar{g})^2 \right) = \frac{\sigma_g^2}{N}$$

$$\sqrt{(\Delta G)^2} = \frac{\sigma_g}{\sqrt{N}}, \quad \delta_G = \frac{\sqrt{(\Delta G)^2}}{\bar{G}} = \frac{\delta_g}{\sqrt{N}}$$

Illustrations of fluctuations in simple abstract systems

Fluctuations of volume in piston:



$$P_1 = P_0 + \Delta P_1, \quad P_2 = P_0 + \Delta P_2$$

$$\Delta P_1 = \left(\frac{\partial P_1}{\partial x} \right)_T x = \left(\frac{\partial P_1}{\partial V_1} \right)_T Sx, \quad \Delta P_2 = \left(\frac{\partial P_2}{\partial x} \right)_T x = - \left(\frac{\partial P_1}{\partial V_2} \right)_T Sx$$

$$F = ((P_0 + \Delta P_1) - (P_0 + \Delta P_2)) S = S^2 \left(\left(\frac{\partial P_1}{\partial V_1} \right)_T + \left(\frac{\partial P_2}{\partial V_2} \right)_T \right) x$$

$$F = -\kappa x \quad \kappa = -S^2 \left(\left(\frac{\partial P_1}{\partial V_1} \right)_T + \left(\frac{\partial P_2}{\partial V_2} \right)_T \right)$$

$$\bar{U} = \frac{\kappa \bar{x}^2}{2} = \frac{1}{2} kT \quad \text{или} \quad \bar{x}^2 = \frac{kT}{\kappa}$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = S^2 \bar{x}^2 = S^2 \frac{kT}{\kappa} = - \frac{kT}{\left(\frac{\partial P_1}{\partial V_1} \right)_T + \left(\frac{\partial P_2}{\partial V_2} \right)_T}$$

$$V_1 \ll V_2 \quad \Rightarrow \quad \left| \left(\frac{\partial P_1}{\partial V_1} \right)_T \right| \gg \left| \left(\frac{\partial P_2}{\partial V_2} \right)_T \right|$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = - \frac{kT}{(\partial P_1 / \partial V_1)_T} = -kT \left(\frac{\partial V_1}{\partial P_1} \right)_T$$

$$P_{1ig} = N_1 kT / V_1, \quad P_{2ig} = N_2 kT / V_2,$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = \left(\frac{N_1}{V_1^2} + \frac{N_2}{V_2^2} \right)^{-1}$$

$$N_1 / V_1 = N_2 / V_2 \quad \Rightarrow$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = \frac{1}{N_1} \frac{V_1^2}{1 + V_1 / V_2}$$

$$V_1 \ll V_2 \quad \Rightarrow$$

$$\overline{(\Delta V)^2} = \frac{V_1^2}{N_1}, \quad \delta_V = \frac{\sqrt{\overline{(\Delta V)^2}}}{V_1} = \frac{1}{\sqrt{N_1}}.$$

Fluctuations of temperature in fixed volume:

$$\overline{(\Delta E)^2} = kT'^2 \frac{d\bar{E}}{dT}$$

$$\overline{(\Delta E)^2} = kT'^2 C_V$$

$$\Delta T = \delta Q / C_V \quad \Rightarrow$$

$$\overline{(\Delta T)_V^2} = \frac{\overline{(\delta Q)^2}}{C_V^2}$$

$$\overline{(\delta Q)^2} = \overline{(\Delta E)^2},$$

$$\overline{(\Delta T)_V^2} = \frac{\overline{(\Delta E)^2}}{C_V^2} = \frac{kT^2}{C_V}$$

(вообще про такие явления с телами от температуры много можно написать, см. ЛЛ8, или ЛЛ5, скорее всего во 2й 1й части сделаю потом про это разделы.)

стр 152 райгородский (???)

$$P_\nu = \left(\frac{V}{V_0}\right)^\nu \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N-\nu}$$

$$C_N^\nu = \frac{N!}{(N-\nu)!\nu!}$$

$$P_N^\nu = \frac{N!}{(N-\nu)!\nu!} \left(\frac{V}{V_0}\right)^\nu \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)^{N-\nu}$$

$$P_N^\nu \equiv \frac{N(N-1)\dots(N-\nu+1)}{\nu!} \left(\frac{n}{N}\right)^\nu \left(1 - \frac{n}{N}\right)^{N-\nu} \approx \frac{n^\nu}{\nu!} \left(1 - \frac{n}{N}\right)^N$$

$$P(\nu) = \lim_{N \rightarrow \infty} P_N^\nu = \frac{n^\nu}{\nu!} e^{-n}$$

$$\sum_{\nu=0}^{\infty} P(\nu) = 1$$

$$\ln P(\nu) = \nu \ln n - n - \nu \ln \nu + \nu = -(n + \Delta\nu) \ln \left(1 + \frac{\Delta\nu}{n}\right) + \Delta\nu$$

$$\ln P(\nu) \approx \frac{(\Delta\nu)^2}{2n} - \frac{(\Delta\nu)^2}{n} = -\frac{(\Delta\nu)^2}{2n}$$

$$P(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-\frac{(\nu-n)^2}{2n}}$$

В среде, где частицы подчиняются законам классической механики, могут обмениваться энергией с окружающей средой (термостатом), но не друг с другом, дисперсия числа частиц описывается распределением Пуассона:

$$P_N = c \sum_{\{N_l=N\}} \exp\left(\frac{\mu N_l - E_l}{kT}\right)$$

$$Q_N = \sum_l \exp\left(-\frac{E_l}{kT}\right) = \frac{1}{h^{3N} N!} \int d\gamma e^{-\frac{H}{kT}}$$

(?? док-во???)

Illustrations of fluctuations in basic experimental setups

Флуктуация при [термоэлектронной эмиссии](#) (вылете электронов с поверхности металла или полупроводника). Вылеты отдельных электронов происходят независимо друг от друга, и вероятность вылета одного электрона за малый промежуток времени

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle$$

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - 2\langle n \rangle \langle n \rangle + \langle n \rangle^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$$

$$\begin{aligned} \langle n^2 \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P_n(t) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t} = e^{-\lambda t} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n (\lambda t)^n}{(n-1)!} = \\ &= e^{-\lambda t} \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(\lambda t)^n}{(n-2)!} + e^{-\lambda t} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\lambda t)^n}{(n-1)!} = \\ &= e^{-\lambda t} ((\lambda t)^2 e^{\lambda t} + \lambda t e^{\lambda t}) = (\lambda t)^2 + \lambda t \end{aligned}$$

$$\langle n \rangle^2 = \left(\sum_{n=0}^{\infty} n P_n(t) \right)^2 = \left(\sum_{n=0}^{\infty} \frac{n (\lambda t)^n}{n!} e^{-\lambda t} \right)^2 = \left(e^{-\lambda t} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\lambda t)^n}{(n-1)!} \right)^2 = (e^{-\lambda t} \lambda t e^{\lambda t})^2 = (\lambda t)^2$$

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = \lambda t$$

$$\langle n \rangle = \lambda t$$

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = n_0 t$$

Fluctuations in spring scales

$$m_{\min} = \frac{\varkappa}{g} \sqrt{(\Delta x)^2} = \frac{\sqrt{kT} \varkappa}{g}.$$

(??)

Fluctuations in gas thermometer

$$\Delta T = \frac{P \Delta V}{kN} = \frac{T}{V} \Delta V$$

$$\sqrt{(\Delta V)^2} = V / \sqrt{N},$$

$$\Delta T = \frac{T}{V} \Delta V = \frac{T}{V} \sqrt{(\Delta V)^2} = \frac{T}{\sqrt{N}}$$

$$\sqrt{(\Delta T)_V^2} = \frac{T}{\sqrt{C_V/k}} \sim \frac{T}{\sqrt{N}}$$

Статистическая теория флуктуаций

$$Q := \sum_l e^{-\beta E_l}$$

$$\langle E \rangle \equiv E = \frac{1}{Q} \sum_l E_l e^{-\beta E_l} = \frac{1}{Q} \frac{\partial}{\partial \beta} \sum_l e^{-\beta E_l} = -\frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial \beta} = -\frac{\partial}{\partial \beta} \ln Q$$

$$\langle E^2 \rangle = \frac{1}{Q} \sum_l E_l^2 e^{-\beta E_l} = \frac{1}{Q} \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} \sum_l e^{-\beta E_l} = \frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial \beta^2}$$

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = \frac{1}{Q} \frac{\partial^2 Q}{\partial \beta^2} - \left(\frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial \beta} \right)^2 = -\frac{\partial}{\partial \beta} \langle E \rangle$$

$$\langle (\Delta N)^2 \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \frac{1}{\beta} \frac{\partial \langle N \rangle}{\partial \mu}$$

$$\langle (\Delta V)^2 \rangle = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial \langle V \rangle}{\partial \mu}$$

Законы Броуновского движения**Закон Эйнштейна-Смолуховского****Простейшие случайные блуждания**

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{1}{B} \frac{dx}{dt} + F(t) \quad \Rightarrow \quad m \frac{dv}{dt} = -\frac{v}{B} + F(t)$$

$$\langle F(t) \rangle = 0$$

$$\langle F(t+\tau)F(t) \rangle = C\delta(\tau)$$

$$\langle F(t+\tau)F(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T F(t+\tau)F(t)dt$$

$$C = \frac{2kT}{B}$$

(???)

$$F(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} F(\omega) e^{-i\omega t}$$

$$D(t) = D(0) e^{-\gamma|t|} \quad (\gamma > 0)$$

$$\langle F(\omega)F(\omega_1) \rangle = 2\pi J(\omega) \delta(\omega + \omega_1)$$

$$D(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} J(\omega) e^{-i\omega t}$$

$$J(\omega) = J(0) \frac{\gamma^2}{\omega^2 + \gamma^2}, \quad J(0) = \frac{2D(0)}{\gamma}$$

$$J(\omega)|_{\gamma \rightarrow 0} \rightarrow 2\pi D(0)\delta(\omega)$$

$$J(\omega) \approx J(0)$$

Illustrations of Brownian motion in simple abstract systems

Special models of Brownian motion and fluctuations

Thermal expansion of a body:

$$F(d) = - \left. \frac{dV}{dr} \right|_{r=d} = 0$$

$$V(r) = V(d) + \frac{1}{2}Bx^2 + \frac{1}{3}Cx^3 + \dots$$

$$B = V''(d), \quad C = \frac{1}{2}V'''(d)$$

$$F(d+x) \equiv F_1(x) = -Bx - Cx^2 + \dots$$

$$B\bar{x} + C\bar{x}^2 = 0 \quad \text{или} \quad \bar{x} = -\frac{C}{B}\bar{x}^2$$

$$\bar{V} - V_0 \simeq \frac{1}{2}B\bar{x}^2 = \frac{1}{2}kT$$

$$\bar{x} = -\frac{C}{B}\bar{x}^2 = -\frac{C}{B^2}kT$$

$$\bar{r} = d(1 + \alpha T) \quad \text{или} \quad L = L_0(1 + \alpha' T)$$

$$\alpha = \frac{\bar{v} - d}{d} \frac{1}{T} = -\frac{C}{B^2 d} k.$$

(продумаю еще раз, интуитивно научусь понимать, мб отдельную часть про это сделаю)

2.5 Diffusion, thermal conductivity

Длина свободного пробега

Газокинетическое сечение молекулы

Длина свободного пробега

$$l = \bar{v} \tau.$$

$$V = \sigma l.$$

$$n\sigma l = 1,$$

$$l = (n\sigma)^{-1}$$

$$\tau = (n\bar{v}\sigma)^{-1}$$

Частота столкновений молекул газа

$$l = (\sqrt{2}n\sigma)^{-1}.$$

$$\tau = (\sqrt{2}n\bar{v}\sigma)^{-1},$$

$$1/\tau = \sqrt{2}n\bar{v}\sigma$$

$$f = \frac{1}{2} \frac{n}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}} n^2 \bar{v} \sigma$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad \text{и} \quad \sigma = \pi d^2$$

$$f = 2\sqrt{\frac{\pi}{m}} \frac{p^2 d^2}{(kT)^{3/2}}$$

Формула Сазерленда

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{S}{T} \right)$$

Proof:

$$\frac{\mu v_0^2}{2} + A = \frac{\mu v^2}{2}$$

$$\mu v_0^2/2 = \varepsilon_0, \mu \cdot v^2/2 = \varepsilon.$$

$$\sigma \varepsilon_0 = \sigma_0 (\varepsilon_0 + A)$$

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{A}{\varepsilon_0} \right)$$

(допишу потом)

Ослабление потока частиц в газе

$$-d(jS) = jn\sigma S dx = jS dx/l.$$

$$j(x) = j_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right)$$

Распределение молекул по длинам свободного пробега

$$dN = -Nn\sigma dx = -N dx/l,$$

$$N(x) = N_0 e^{-x/l}$$

$$dN_{\text{пacc}} = -dN = N_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l}$$

$$dW(x) = \frac{dN_{\text{pace}}}{N_0} = \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l}$$

$$\int_0^{\infty} dW(x) = 1$$

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x dW(x) = \int_0^{\infty} x \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l} = l$$

$$\overline{x^2} = \int_0^{\infty} x^2 dW(x) = \int_0^{\infty} x^2 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l} = 2l^2$$

$$Dx = \overline{(x - \bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2 = l^2$$

Диффузия

Закон Фика

$$j_1 = -Dn \frac{dc_1}{dx}, \quad j_2 = -Dn \frac{dc_2}{dx} \quad \text{з Фика}$$

(о его смысле)

Самодиффузия

Если компоненты смеси одинаковы, то имеет место самодиффузия. Макроскопически самодиффузию наблюдать нельзя, однако, его можно изучать, если часть частиц как-либо «помечена» (например, в смеси изотопов одного вещества).

(мб встречу в задачах)

Теплопроводность

Плотность потока тепла (q) - это количество тепловой энергии, пересекающей единичную площадку за единицу времени,

$$[q] = \frac{\text{пр}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$$

$$q = -\kappa \frac{dT}{dx} \quad \text{з Фурье, 1D}$$

$$[\kappa] = \frac{\text{пр}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}} \quad \text{к теплопроводности}$$

Также используется величина $a = \kappa/C_V$, называемая коэффициентом температуропроводности и имеющая размерность $[a] = \text{см}^2/\text{с}$.

Диффузия по общей физике

$$(j_1(x, t) - j_1(x + dx, t)) dS = -\frac{\partial j_1}{\partial x} dV$$

Но эта величина есть скорость изменения числа частиц в выделенном объеме dV , и ее можно записать в виде $\partial(dN_1)/\partial t$. Таким образом, приходим к уравнению баланса:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial j_1}{\partial x} = 0$$

Пусть сначала средняя скорость течения газа равна нулю, $u = 0$. Подставим сюда выражение для плотности потока частиц j_1 из закона Фика

$$j_1 = -Dn \frac{dc_1}{dx}$$

$$n_1 = nc_1,$$

$$\frac{\partial (nc_1)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(nD \frac{\partial c_1}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n_1}{\partial x} \right)$$

$$\frac{\partial (nc_1)}{\partial t} = \text{div} (Dn \text{ grad } c_1)$$

Ур теплопроводности

$$\rho C_V^{(m)} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

$$\rho C_V^{(m)} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div} (\kappa \text{ grad } T)$$

$$\kappa, \rho, C_V^{(m)} = \text{const} \quad \Rightarrow$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(связу с УМФ, там это же, но подробнее и с матем т.зр.)

Illustrations of thermal conductivity

(избранные задачи укажу, это не сложно, пока лучше в каталоге писать буду их)

Вязкость

Сила вязкого трения, действующая по площади S на слой жидкости (газа), параллельный скорости течения и, со стороны нижележащего слоя (см. рис. 5.4.1), дается законом Ньютона:

$$F_z = -\eta S \frac{du}{dx}.$$

Величина η называется коэффициентом вязкости (или динамической вязкостью) и имеет размерность $[\eta] = /(\cdot)$. Вводят также кинематическую вязкость $\nu = \eta/\rho, [\nu] = \text{cm}^2/\text{c}$.

(по идее наreshаю задачи, свяжу с МСС. пока оставленный раздел, потому что он не особо термодинамика)

3 Other basic models

3.1 Heat capacity, heat conductivity of rigid bodies

закон Дьюлонга-Пти

квантовая теория теплоемкости

$$W_n = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{kT}\right)$$

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-\beta \varepsilon_n) = \exp\left(-\frac{1}{2}\beta \hbar \omega\right) \sum_{n=0}^{\infty} \exp(-n\beta \hbar \omega) = \frac{\exp(-\beta \hbar \omega/2)}{1 - \exp(-\beta \hbar \omega)}$$

$$\bar{\varepsilon} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n W_n = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} = -\frac{\partial}{\partial \beta} \left(-\frac{1}{2}\beta \hbar \omega - \ln(1 - \exp(-\beta \hbar \omega)) \right) = \frac{1}{2} \hbar \omega \operatorname{cth}\left(\frac{\hbar \omega}{2kT}\right)$$

(??? формулы с опечатками)

$$C_V = 3R \left(\frac{\hbar \omega}{2kT} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{sh}^2(\hbar \omega/2kT)}$$

(???)

$$C_V = 3R \left(\frac{\hbar \omega}{kT} \right)^2 \exp\left(-\frac{\hbar \omega}{kT}\right)$$

теория Дебая

????

Длина свободного пробега

Поток массы

$$\begin{aligned} j_z &= \frac{\Delta M}{S \Delta t} = \frac{1}{6} m \langle v \rangle (n_1 - n_2) = \\ &= -\frac{1}{3} m \langle v \rangle \lambda \frac{dn}{dz} = -\frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \frac{dC}{dz}; C = mn \\ j_z &= -D \frac{dC}{dz} \\ D &= \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \end{aligned}$$

D - коэффициент диффузии.

Касательное напряжение

$$\begin{aligned} \tau_{zx} &= \frac{\Delta (M v_x)}{S \Delta t} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle m (v_{x1} - v_{x2}) = \\ &= -\frac{1}{3} n \langle v \rangle m \lambda \frac{dv_x}{dz} = -\frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \rho \frac{dv_x}{dz} \\ \tau_{zx} &= -\eta \frac{dv_x}{dz} \end{aligned}$$

$$\eta = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \rho$$

η - коэффициент вязкости.

Поток энергии

$$\begin{aligned} q_z &= \frac{\Delta Q}{S \Delta t} = \frac{1}{6} n \langle v \rangle \frac{i}{2} k (T_1 - T_2) = \\ &= -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \frac{i}{2} k \lambda \frac{dT}{dz} = -\frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \rho \frac{C_v}{\mu} \frac{dT}{dz} \end{aligned}$$

$$q_z = -x \frac{dT}{dz}$$

$$x = \frac{1}{3} \lambda \langle v \rangle \rho \frac{C_v}{\mu}$$

λ - коэффициент теплопроводности.

3.2 Saturated steam

(пока во 2й 1й чуть написал про это, вообще, отдельная тема)

3.3 Boiling

Типичные свойства кипения

Зависимость температуры кипения от давления

$$P(T) = P_0 \exp \left(\frac{q_M}{RT_0} - \frac{q_M}{RT} \right) \quad \text{Clausius–Clapeyron}$$

(????)

$$T = \frac{T_0}{1 - \frac{RT_0}{q_M} \ln \left(\frac{P}{P_0} \right)}$$

Критический размер пузырька пара в жидкости.

(см. пока Кириченко книгу (или многие другие))

Увеличение и уменьшение звука от нагрева (???)

(такое пока не могу объяснить, не до этого)

Основы кипения в рамках кинетики

(см. отдельную запись, там про пузырьки отдельные теории есть)

3.4 Typical thermodynamic cycles

(внизу, потому что не такой важный вопрос, но задач про них вообще много)

О типичных циклах**Адиабатический процесс** $\delta Q = 0$

Для случая квазистатического процесса дифференциальное уравнение адиабаты записывается в виде

$$dU + PdV = 0$$

Для идеального газа, у которого $C_V = \text{const}$, имеем

$$C_V dT + \frac{\nu RT}{V} dV = 0 \Rightarrow TV^{\gamma-1} = \text{const. } \gamma = 1 + \frac{\nu R}{C_V} = \frac{C_P}{C_V}$$

(адиабата Пуассона).

$\gamma = C_P/C_V$ - показатель адиабаты. Для идеального одноатомного газа $\gamma = 5/3$.

Уравнению адиабаты можно придать иной вид, воспользовавшись уравнением состояния идеального газа:

$$PV^{\gamma} = \text{const}, \quad P^{1-\gamma} T^{\gamma} = \text{const}.$$

Политропический процесс ($C = \text{const.}$)

Для идеального газа

$$CdT = C_V dT + \frac{\nu RT}{V} dV.$$

Если $C_V = \text{const}$, то отсюда следует $PV^n = \text{const}$. Число

$$n = 1 - \frac{\nu R}{C - C_V} = \frac{C - C_P}{C - C_V}$$

О цикле Карно (?!?!?!?)

(мб даже 1 страница будет с сутью!)

Политропический процесс ($C = \text{const}$)

$$CdT \stackrel{\text{ideal g}}{=} C_V dT + \frac{\nu RT}{V} dV$$

$$C_V = \text{const} \quad \Rightarrow \quad PV^n = \text{const}.$$

$$n := 1 - \frac{\nu R}{C - C_V} = \frac{C - C_P}{C - C_V}$$

(показатель политропы)

О применении и анализе циклов (?!?)

(для задач!)

Определение КПД цикла по графику

Смотрим, в каких переменных построен цикл:

Если переменные $p(V)$

Если переменные $T(S)$

(?!?!?!?!?)

О других циклах

(просто их обзор, отдельно стоять на них никто не требует.)

3.5 Effusion

Эффузия - это медленное течение газа через малые отверстия.

Истечение газа характеризуется числом Кнудсена $\text{Kn} = l/L$, L - характерный размер препятствия (отверстия), l - длина свободного пробега молекул.

При $\text{Kn} \gg 1$ столкновениями между молекулами в окрестности отверстия можно пренебречь. Такое течение называется свободным молекулярным течением.

Эффект Кнудсена

Поскольку $P = nkT$ и $\bar{v} \sim \sqrt{T}$, то

$$\frac{P_A}{\sqrt{T_A}} = \frac{P_B}{\sqrt{T_B}}$$

(?? кнудсеновский режим?)

Эффузионное разделение газовых смесей.

Свободное молекулярное течение газа через трубу.

$$l_{\text{эфф}} \simeq 2R,$$

$$D = \bar{v} l_{\text{эфф}} / 3 \simeq 2R\bar{v}/3.$$

$$j = -D \frac{dn}{dx} \simeq -\frac{2R}{3} \bar{v} \frac{dn}{dx}$$

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_2 - n_1}{L}$$

$$j_1 = n_1 \bar{v} / 4, j_2 = n_2 \bar{v} / 4 -$$

$$j = \frac{8R}{3L} (j_1 - j_2).$$

$$Q = mjS = \frac{8R^3}{3L} \sqrt{\frac{\pi m}{2k}} \left(\frac{P_1}{\sqrt{T_1}} - \frac{P_2}{\sqrt{T_2}} \right).$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad \text{и} \quad P = nkT$$

Для сравнения заметим, что расход газа с вязкостью η при изотермическом пуазейлевым течением по трубе определяется формулой

$$Q = \pi m R^4 \frac{P_1^2 - P_2^2}{16\eta k T L}$$

Эта величина зависит от радиуса трубы по закону $Q \sim R^4$, тогда как при свободном молекулярном течении $Q \sim R^3$.

3.6 The Joule-Thomson effect

Основные законы эффекта Джоуля-Томсона

Дросселирование газа в общем случае

Эффектом Джоуля-Томсона - изменение температуры газа при адиабатическом дросселировании (медленном протекании газа под действием постоянного перепада давления сквозь дроссель, местное препятствие газовому потоку).

Эффект Джоуля-Томсона называется **положительным**, если газ в процессе дросселирования охлаждается ($\Delta T < 0$), и **отрицательным**, если газ нагревается ($\Delta T > 0$).

Поскольку в процессе дросселирования давление газа понижается, $P_2 < P_1$, то знак эффекта совпадает со знаком величины $(\Delta T / \Delta P)_{||}$.

При постоянных P_1 и I_2 работа по вытеснению газа объемом V_1 слева от дросселя есть $A_1 = P_1 V_1$. После дросселирования газ приобретет объем V_2 и совершит работу $A_2 = P_2 V_2$,

$$A_1 - A_2 = \left(U_2 + \frac{M v_2^2}{2} \right) - \left(U_1 + \frac{M v_1^2}{2} \right)$$

$$H_1 - H_2 = \frac{\Lambda v_2^2}{2} - \frac{\Lambda v_1^2}{2} \approx 0$$

$$H = U + PV$$

$$\text{Для идеального газа } dH = C_p dT \quad \Rightarrow \quad dH = 0 \quad \Rightarrow \quad dT = 0$$

Физические механизмы охлаждения газа в процессе Джоуля-Томсона те же, что и при свободном расширении. Во-первых, газ совершает работу против сил давления газа, находящегося справа от дросселя. Во-вторых, при увеличении расстояния между молекулами газа увеличивается их потенциальная энергия. Тем самым, совершается работа против сил притяжения. Обе работы совершаются за счет кинетической энергии молекул, т. е. путем понижения температуры газа. Наряду с указанными механизмами имеется работа, совершаемая над газом. Это работа внешних сил по его вытеснению из сосуда слева от дросселя, поддерживающих стационарность течения. Данный механизм способствует увеличению внутренней энергии газа.

В случае идеального газа межмолекулярное взаимодействие отсутствует, а работа самого газа компенсируется работой над ним. В результате температура идеального газа в процессе Джоуля-Томсона не меняется.

Существование температуры инверсии объясняется тем, что силы притяжения (учитываемые параметром a) способствуют охлаждению, а силы отталкивания (учитываемые параметром b) способствуют нагреву газа. Если объем газа достаточно велик, а температура достаточно мала, чтобы пренебречь отталкиванием молекул, то основную роль играют силы притяжения, приводящие к охлаждению газа. Наоборот, при высоких температурах столкновения молекул происходят чаще, так что роль сил отталкивания оказывается большей. В результате газ нагревается.

$$dH = T dS + V dP \quad \Rightarrow \quad \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_{||} = -\frac{V}{P} < 0$$

Поскольку в процессе Джоуля-Томсона давление убывает, то независимо от знака эффекта энтропия возрастает. Этот результат отражает тот факт, что рассматриваемый процесс необратим.

Дифференциальный эффект Джоуля-Томсона ($\Delta P \approx 0$)

$$\Delta H = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P \Delta T + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T \Delta P = 0 \quad \left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_H = - \frac{(\partial H / \partial P)_T}{(\partial H / \partial T)_P}$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P = C_P, \quad \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T = T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T + V = -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P + V$$

(???)

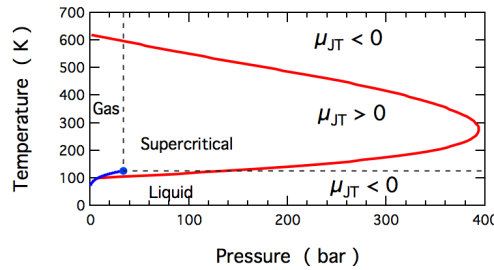
$$dH = TdS + VdP$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_H = \frac{1}{C_P} \left(T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V \right)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = - \frac{(\partial P / \partial T)_V}{(\partial P / \partial V)_T}$$

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_H = - \frac{1}{C_P} \frac{T(\partial P / \partial T)_V + V(\partial P / \partial V)_T}{(\partial P / \partial V)_T}$$



Пример: дифференциальный эффект Джоуля-Томсона для газа Ван-дер-Ваальса.

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_H = \frac{1}{C_l (\partial P / \partial V)_T} \left(\frac{bRT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^2} \right)$$

$$T_{\text{inversion}} = \frac{2a}{R \cdot b} \frac{(V-b)^2}{V^2}$$

$$\tau_{\text{inv}} = \frac{3}{4} \left(\frac{3\varphi - 1}{\varphi} \right)^2 \quad \Leftrightarrow \quad \varphi = (3 - \sqrt{4\tau/3})^{-1}$$

$$\pi = -27 + 24\sqrt{3\tau} - 12\tau \quad \Leftrightarrow \quad \tau = 3 \left(1 \pm \frac{1}{6} \sqrt{9 - \pi} \right)^2$$

Интегральный эффект Джоуля-Томсона ($\Delta P \gg 0$)

Если в состоянии «1» газ является плотным (т. е. ур Ван-дер-Ваальса), а в состоянии «2» - разреженным (т. е. ур идеального газа), то

$$H_1 = H_2, \quad \Rightarrow \quad H_1 = C_V T - \frac{a}{V_1} + P_1 V_1, \quad \Rightarrow \quad H_2 = C_P T_2 = (C_V + R) T_2$$

$$(C_V + R)(T_2 - T_1) = \frac{bRT_1}{V_1 - b} - \frac{2a}{V_1}$$

Температура будет понижаться ($T_2 - T_1 < 0$), если

$$T_1 < T_{\text{инв}} = \frac{2a}{Rb} \frac{V_1 - b}{V_1}$$

(???)

Равновесное адиабатическое расширение газа**Обзор применений эффекта Д-Т**

Получение вакуума с помощью э Д-Т (???)

Охлаждение с помощью э Д-Т (???)

Именно с помощью интегрального эффекта Джоуля-Томсона в 1898 г. Джеймс Дьюар впервые получил жидкий водород, а в 1899 г. — твердый водород.

3.7 Burning

(потом доучу, редко нужна для теоретиков)

4 Typical Phase Transitions**4.1 Melting, Crystallization**

(начну с Кириченко, там подробно это написано, думаю, после 1.5 часов думания про него не будет вопросы)

(тут школа, общезн вуза, а также ЛЛ5 глава VIII. Пока не нужно это было, поэтому не пишу, это не сложные темы, но нужно сидеть и думать про них, причем не один час.)

Идея описания процессов плавления и кристаллизации и основные формулы

$$dQ_{\text{crist}} = \lambda dm,$$

dm добываем из геометрии, это тепло приравняем к теплу, которое отводи от других тел, записывая ее через удельную теплоемкость типа $dQ_1 = c_1 (T_0 - T_{10}) dm$.

Зависимость температуры от расстояния всегда локально кусочно-линейная.

Если есть задачи вида “было то-то, такой-то части системы изменили параметры, какая станет температура”, то просто выражаем полезные параметры системы из имеющегося уравнения обмена теплотой, подставляем в это же уравнение, но для нового

случая. Иногда можно воспользоваться понятием мощности потока, которое линейно по температуре (???? додумаю это, про теплообмен теория!), например, может быть два потока температуры:

$$P = \alpha(\tau - T) \quad \text{и} \quad N = \beta(T - t),$$

(!! часто неочевидные задачи именно мощностью и решаются, так что пропишу лучше указание про этот метод тут!!)

Типичные величины:

Плотность льда $\rho = 900$ кг/м,

теплопроводность льда $k = 2,3$ Вт/(м · К),

удельная теплота плавления льда $\lambda = 335$ кДж/кг,

удельная теплоёмкость льда $c_1 = 2100$ Дж/(кг · °С),

удельная теплоёмкость воды $c_2 = 4200$ Дж / (кг · °С).

Если задача сложно решается, следует зафиксировать, что некоторый параметр меняется линейно! (подробнее напишу, еще потренируюсь сперва!)

Суточный прирост новой фазы относительно большой, если материал охладился до нужной температуры, а вот если температура заметно выше критической, то охлаждение медленное и прирост новой фазы гораздо медленнее.

(по идее этого параграфа должно вообще на все задачи про это и хватить.)

Фазы и фазовое равновесие

Уравнение Клапейрона-Клаузиуса (!!!)

Кривая фазового равновесия «жидкость-пар»

Критическая точка

140

Фазовые переходы первого и второго рода

4.2 Ginsburg Landau Theory for Phase Transitions

(подробно - см. отдельную запись про фазовые переходы, тут только 1 подподглава, больше нет потребности. соберу всю суть.)

(write it especially for thermodynamic models)

4.3 Well-known properties of phase transitions

Тройная точка

Многокомпонентные системы. Правило фаз

Фазовая диаграмма гелия

5 Fundamentals of statistical physics for thermodynamics

(see statistical physics for now about it)

5.1 Main laws of statistical physics

Distributions

Definitions for distributions

$$\mathbf{D} ::= \overline{(x - \bar{x})^2}$$

$$\sigma = \sqrt{\overline{(x - \bar{x})^2}}$$

Binomial distribution

$$W_N(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}$$

$$\sum_{n=0}^N W_N(n) = 1$$

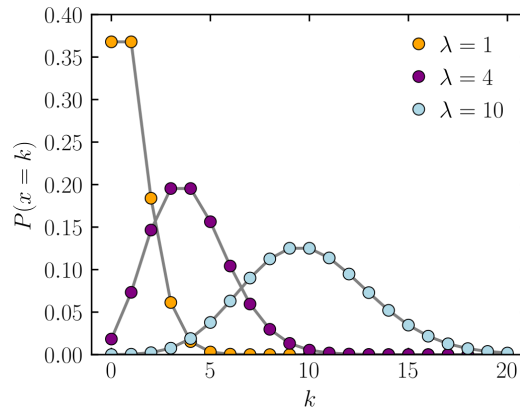
$$\bar{n} = pN$$

$$\overline{n^2} = N(N-1)p^2 + pN$$

$$\sigma^2 = \overline{n^2} - \bar{n}^2 = Npq = \bar{n}q$$

Poisson distribution (binomial and $N \rightarrow \infty, p \rightarrow 0$, **ho $\bar{n} = Np = \text{const.}$)**

$$W(n, \bar{n}) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}$$



$$\sum_{n=0}^{\infty} W(n, \bar{n}) = e^{-\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\bar{n}^n}{n!} = 1.$$

Gauss distribution (binomial and $N \gg 1, \bar{n} \gg 1, n \gg 1$.)

$$W(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right)$$

$$x = n - n_{\max}, \quad \sigma = \sqrt{Npq}.$$

$$W = \int_{-\sigma}^{\sigma} w(x) dx \approx 0,68$$

Gibbs distribution

5.2 Bose gases

Main formulas

5.3 Fermi gases

Main formulas

Для идеального ферми-газа ($T \ll \mu$)

$$\mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3}, \quad \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{\langle N \rangle^2} = \frac{3T}{2N\mu} \propto \frac{T}{N^{5/3}}$$

относительные флуктуации числа частиц стремятся к нулю с понижением температуры и убывают с ростом полного числа частиц в системе гораздо быстрее чем для больцмановского газа. Малость флуктуаций обусловлена тем, что очень сильно подавлены флуктуации в состояниях вне энергетического интервала ширины T вблизи поверхности Ферми.

Part II

Main Laws of Thermodynamics

2 Fundamentals of Thermodynamics

(прямо глобальные выводы про термодинамику в записи по статфизу, по сути в термодинамике нет в этом потребности.)

1 General Ideas and Principles of Thermodynamics

Обсудим основные постулаты и концепции термодинамики.

(да, это не только про газы, просто не хочется создавать часть на страниц 20-60, так что пока в разделе про газы, вряд ли что-то в этом серьезного будет. Может, просто в статфизе и буду писать про это, потому что можно вообще забить на эти размышления.)

1.1 General Philosophy of Thermodynamics

(тут общие предварительные соображения)

Деление параметров на внутренние и внешние

(из пухова строчки скопированы)

Величины, определяемые положением не входящих в нашу систему внешних тел, называются внешними параметрами λ .

Это, например, объем V , внешнее электрическое $\mathcal{E}$, магнитное $\mathcal{H}$ поля и т.д. Величины Λ ,

Определяемые свойствами входящих в систему частиц, называются внутренними.

Это, например, давление P , энергия E , намагниченность $\mathcal{M}$ и т.д.

Внутренние параметры связаны с внешними, и, в зависимости от условий, в которых находится система, одна и та же величина может быть как внешним, так и внутренним параметром.

Пример зависимости внешности \внутренности параметра от системы

(не понял, ну и плевать)

Так, в каноническом ансамбле $T, V, N = \text{const}$ объем V является внешним, а давление P - внутренним параметром системы.

(???)

Тогда как в ансамбле Богуславского $T, P, N = \text{const}$ - наоборот.

(хз, потом буду вписывать)

переход между параметрами, описывающими системы

(перекину в другое место)

Переход от одной ситуации к другой осуществляется преобразованием Лежандра $\Lambda d\lambda = d(\Lambda\lambda) - \lambda d\Lambda$ термодинамического потенциала $d\Phi_\lambda = \dots + \Lambda d\lambda$.

При этом $-d(\Lambda\lambda)$ входит в новый термодинамический потенциал $\Phi_\Lambda = \Phi_\lambda - \lambda\Lambda$, а $-\lambda d\Lambda$ становится его новым приращением $d\Phi_\Lambda = \dots - \lambda d\Lambda$

1.2 Idea of Statistical Descriptions of Systems

(раздел мелкий, потому что все это в статфизе нормально написано.)

повторение - что нам нужно знать из прошлых тем

подсчет числа состояний

как с помощью подсчета числа состояний можно вывести что угодно?
(и дальше пошла теория именно статфиза)

простейшие статистические модели

чисто в качестве иллюстрации теории, не болеее

N осцилляторов

энергия

$$E = \Delta E \sum_{i=1}^N n_i, \quad \Delta E = \hbar\omega$$

$$\frac{(N+M-1)!}{(N-1)!M!} \approx \frac{(N+M)^{N+M}}{N^N M^M}$$

$$\sigma = \ln \Delta\gamma = N(-n \ln(n) + (1+n) \ln(1+n)), \quad n = \frac{M}{N}$$

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{1}{\Delta E} \ln \left(\frac{1+n}{n} \right)$$
$$\frac{d^2\sigma}{dE^2} = -\frac{1}{N(\Delta E)^2 n(1+n)}$$

траектории и теорема Лиувилля

(из пухова)

траектории и общие идеи описания

???

Суть теоремы Лиувилля

Применения теоремы Лиувилля

хз

Описание и вывод теоремы Лиувилля

Возможность введения функции распределения как плотности вероятности в фазовом пространстве основана на чисто механической теореме.

Каждая точка, изображающая систему ансамбля, движется в фазовом $6N$ -мерном пространстве подобно движению частиц жидкости.

Поскольку число таких точек сохраняется, их плотность удовлетворяет уравнению непрерывности жидкости в этом пространстве:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}(\rho \dot{\mathbf{r}}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{p}}(\rho \dot{\mathbf{p}}) = 0$$

В стационарном случае жидкость несжимаема, т.е. фазовый объем ее выделенной области сохраняется.

Капля жидкости причудливо меняет форму, но сохраняет свой объем (см. приложение 17).

Раскрывая производные в (2.8), Мы получаем четыре слагаемых.

Два из них кубивают друг друга, а подстановка в оставшиеся два уравнения Гамильтона (2.3) дает скобку Пуассона.

В итоге получаем уравнение Лиувилля:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \{\rho, H\}_{PB} = 0$$

Наши уравнения (2.8),(2.9) были записаны в эйлеровых переменных.

Видно, что левая часть уравнения (2.9) представляет собой полную, лагранжевую, производную по времени:

$$\frac{d\rho}{dt} = 0$$

Таким образом, главный вывод из теоремы Лиувилля можно сформулировать двумя способами.

Во-первых, плотность фазовой жидкости, то есть функция распределения $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$, постоянна вдоль траектории движения изображающих точек $d\rho/dt = 0$.

Во-вторых, в стационарных условиях $\partial\rho/\partial t = 0$ фазовый объем сохраняется.

Фазовая жидкость несжимаема и капля фазового объема течет, причудливо изменяя со временем свою форму, но сохраняя объем (см. приложение 17).

Хотя фазовый объем в процессе эволюции остается постоянным, форма этого объема изменяется очень сложным образом из-за неустойчивости фазовых траекторий.

Ближние точки экспоненциально быстро расходятся на большие расстояния.

С течением времени объем приобретает причудливую форму, напоминающую мыльную пену.

Таким образом, статистический ансамбль обладает свойством перемешивания в фазовом пространстве.

Итак, в стационарном случае функция распределения $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ коммутирует с гамильтонианом $\{\rho, H\}_{PB} = 0$ и является интегралом движения. Значит, она зависит от таких функций координат и импульсов, которые сами являются интегралами движения.

Таким образом, $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ сама есть функция интегралов движения гамильтоновой системы уравнений (2.3), коих $6N - 1$ штук.

Это сложные, неоднозначные, кноздреватыеж такие функции огромного количества фазовых переменных, а, главное, неаддитивные.

При этом логарифм функции распределения $\ln \rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ равен сумме логарифмов функций распределения подсистем в силу статистической независимости, т.е. является аддитивной физической величиной.

Поэтому $\ln \rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ и сама функция распределения $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{p})$ могут зависеть только от таких комбинаций координат и импульсов, которые являются аддитивными интегралами движения.

У замкнутой механической системы имеется семь аддитивных интегралов движения: энергия, импульс (три интеграла) и момент импульса (три интеграла).

Импульс и момент импульса замкнутой системы связаны с ее равномерным поступательным движением и вращением как целого. Если отвлечься от этих движений, т.е. рассматривать покоящиеся и невращающиеся системы, то функция распределения может зависеть только от одного аддитивного интеграла движения, а именно от энергии.

Любая функция такого вида удовлетворяет теореме Лиувилля и может быть использована для описания статистических свойств макроскопической системы.

Таким образом, зависимость функции распределения от фазовых переменных является эргодической:

примеры зачем нужна теорема Лиувилля

1.3 The Equation of State

Рассматривая с макро уровня систему, создадим одно или несколько уравнений, описывающих её динамику.

термическое уравнение состояния

Рассмотрим абстрактную систему, в которой есть три параметра: P, V, T .

Например, в случае газов это давление, объем и температура.

можно на них смотреть как на абстрактные параметры, потому что любые другие системы с многими составляющими будут описываться так же.

Уравнение, которым описывается система, называется *термическим уравнением состояния*:

$$f(P, V, T) = 0$$

По определению оно должно быть невырожденным, таким образом оно эквивалентно трем уравнениям:

$$P = P(T, V) \quad V = V(T, P) \quad T = T(V, P)$$

(и что тут такого??)

Связи приращений термодинамических параметров

Простейшие преобразования - это переходы к малым приращениям, которые реализуются соотношениями:

$$\begin{aligned} dP &= \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T dV \\ dV &= \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T dP \\ dT &= \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V dP + \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P dV \end{aligned}$$

А также очевидны соотношения:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = \left[\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V\right]^{-1} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P = \left[\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P\right]^{-1} \quad \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = \left[\left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T\right]^{-1}$$

Также известно, что в случае функциональной зависимости $f(x, y, z)$ между x, y, z имеется тождество:

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x = -1$$

независимые величины

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T, \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$$

называются *термические коэффициенты*

а так как (ссылка на МА, то есть пока хз, почему)

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T = -1$$

то видим, что наши коэффициенты зависимы.

(тут раскрою, зачем они нужны, пока что хз)

Теперь перейдем к самой термодинамике.

происходящее в термодинамике

Термодинамика дает достаточно абстрактный подход к описанию систем с многими частицами, и основывается на постулатах.

потому что сама ее суть в том, что мы строим теорию из наблюдений, которые и берутся в качестве основы теории нашей. Из постулатов определяются понятия, с которыми дальше идет работа. Дальше к ним можно добавлять например МКТ, например статфиза и другого. в этой главе сосредоточимся на простой аксиоматической термодинамике, потому что именно с нее все начинается. Абсолютно все более подробно будет переопределено строго позже в соответствующих разделах, сейчас нам это не нужно. Нам нужно быстро осознать все принципы и пойти скорее в прикладные темы.

А в этом разделе четко сформулируем наши интуитивные представления о физике.

в этом разделе наблюдаем за неживой природой в отсутствии чего либо внешнего. Вообще, внешнее может или быть стационарным, или быть случайным, все равно как-то можно это описывать.

Итак, начнем вводить термодинамику. Посмотрим на постулаты.

1.4 Thermodynamic Functions

(всякие штуки про них, пока не совсем понимаю, что конкретно)

общие соображения про функции

1.5 The First Law of Thermodynamics

Обсудим подробно первое начало термодинамики.

Бытовое описание (?)

если привести в движение - оно будет развиваться по своим законам, но в итоге перейдет в покой. Назовем это первым постулатом.

общее начало термодинамики или первый постулат - Каково бы ни было начальное состояние неживых тел изолированной системы, в ней в конце концов установится термодинамическое равновесие, в котором прекратятся все макроскопические процессы

системы в процессе перехода в равновесие чем-то обмениваются, назовем это тепловой энергией.

дальше температура как внутренняя характеристика, которая определяет, будут ли находиться тела в равновесии, если она у них одинаковая?

Введем величину температуру T , она у тел одна и та же, когда они в равновесии.

Итак, когда мы добавили энергию в систему, она может пойти на работу

$$\delta Q = dU + \delta A$$

A - работа именно над внешними силами, это важно не путать, потому что знак ее важен.

Это называется первым началом термодинамики.

можно привести пример с поршнем, там $A = Fdl = pSdl$.

Посмотрим далее на саму систему. Введенная ранее функция может зависеть от T и от V , это называется калорическим уравнением состояния (от слова "калория" - единица энергии): $U = U(T, V)$.

можно вставить дифференциал от U и записать в более развернутом виде первое начало термодинамики.

δ - это именно приращение, а не потенциал. Чтобы приращение δ стало потенциалом, нужно, чтобы был так называемый интегрируемый множитель.

Если же измеряем состояние с помощью измерения функции давления, то это называется термическим уравнением состояния.

Теперь про сообщение теплоты. характеристика того, как возрастает температура при сообщении энергии - теплоемкость.

$$C = \frac{\delta Q}{dT}$$

Зависит типа от процесса. и вообще важное очень понятие.

1.6 The Second Law of Thermodynamics

Обсудим подробно второе начало термодинамики.

(пар 44 сивухин, потом допишу)

Формулировки Клаузиуса и Томсона эквивалентны

Теорема 1. *Формулировки Клаузиуса и Томсона эквивалентны.*

Proof. Пусть существует машина Томсона. Работу, которая она производит, можно целиком превратить в тепло и передать (например, трением или сжатием) термостату с более высокой температурой. Получившийся процесс соответствует машине Клаузиуса.

Обратно, пусть существует машина Клаузиуса K работающую между резервуарами с $T_{\text{хол}}$ и $T_{\text{гор}}$. Чтобы создать машину Томсона, просто добавим обычную тепловую машину, которая переносит тепло от $T_{\text{гор}}$ к $T_{\text{хол}}$, совершая некоторую работу. Для создания машины Томсона достаточно, чтобы после передачи тепла к холодному телу, это тепло отбирала

машина Клаузиуса и возвращала горячему телу. В итоге состояние холодной машины не меняется, при этом производится работа, таким образом мы имеем машину Томсона. $\square$

собственно, как доказать?

формулировка Клаузиуса

Теорема 2. *существует новая (по отношению к внутренней энергии U) функция состояния, называемая Клаузиусом "энтропией", элементарное изменение которой в равновесных процессах дается формулой*

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

здесь δQ - количество теплоты, сообщенное системе, имеющую температуру T .

обзор различных диаграмм с отражением процессов

Равновесный процесс в любой термодинамической системе может быть изображён линией на диаграмме как в координатах (P, V) , так и в координатах (T, S) .

Координаты (P, V) удобны тем, что площадь под графиком процесса можно интерпретировать как работу, совершаемой термодинамической системой: $\delta A = PdV$.

Координаты (T, S) используются, когда нужно показать переданное системе количество теплоты $\delta Q = TdS$, оно равно площадью под графиком в этих координатах.

Для работы, совершаемой в цикле можно записать выражение:

$$A = Q_{\text{н}} - Q_{\text{ох,н}} = \oint TdS = \oint SdT$$

Поскольку величина площади цикла не зависит от того, разбиваем мы её на вертикальные столбики $T dS$ или же на горизонтальные $S dT$.

сравнение обратимых и необратимых процессов

Теперь можно записывать первое начало термодинамики в виде:

$$TdS \geq dU + PdV$$

и для обратимых

$$TdS = dU + PdV$$

Что в мире такого, из-за чего у нас энтропия только увеличивается? (???????)

(??? глубокий вопрос, мне на 04.07ю.-23 1.5 недели доучивать и дорешивать термач нужно, чтобы им заняться.)

Какие свойства должны быть в компьютерной игре, чтобы тоже так было?

Вот в Оксиджен нот инклюдед можно ли сделать вечный двигатель? Почему да, почему нет?

1.7 Further Construction of Thermodynamics

(укажем, что еще нужно или может появиться)

1.8 Stability of Thermodynamic Equilibrium

(пар 51 сивухин)

1.9 How in General to Describe Abstract Systems with Many Parameters?

(пока оставлена часть, потому что не до нее)

1.10 The Concept of Temperature

Обсудим подробно температуру.

(должно хватить этого раздела, термач не специализируется на этих углублениях.)

Определение температуры

эмпирические наблюдения

Из наблюдения термодинамического равновесия очевидно, что если у них уровень введенной нами величины T одинаков, то и переходов энергии не будет.

ну и введем тело, которое будет соприкасаться с другими телами. *термоскоп*- так его назовем. (понятно какие требования для него, потом напишу)

заметим, что при одной и той же по нашим ощущениям величины T разные вещества могут вести себя разным образом. тип закипать, твердеть.

но на этом этапе уже можно фиксировать T_0 - при которой происходит что-то и называть это *температурными точками*.

мы имеем термоскоп, имеем какую-то величину T , которая характеризует тело, ну и типа понятно, что она повышается с ростом энергии в теле. и типа она очевидно однозначна, потому что мы ощущаем, что при неизменных условиях при одном и том же ощущении от тела происходят переходы. (почувствовать конечно это можно только при затвердевании льда (если у нас наука не развита еще и работаем с простыми веществами), но достаточно почувствовать окружение объектов, чтобы понять, что там внутри на самом деле такая же величина T)

ну что, у нас есть функция T и есть некоторые характерные ее точки, на этом моменте все понятно. так вот решили описывать мир.

(сивухин там рассказывает, что есть разные случаи, нам это не интересно, мы строим наивную теорию, а другие явления опишем позже. тем более без них никуда не деться.)

говорят, что функция T - от одного параметра.

и тут самая наверное важная часть раздела, но я устал.

ну в результате мы должны прийти к тому, что ввели температуру в произвольной системе и готовы к усложнениям

Другие свойства температуры (???)

говорят, что если есть инверсная заселенность, то это то же самое, что была бы отрицательная температура (??)

вот например двухуровневая система, там зависимость энергии от температуры: $E(T) = \frac{1}{1+e^{1/T}}$, это потому что (???)

так вот, мы хотим нарисовать этот график при более чем $1/2$ по оси Y .

в итоге график получается при $T < 0$ более чем $1/2$ и приходит к единице.

если мы подготовим кристал с обычной температурой, то стрелок вверх будет больше, чем стрелок вниз.

теперь как ее быстро перевести в обратное состояние - просто перевернем на 180 градусов. так мы опередим все процессы релаксации, и так она мгновенно станет с отрицательной температурой.

в общем, системы с отрицательной температурой возможны, но только с системами с ограниченным сверху спектром.

а что будет, если два тела с разными температурами привести в тепловой контакт, что будет?

посмотрим, что будет с суммарной энтропией?

$$\Delta S = \Delta E_1/T + \Delta E_2/T \geq 0$$

(????)

$$(1/T_1 + 1/T_2)E_1 \geq 0$$

крч если привести в контакт, то отрицательная температура будет падать, а положительная будет еще больше падать.

поэтому на первый взгляд равновесие не наступит никогда.

на самом деле движение остановится там, где средняя энергия. и какая температура будет - решит то, у кого была большая энергия.

поэтому через бесконечность перескочит температура и станет положительной.

так что температура обращается в бесконечность, ничего страшного (????) потому что это параметр распределения гиббса. (да хз????)

аксиоматические определения

Температуру можно ввести аксиоматически.

Аксиома (также известная как нулевое начало термодинамики): существует термодинамическая величина, которая характеризует степень нагретости тела (??) и называется температурой $T = T(E, V, N)$, и обладает следующими свойствами:

1. В основном состоянии температура равна нулю:

$$T|_{E=0} = 0$$

2. Температура монотонно растет с увеличением энергии тела:

$$\frac{\partial T}{\partial E} > 0$$

3. При термодинамическом равновесии все подсистемы имеют одинаковую температуру.

$$T_1 = T_2 = \dots$$

Введя температуру, удобно определить разные характеристики тела, которые описывают температурные свойства..

Температурные шкалы

(????)

Нам известно, что температура должна возрастать с ростом энергии.

Конкретный вид зависимости может быть любой (??), но в простейшем случае предполагается линейная зависимость.

Заблуждения о температуре (?)

1.11 Measurement of Temperature

Обсудим подробно температуру.

Типичное (?)

Измерение температуры фотонов (!?!?)

(в космологии про это вопрос тоже возник, как конкретно его изменить.)

1.12 The Concept of Energy

Идея энергии

В мире есть что-то, что запускает работу и жизнь объектов, назовем это энергией. дальше будем описывать его.

короче, когда говорим про энергию, рассматривается теплоемкость и температура, так что ее можно писать в виде

$$U = \int C_V(T) dT$$

1.13 The Concept of Entropy

Concept of entropy

How to guess the concept of entropy

(????!!! important question that I postponed for a long future...)

1.14 Other Meaningful Approaches to Thermodynamics

(этим мы почти не занимаемся, так что мелкие разделы, очень редко они могут быть нужны, а на них есть другие предметы.)

Квантовая термодинамика (?)

(пока даже не уверен, что писать сюда про это, пока в других предметах это буду проходить.)

матрица плотности

неравновесная термодинамика

(по сути это кинетика, что-то оттуда сюда выпишу когда-то)

2 Elementary Thermodynamic Models

2.1 The Carnot Cycle

Подробно обсудим цикл Карно.

Теорема

Движущая сила существует в природе в неизменном количестве, она, собственно говоря, никогда не создаётся, никогда не уничтожается; в действительности она меняет форму, т.е. вызывает то один род движения, то другой, но никогда не исчезает.

Карно о сущности теплоты

Простейший цикл, который способен показать максимальную возможность тепловых систем - это цикл Карно.

Теория цикла Карно формулируется двумя теоремами Карно.

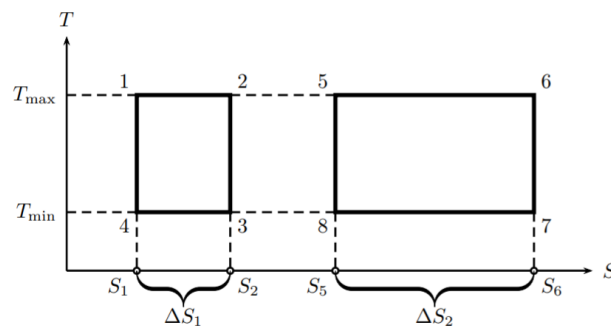


Figure 1: К доказательству теоремы Карно

Теорема 3. КПД любых идеальных машин, работающих по циклу Карно одинаковы.. и равен...

Proof. На TS -диаграмме цикл Карно изображен как на ??

В цикле $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ тепло поступает на $1 \rightarrow 2$ и равно:

$$Q_{H_1} = \int_{1 \rightarrow 2} T dS = \int_{1 \rightarrow 2} T_{\max} dS = T_{\max} \int_{1 \rightarrow 2} dS = T_{\max} \Delta S_1$$

и отдается:

$$Q_{\text{ox}} = \left| \int_{3 \rightarrow 4} T dS \right| = \int_{4 \rightarrow 3} T dS = T_{\min} \int_{4 \rightarrow 3} dS = T_{\min} \Delta S_1$$

таким образом:

$$\frac{Q_{\text{ox}, I_1}}{Q_{H_1}} = \frac{T_{\min} \Delta S_1}{T_{\max} \Delta S_1} = \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$$

Аналогично в цикле $5 \rightarrow 6 \rightarrow 7 \rightarrow 8 \rightarrow 5$:

$$Q_{H_2} = \text{площадь } (S_5 5 6 S_6) = T_{\max} \Delta S_2$$

$$Q_{\text{ox}, J_2} = \text{площадь } (S_5 8 7 S_6) = T_{\min} \Delta S_2$$

Таким образом, для обоих произвольных (и разных) циклов Карно с одинаковыми температурами $T_{\max}$ и $T_{\min}$ мы имеем

□

и поэтому КПД этого произвольного цикла, согласно (3) и (5),

$$\eta = 1 - \frac{Q_{\text{охл}}}{Q_{\text{н}}} = 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{max}}} \cdot \frac{1 + \delta_{\text{охл}}}{1 - \delta_{\text{н}}} < 1 - \frac{T_{\text{min}}}{T_{\text{max}}} = \eta_C,$$

что и доказывает теорему. Заметим, что доказательство останется справедливым, если одна из величин: $\delta_{\text{н}}$ или $\delta_{\text{охл}}$ будет равна нулю.

2.2 Overview of Other Thermodynamic Cycles

(??? there could be a lot of them)

2.3 Maxwell's Distribution

Обсудим подробно распределение Максвелла.

Суть распределения Максвелла

тут вкратце вывод

Вывод

Рассмотрим газ в заданном объеме и в состоянии равновесия. Отдельные его частицы движутся хаотически, однако в этом хаосе можно увидеть пару закономерностей: все направления такого движения равновероятны (изотропичность), движение частиц не зависит от предыдущих направлений, они могут сколько угодно раз пройти около состояний, в которых они были ранее. Этот хаос будем далее называть молекулярным хаосом.

Поставим задачу о распределении частиц по скоростям в трехмерном сосуде, в котором находится N молекул.

Интуиция нам подсказывает, что распределение должно уменьшаться с увеличением модуля скорости и.. (интуитивные представления позже запишу)

Наше искомое распределение $dN_{v_x, v_y, v_z} \equiv dN_{\vec{v}}$, то есть число частиц, находящихся в кубике

$$dv = \begin{pmatrix} v_x, & v_x + dv_x \\ v_y, & v_y + dv_y \\ v_z, & v_z + dv_z \end{pmatrix}.$$

в зависимости от расстояния между этим кубиком и нулем, через функцию распределения записывается так:

$$dN_{\vec{v}} = N f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z \equiv N f(\vec{v}) d^3v$$

Здесь N - полное число молекул.

Необходимо найти функцию распределения. В идеальной модели она должна быть симметрична по любому направлению скорости. И каждая компонента может быть записана $dW(v_x) = \Phi_1(v_x) dv_x$, где Φ - функция распределения вдоль x компоненты.

Поэтому после вставки ее в функцию распределения имеем:

$$dW(v_x, v_y, v_z) = \Phi_1(v_x) \Phi_1(v_y) \Phi_1(v_z) dv_x dv_y dv_z$$

То есть должно выполняться равенство

$$f(v) = \Phi(v_x) \cdot \Phi(v_y) \cdot \Phi(v_z)$$

Преобразуем:

$$\ln f(v) = \ln \Phi(v_x) + \ln \Phi(v_y) + \ln \Phi(v_z)$$

Функции Φ и f нам неизвестны, однако они должны удовлетворять уравнению выше при условии $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$.

После дифференцирования по v_x , имеем:

$$\frac{f'(v)}{f(v)} \frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{\Phi'_1(v_x)}{\Phi_1(v_x)}$$

Одни сомножитель в выражении выше считается:

$$\frac{\partial v}{\partial v_x} = \frac{d}{d_x} \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = \frac{2v_x}{2\sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}} = \frac{v_x}{v}$$

Поэтому связь между f и Φ такая:

$$\frac{1}{v} \frac{f'(v)}{f(v)} = \frac{1}{v_x} \frac{\Phi'_1(v_x)}{\Phi_1(v_x)}$$

Правая часть не зависит от v_y, v_z , левая - эти переменные содержит. Также что чтобы не было зависимости от них, обе стороны должны быть постоянные. Обозначим постоянную -2α , тогда:

$$\frac{1}{v_x} \frac{\Phi'_1(v_x)}{\Phi_1(v_x)} = -2\alpha \quad \rightarrow \quad \Phi_1(v_x) = A \exp(-\alpha v_x^2)$$

Таким образом мы получили:

$$f(v) = \Phi_1(v_x) \Phi_1(v_y) \Phi_1(v_z) = A^3 \exp(-\alpha v^2)$$

и

$$dn_{\mathbf{v}} = n A^3 \exp(-\alpha v^2) d^3v$$

Условие нормировки нам даст константу A

$$\int dn_{\mathbf{v}} = n \int f(v) d^3v = n$$

$$A = \sqrt{\alpha/\pi}$$

В итоге распределение для компоненты скорости имеет вид:

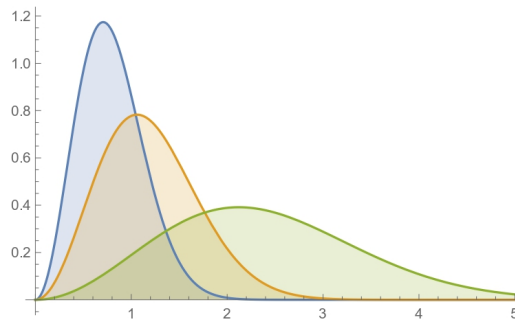
$$dW(v_x) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_x^2} dv_x$$

И для вектора скорости:

$$dW(v_x) = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} e^{-\alpha v_x^2} dv_x$$

Осталось найти только параметр α .

Из только скоростей его не получить никак, нужны какие-то другие характеристики газа. Очевидно, что чем больше температура, тем больше скорости, тем шире функция распределения, так что есть ее зависимость от температуры. А чтобы прийти к температуре (по ее физическому смыслу) нужно посчитать энергию и воспользоваться связью между ей и температурой. сделаем это.



Найдем среднюю кинетическую энергию молекул:

$$\bar{\varepsilon}_{\text{к\mu H}} = \frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{1}{n} \int \frac{mv^2}{2} n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha v^2} d^3v = \frac{1}{n} \int_0^\infty \frac{mv^2}{2} n \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/2} e^{-\alpha v^2} 4\pi v^2 dv = \frac{3m}{4\alpha} \quad (1)$$

Приравнивая к $3kT/2$, получаем:

$$\gamma = \frac{m}{2KT}$$

Таким образом распределение Максвелла имеет вид:

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2KT}}$$

$$F(v) = 4\pi v^2 f(v) = 4\pi v^2 \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2KT}}$$

свойства распределения Максвелла

Посмотрим, что нам дает распределение Максвелла.

С помощью него можно найти среднюю и наивероятнейшую скорости:

$$\bar{v} = \int_0^\infty v F(v) dv = \left(\frac{m}{2\pi KT}\right)^{3/2} \int_0^\infty 4\pi v^3 e^{-\frac{mv^2}{2KT}} dv = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$$

$$\overline{v^2} = \int_0^\infty v^2 F(v) dv = \sqrt{\frac{3KT}{m}}$$

наивероятнейшая:

$$v_{\text{наив}} = \sqrt{\frac{2KT}{m}}$$

(далее еще куча свойств есть)

О моделировании (?)

Можно посмотреть графически на распределение Максвелла. Для этого в Wolfram есть функция `MaxwellDistribution`, и разные распределения можно выдавать так:

```
Plot[Table[
PDF[MaxwellDistribution[[Sigma]], x],{Sigma}, {.5,.75, 1.5}]] // Evaluate, {x, 0, 5},
Filling -> Axis, PlotRange -> All]
```

Его свойства выдавать можно

```
Mean[MaxwellDistribution[\ [Sigma]]]
```

применения распределения Максвелла

(в каких конкретно случаях оно присутствует? плазма? релятивистский газ?)
пока хз.

2.4 Gibbs Distribution

(пока об этом в статфизе пишу, потом сюда перенесу суть.)

введение из квантовой механики

(возможно, тут из Белоусова по статфизу теория)

Из квантовой механики известно, что физическая система, характеризующаяся гамильтонианом H и имеет набор собственных состояний, обозначаемых вектором $|n\rangle$.

распределение Гиббса

Согласно распределению Гиббса:

Теорема 5. Рассмотрим квантовую систему.

При термодинамическом равновесии вероятность ω найти эту систему в состоянии $|n\rangle$ от энергии этого состояния и определяется (формулой Гиббса):

$$\omega_n = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{E_n}{T}\right)$$

здесь Z - нормировочный множитель, то есть множитель, обеспечивающий, чтобы вероятность была нормируема.

Заметим, что с такого подхода температура T - вводится как просто параметр, и не обязательно понимать ее физический смысл.

(место для дополнений про случай, когда у нас 2 системы, там все понятно)

примеры распределения Гиббса

(Белоусова как раз впишу сюда и задачи нарешаю)

2.5 Equations of Molecular Kinetic Theory

Обсудим подробно МКТ.

(по идее должно хватить этого раздела?)

Конкретная польза рассмотрения молекул

Вроде и без них многое получалось, так что конкретно мы можем получить, введя молекулы в нашу теорию?

представление о молекулярно-кинетической теории

Конечно же, самые первые приложения, которое находят наши общие взгляды - это описание газов, на котором нужно подробно остановиться, потому что для газов следует иметь отдельные наработанные конструкции.

Однако многие опытные факты (мб позже напишу, какие) говорят, что молекулы. уточним нашу теорию, сказав, что реализуется все в виде именно их.

посмотрим, как конкретно.

Во-первых были замечены движения частиц.

броуновское движение.

и там про Авогадро интересно написать, как там все меряется?

итак, вводится число Авогадро для характеристики количества молекул. Теперь молекулы меряются в молях.

мб запишу про молекулы введение все, как мейлихов писал.

Доказательство, что молекулы на самом деле есть

(много про это было споров.)

2.6 More About the Molecular Kinetic Theory

(встречу - сюда буду вписывать.)

2.7 The Speed of Thermal Motion

(пар 60 свх, maybe write it in the section about gases)

2.8 Avogadro's Number

Обсудим подробно число Авогадро.

Определение

Опыт Перрена (!!!?)

(?? как же его измерить - пропишу тут, мелкий вопрос. мб почитаю про это еще.)

3 Thermal Conductivity

(глава 4 сивухин)

3.1 The Equation of Thermal Conductivity

пока я хз.

температурные волны

(пар 55 свх)

3.2 Various Phenomena with Thermal Conductivity

(????)

остывание полупространства

(пар 56 свх)

внешняя теплопередача

хз вообще что это.

3 Laws of Gas Dynamics

Обсудим подробно динамику газов.

1 Ideal Gas

1.1 Formulas for Different Amounts of Atoms in a Gas

1.2 Averaging Formulas for the Occurrence of Real Gases

про плазму, про реальный воздух, если уж используем ИГ, то какие соотношения для них???

скорости

в

$$\tilde{v}_{KB} = \sqrt{3 \frac{P}{\rho}} \quad (2)$$

$$\bar{v}_{Kg} = c \sqrt{\frac{3}{\gamma}} \quad (3)$$

2 Van Der Waals Gas

Построим более строгую модель газа, чем идеальный.

2.1 Properties of Van Der Waals Gas

тут теория нормальная

теория общефиза

(и пока только она в планах)

В модели Ван-дер-Ваальса предпринята попытка учесть взаимодействие молекул. Так называемый потенциал Ван-дер-Ваальса, описывающий это взаимодействие, Рис. 3.1 выглядит следующим образом (рис. 3.1). Молекулы, как и в модели идеального газа, представляются твердыми шариками некоторого радиуса r_0 . Тогда их центры не могут подойти друг к другу на расстояние, меньшее, чем $2r_0$. При таких расстояниях энергия взаимодействия положительна, что соответствует силам отталкивания, и бесконечно велика.

Если же расстояние между молекулами превышает $2r_0$, они притягиваются друг к другу. Энергия взаимодействия отрицательна и обратно пропорциональна шестой степени расстояния между центрами молекул: $U \sim -r^{-6}$. Средняя энергия взаимодействия $\langle U \rangle$ пропорциональна $\langle r \rangle^{-6}$, т.е. V^{-2} .

В уравнение состояния по сравнению с идеальным газом вводятся два изменения. 1. В явном виде учитывается конечный объем молекул. Некоторый объем b (он считается равным учетверенному объему молекул) оказывается недоступным для молекулы, она может свободно двигаться не по всему объему сосуда V , а только в пределах пространства $V - b$. 2. Учитывается притяжение молекул друг к другу. В частности, молекулы пристеночного слоя имеют соседей только с одной стороны, поэтому они «втягиваются» этими силами внутрь объема, в результате чего давление на стенку сосуда несколько уменьшается. Это уменьшение давления описывается членом вида a/V^2

Совместное действие двух механизмов приводит к тому, что фиксируемое манометром давление оказывается равным

$$P = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2}$$

Или

$$\left(P + \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT$$

Соотношения (3.2), (3.3) записаны для моля газа. Если в некотором объеме V находится ν молей газа, значит, каждый моль занимает объем V/ν , и в этом случае

$$\left(P + \nu^2 \frac{a}{V^2}\right)(V - \nu b) = \nu RT$$

Как количественное соотношение уравнение Ван-дер-Ваальса справедливо до тех пор, пока a и b можно считать поправками. При более высоких плотностях, когда PV^2 становится сравнимым с a или V - сравнимым с b , модель Ван-дер-Ваальса становится слишком грубой и описывает поведение реальных веществ лишь на качественном уровне.

Изотермы Ван-дер-Ваальса. Критические параметры. Исследование поведения газа, описываемого уравнением Ван-дер-Ваальса, начнем с анализа его изотерм - графиков зависимости P от V при постоянном значении T . Изотермами идеального газа в PV -координатах являются гиперболы $P = RT/V$. Изотермы газа Ван-дер-Ваальса имеют более сложный вид. Уравнение Ван-дер-Ваальса можно привести к виду

$$PV^3 - (RT + Pb)V^2 + aV - ab = 0$$

Это уравнение третьего порядка относительно V , и оно, вообще говоря, имеет три корня. При достаточно высоких температурах два корня - комплексно-сопряженные числа, и реально каждому значению давления соответствует одно значение объема. Если же температура невысокая, все три корня будут действительными, при одном значении давления (и температуры) объем может принимать три различных значения.

Поведение изотермы Ван-дер-Ваальса удобно анализировать, исходя из уравнения в форме (3.2). Значения объема $V < b$ недопустимы, а это означает, что график изотермы опускается из бесконечности правее точки $V = b$ (рис. 3.2).

При достаточно больших значениях объема изотерма Ван-дер-Ваальса должна мало отличаться от изотермы идеального газа, в частности, при безграничном увеличении объема давление должно стремиться к нулю. Но чтобы одному значению давления отвечало три значения объема, график должен иметь восходящий

участок 12 (изотерма AA'). Точки 1 и 2 соответствуют экстремумам функции $P(V)$, а значит в них выполняется условие

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = \frac{RT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^3} = 0.$$

Решая совместно (3.2) и (3.5), получаем уравнение кривой, на которой лежат экстремумы изотерм (штриховая кривая на рис. 3.2)

$$P_{\exists} = \frac{a}{V^2} - \frac{2ab}{V^3} = \frac{a(V-2b)}{V^3}$$

Кривая $P_{\exists}(V)$ начинается с отрицательных значений давления (это обстоятельство мы позже обсудим) при $b < V < 2b$, проходит через максимум и затем приближается сверху к асимптоте

$V = 0$. В точке K , в максимуме кривой, два экстремума сливаются. Изотерма, проходящая через эту, так называемую критическую точку, имеет в ней точку перегиба с

горизонтальной касательной. На всех изотермах, соответствующих критической и более высоким температурам, давление становится монотонной функцией объема, каждому давлению отвечает только одно значение объема. В критической точке

$$\frac{dP_{\exists}}{dV} = -\frac{2a}{V^3} + \frac{6ab}{V^4} = 0$$

Теперь нетрудно найти значения критических параметров:

$$V_K = 3b; \quad P_K = \frac{a}{27b^2}; \quad T_K = \frac{8a}{27bR}$$

Если мы введем приведенные объем, давление, температуру

$$\Phi = \frac{V}{V_K}, \quad \pi = \frac{P}{P_K}, \quad \tau = \frac{T}{T_K}$$

то получим приведенное уравнение Ван-дер-Ваальса

$$\left(\pi + \frac{3}{\Phi^2}\right) \left(\Phi - \frac{1}{3}\right) = \frac{8\tau}{3}$$

которое часто проще анализировать. Замечательно, что в параметрах π, Φ, τ уравнение Ван-дерВаальса выглядит одинаково для всех веществ. В этом смысле оно становится таким же универсальным, каким в своем диапазоне, при справедливости модели идеального газа, является уравнение Клапейрона.

Модель Ван-дер-Ваальса отражает влияние взаимодействия молекул и поэтому, в отличие от модели идеального газа, описывает эффекты, вызываемые этим взаимодействием. Рассмотрим для иллюстрации два примера.

Внутренняя энергия газа Ван-дер-Ваальса. Дифференцируя соотношение (3.2), получим $(\partial P / \partial T)_V = R / (V - b)$. Тогда из общего соотношения (3.1) для частного случая газа Ван-дер-Ваальса следует

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = \frac{a}{V^2}$$

Дифференциал внутренней энергии принимает вид

$$dU = C_V dT + \frac{a}{V^2} dV$$

Если $C_V = \text{const}$, то после интегрирования получаем

$$U = C_V T - \frac{a}{V}$$

Постоянную интегрирования можно опустить, так как в конкретных задачах важно лишь изменение энергии.

Как и следовало ожидать, теперь, в отличие от идеального газа, внутренняя энергия зависит от объема. Если при неизменной температуре меняется занимаемый газом объем, то меняется расстояние между молекулами. Кинетическая энергия молекул газа остается прежней, но потенциальная энергия их взаимодействия меняется.

Очевидно, при адиабатическом расширении в пустоту реальные газы, в отличие от идеальных, должны охлаждаться. При увеличении объема потенциальная энергия взаимодействия молекул газа растет. В условиях теплоизоляции эта энергия может быть позаимствована только из кинетической энергии тех же молекул, то есть за счет охлаждения газа. Этот результат следует из (3.9)

$$T_2 - T_1 = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) < 0$$

Энтропия газа Ван-дер-Ваальса.

Запишем дифференциал энтропии в переменных T и V :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T dV$$

Первое слагаемое можно представить в виде $C_V dT/T$ во втором, воспользовавшись соотношением Максвелла для свободной энергии F , заменим производную на $(\partial P/\partial T)_V = R/(V - b)$. Теперь, если считать C_V постоянной, то после интегрирования получим для моля газа Ван-дер-Ваальса

$$S = C_V \ln T + R \ln(V - b) + S_0$$

Эффект Джоуля-Томсона для газа Ван-дер-Ваальса

Вспомним, что при адиабатическом дросселировании остается неизменной энтальпия газа H . Для идеального газа это означает неизменность температуры. В реальных экспериментах, впервые осуществленных Джоулем и Томсоном (1852), наблюдается изменение температуры. Модель Ван-дер-Ваальса позволяет проанализировать этот эффект. Ограничимся случаем, когда перепад давлений мал, т.е. рассмотрим дифференциальный эффект Джоуля-Томсона. Тогда задача сводится к вычислению производной $(dT/dP)_H$. Запишем дифференциал энтальпии

$$dH = TdS + VdP = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P dT + T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T dP + VdP$$

Первый член $T(\partial S/\partial T)_P dT = (TdS)_P = \delta Q_P = C_P dT$. Во втором члене используем соотношение Максвелла для потенциала Φ (см. табл. 2.1): $(\partial S/\partial P)_T = -(\partial V/\partial T)_P$. Так как энтальпия неизменна, можно записать:

$$dH = C_P dT - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP + VdP = 0$$

Отсюда получаем общее соотношение для дифференциального эффекта Джоуля-Томсона:

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_{\text{Дж-Т}} = \left(\frac{dT}{dP} \right)_H = \frac{T(\partial V/\partial T)_P - V}{C_P}$$

Осталось подставить $(\partial V/\partial T)_P$. Для идеального газа эта величина равна V/T , и эффект, конечно, оказывается нулевым. Иначе обстоит дело в случае газа Ван-дер-Ваальса. Продифференцировав (3.2) при постоянном давлении, получим

$$dP_P = \frac{R}{V-b} dT_P - \frac{RT}{(V-b)^2} dV_P + \frac{2a}{V^3} dV_P = 0$$

Отсюда, пренебрегая величинами второго порядка малости По a и b , имеем

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \frac{R/(V-b)}{RT/(V-b)^2 - 2a/V^3} \approx \frac{R(V-b)}{RT - 2a/V}$$

Подставляя это выражение в (3.11) и вновь пренебрегая малыми величинами, окончательно для эффекта Джоуля-Томсона в случае газа Ван-дер-Ваальса получаем

$$\left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_{\text{Дж-Т}} = \frac{(V-b)/(1 - 2a/RTV) - V}{C_P} \approx \frac{2a/(RT) - b}{C_P}$$

Температура газа Ван-дер-Ваальса в процессе Джоуля-Томсона меняется. При этом отметим весьма существенный факт - знак эффекта зависит от температуры.

Пока $T < T_{\text{инв}} = 2a/(Rb)$, производная положительна (при этом говорят о положительном эффекте), а значит, при дросселировании, когда $\Delta P < 0$, газ охлаждается. При более высоких температурах знак эффекта меняется - газ нагревается.

У большинства газов температура инверсии эффекта Джоуля-Томсона заметно выше комнатной. Для воздуха она равна 650 К, т.е. 377°C, для углекислого газа — 2050 К (1773°C). Поэтому обычно наблюдается охлаждение газа.

А вот для водорода температура инверсии равна 205 К (−68°C), и водород при нормальных условиях нагревается. Поэтому крайне опасно возникновение трещин в водородных баллонах и проводящих водород трубах. Просачивание газа через трещины или маленькие отверстия - это тот же процесс Джоуля-Томсона, и в результате нагрева водород может воспламениться, а то и взорваться.

Приведенные значения $T_{\text{инв}}$ дают возможность проиллюстрировать степень точности уравнения Ван-дер-Ваальса. Из сравнения выражений для температуры инверсии и критической температуры следует, что их отношение должно быть для всех веществ одинаковым: $T_{\text{инв}} = 2a/(Rb)$, $T_K = 8a/(27Rb)$ и $T_{\text{инв}}/T_K = 27/4 = 6,75$. Эксперимент дает различные результаты. Так, у воздуха $T_K = 132,6$ К и $T_{\text{инв}}/T_K = 4,9$. Сравнительно хорошо согласуются с теорией данные для CO_2 : $T_K = 304$ К и $T_{\text{инв}}/T_K = 6,74$, а также для водорода: $T_K = 33$ К, $T_{\text{инв}}/T_K = 6,2$. А вот у гелия $T_{\text{инв}} = 46$ К, $T_K = 5,2$ К, и их отношение равно 8,3. Подчеркнем также, что формула (3.12) хорошо описывает результаты дифференциального эффекта. Если перепад давлений велик, надо интегрировать общую формулу (3.11):

$$T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \frac{T(\partial V/\partial T)_P - V}{C_P} dP$$

Уравнение Ван-дер-Ваальса (с фиксированными значениями a и b) в этом случае непригодно, и при вычислении интеграла необходимо пользоваться экспериментальными данными о поведении параметров газа во всем диапазоне их изменения в процессе дросселирования. Вещество, подчиняющееся уравнению Ван-дер-Ваальса, обычно называют газом Ван-дер-Ваальса. Однако анализ этого уравнения позволяет выяснить, хотя бы качественно, характерные черты перехода из газообразного состояния в жидкое — частного случая так называемых фазовых переходов или фазовых превращений.

приложения его

(типа зачем это в жизни??? в задачах? укажу потом.)

3 Other Gases

3.1 насыщенный пар

что вводится?

и какие приложения?

Суть

Обзор применений

Теория

4 Fundamentals of Gas Dynamics

(очень много крутых моделей построить на это все)

Коэффициенты переноса в газах.

Уравнение стационарной теплопроводности

здесь соберем общую теорию, далее тут или где-то в другом месте задачи на текущий газ

4.1 The Speed of Sound

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}$$

4.2 The Flow of Gas Through the Rocket Nozzle

протекание через цилиндр

Начнем с простой задачи о газе в цилиндре. Задача очень показательная, так как мы многое про динамику газа на этом примере начинаем видеть.

на нее ранее были отсылки в теоретических частях, мб даже какие-то формулы еще раз приведены, которые тут выводятся.

также задача интересна тем, что тут есть и смещения и деформации одновременно и следует не путаться в этом.

научимся описывать распределение давлений в цилиндре. (мб даже дойду и запрогаю красивую диаграмму, как все меняется, но это больше умф)

выделим малый цилиндрический объем, для него запишем:

$$ma = \Delta PS$$

Заметим, что хотя газ течет, его масса в данный момент времени одинакова в трубе, так как течение стационарнл. Для всей трубы менделеева-Клапейрона уравнение имеет вид:

$$PV = \frac{m}{M}RT$$

поэтому масса выделенной части $m = \frac{P_0 SM}{RT_0} l_0$

из формулы для ускорения находим ускорение всех частиц в цилиндре:

$$a = \frac{RT}{P_0 l_0 M} \Delta P$$

Интуитивно понятно, что давление как-то падает при перемещении вдоль поршня. Найдем эту зависимость количественно.

Будем считать, что ускорение в каждой части цилиндра одинаковое и равное выше. Подставим это во второй закон Ньютона для этой порции газа, в итоге получаем:

$$\frac{\delta P}{\Delta x} = -\frac{\Delta P}{l_0}$$

Получаем, что давление в трубе меняется по линейному закону:

$$P = P_0 + \Delta P(1 - \frac{x}{l})$$

Теперь рассмотрим вопрос о деформации слоев газа при их смещении. Деформацию запишем через относительную деформацию:

$$\delta x = (1 + \varepsilon)\Delta x$$

На первом приближении протекания газа мы пренебрегаем всем чем угодно, так что рассмотрим это протекание как адиабатический процесс.

$$P_0(\Delta x)^\gamma = P((1 + \varepsilon)\Delta x)^\gamma$$

Поэтому давление примерно меняется так:

$$P \approx P_0(1 - \gamma\varepsilon)$$

В то же время мы помним найденную ранее линейную зависимость давления от координаты, так что (позже проверю)

$$\varepsilon = -\frac{\Delta P}{\gamma P_0}(1 - \frac{x}{l_0})$$

заметим, что она менее 0, то есть при таком протекании газ сожмется. Если же при этом его закрыть поршнями, то они сместятся друг к другу на расстояние:

$$\Delta l_1 = l_0 \cdot \langle \varepsilon \rangle = -\frac{\Delta P}{2\gamma P_0}l_0$$

Посмотрим далее на температурные зависимости. (где-то выше должна быть теория как исследовать эти зависимости, чтобы я брал ее тут и применял, все)

Рассмотрим смещающийся газ, для него уравнение Клапейрона $\frac{PV}{T} = \text{const}$ для начального и смещенного состояния дает:

$$\frac{P_0 S \Delta x}{T_0} = \frac{PS(1 + \varepsilon)\Delta x}{T}$$

Подставим сюда найденные зависимости давления и деформации. Получаем:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\Delta P}{P_0} \left(1 - \frac{x}{l_0}\right)\right) \left(1 - \frac{\Delta P}{\gamma P_0} \left(1 - \frac{x}{l_0}\right)\right)$$

Или, примерно:

$$T = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} \left(1 - \frac{x}{l_0}\right)\right)$$

(позже пересмотрю это)

Теперь посмотрим приход к тепловому равновесию.

)про переходы к равновесию сказать мало что могу(?) вроде методы тут хорошие кстати)

Установившуюся температуру можно искать как среднюю от всех температур в каждой координате.

$$\bar{T} = T_0 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0}\right)$$

Приход к тепловому равновесию это по сути когда температура из T_0 переходит в $\bar{T}$, поэтому действуем по тому же методу: уравнение Клапейрона, относительная деформация, ее усреднение и домножение на длину всей трубки:

$$\begin{aligned} \frac{P_0 S \Delta x}{T_0} &= \frac{PS(1 + \bar{\varepsilon})\Delta x}{\bar{T}} \rightarrow 1 + \bar{\varepsilon} = \frac{\bar{T}}{T_0} \frac{P}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0}\right) \left(1 + \frac{\Delta P}{P_0} \left(1 - \frac{x}{l_0}\right)\right) \approx \\ &\approx 1 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} + \frac{\Delta P}{P_0} \left(1 - \frac{x}{l_0}\right) \end{aligned}$$

Средняя относительная деформация оказывается равной

$$\langle \bar{\varepsilon} \rangle = \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} + \frac{\Delta P}{2P_0} = \frac{2\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0}$$

изменение расстояния между поршнями становится равным

$$\Delta \bar{l}_2 = \langle \bar{\varepsilon} \rangle l_0 = \frac{2\gamma - 1}{2\gamma} \frac{\Delta P}{P_0} l_0$$

Газ в этом процессе расширится.

протекание через сопло переменного сечения

Рассмотрим движение газа через сопло переменного сечения.

Процесс все так же адиабатический, так что давление и плотность с перемещением по координате изменяются с сохранением соотношения:

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{1/\gamma}$$

отсюда легко получить:

$$\Delta \rho \approx \Delta p \frac{\rho}{\gamma p} \equiv \frac{\Delta P}{c^2}$$

Закон сохранения массы:

$$\rho v S - (\rho + \Delta \rho)(v + \Delta v)(S + \Delta S) = 0$$

Из него получаем примерно

$$\Delta \rho v S + \rho \Delta v S + \rho v \Delta S$$

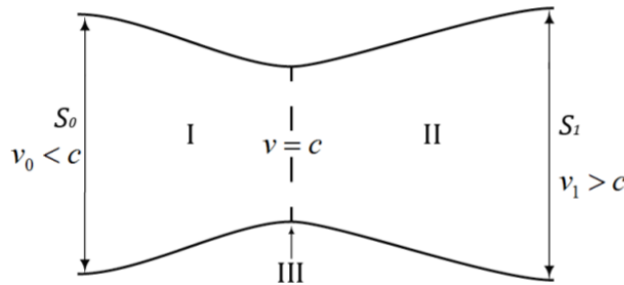


Figure 3: примерный вид реактивного сопла

Сюда нужно подставить найденные выражения изменения остальных слагаемых.

(потом тут все доделаю)

Получим формулу для скорости течения газа

$$\Delta v = \frac{v \Delta S}{S(\frac{v^2}{c^2} - 1)}$$

анализ изменения S для того, чтобы всегда она увеличивалась приведен на ???. Посмотрим на формулу для изменения скорости:

Чтобы было $\Delta v = \frac{v \Delta S}{S(\frac{v^2}{c^2} - 1)} > 0$, нужно, если $v < c$, чтобы было $\Delta S < 0$; если $v > c$, чтобы было $\Delta S > 0$

Вот так вот мы и разобрались с задачей о ракете.

4.3 Dynamics of the Atmosphere

(there are books about it, I'll write just the most important ideas)

Барометрическая формула

Вспоминая распределения (еще раз тут быстро те идеи повторяю)

...

Из уравнения механического равновесия $\partial P / \partial z = -mgP/kT$ следует:

$$P = P_0 \exp \left(-mg \int_0^z \frac{dz_1}{kT(z_1)} \right)$$

Это барометрическая формула для разных температур.
посмотрим на ее применения и графики.

.... (тут они) ...

5 Transfer Processes in Gases

Обсудим простейшую теорию переносов в газах.

(более подробное и серьезное в кинетике)

5.1 Mean Free Path

Теория

За время τ молекула, обладающая скоростью $\bar{v}$, пролетит путь $l = \bar{v}\tau$.

Объем цилиндра с поперечным сечением σ равен $V = \sigma l$.

При плотности молекул в газе n в этом цилиндре находится nl частиц.

Хотя бы одно столкновение произойдет при условии, что $n\sigma l = 1$, т.е.

если длина цилиндра

$$l = (n\sigma)^{-1}$$

Эта величина называется длиной свободного пробега молекулы, а соответствующее время $\tau = (n\bar{v}\sigma)^{-1}$ - временем свободного пробега.

Полученная формула для длины свободного пробега может быть уточнена, если учесть, что в газе все молекулы движутся.

Как было показано в разделе 2.3.8, средняя относительная скорость двух молекул $\bar{v}_{\text{отн}}$ связана

со средней скоростью молекулы $\bar{v}$ соотношением $\bar{v}_{\text{отн}} = \sqrt{2} v$.

За время τ молекула пролетит путь $l = \bar{v}\tau$.

Столкновения выбранной молекулы можно рассматривать, считая, что она движется со скоростью $\bar{v}_{\text{отн}}$, а остальные молекулы покоятся.

Это значит, что за время τ в цилиндре длиной l и площадью поперечного сечения σ молекула испытает $n\sigma v_{\text{отн}}\tau = \sqrt{2} n\sigma l$ столкновений, а одно столкновение она испытает на пути $l = (\sqrt{2}n\sigma)^{-1}$.

Заметим, что если молекулы (частицы) распространяются в среде, составленной тяжелыми неподвижными рассеивающими центрами, то длина свободного пробега дается простейшей формулой (5.1.1) (без множителя $\sqrt{2}$ в знаменателе), поскольку скорость v молекул в этом случае совпадает со скоростью молекул относительно рассеивающих центров $v_{\text{отн}}$.

5.2 Gas Kinetic Cross Section of the Molecule

Теория

Во многих процессах частицы можно считать твердыми шариками диаметра d .

Как видно из рис. 5.1.1a, частица сталкивается с другой такой же частицей, если расстояние между их центрами не превышает d .

Поэтому можно определить эффективное газокинетическое сечение молекулы как площадь поперечного сечения цилиндра радиусом, равным максимальному расстоянию между центрами сталкивающихся молекул, т.е.

$\sigma = \pi d^2$: молекулы взаимодействуют, если центр какой-либо молекулы попадет в этот цилиндр.

Если рассматриваемая молекула движется в среде, образованной молекулами другого размера, то ее газокинетическое сечение по отношению к молекулам среды может быть определено аналогичным образом

(см. рис. 5.1.16)

как $\sigma_{12} = \pi (r_1 + r_2)^2$, где $r_i = d_i/2$, $i = 1, 2$.

В общем случае сечения определяются для каждого типа сталкивающихся молекул:

$$\sigma_{ik} = \pi (r_i + r_k)^2.$$

5.3 The Frequency of Collisions of Gas Molecules

Теория

Оценим число столкновений, испытываемых молекулами газа в единице объема за единицу времени.

Длина свободного пробега молекулы составляет

$$l = (\sqrt{2}n\sigma)^{-1}.$$

Соответственно время свободного пробега равно

$$\tau = (\sqrt{2}n\bar{v}\sigma)^{-1},$$

а за единицу времени молекула испытывает $1/\tau = \sqrt{2}n\bar{v}\sigma$ столкновений.

Поскольку в единице объема находится n молекул, то всего за единицу времени все они испытают число столкновений, равное

$$f = \frac{1}{2} \frac{n}{\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}} n^2 \bar{v} \sigma$$

(множитель $1/2$ связан с тем, что в каждом столкновении участвуют две молекулы, что уменьшает вдвое общее число столкновений).

Заменяя концентрацию молекул n с помощью уравнения состояния идеального газа $n = P/kT$ и используя соотношения

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad \text{и} \quad \sigma = \pi d^2,$$

получим искомое выражение:

$$f = 2\sqrt{\frac{\pi}{m}} \frac{P^2 d^2}{(kT)^{3/2}}$$

В частности, если $d = 3 \cdot 10^{-8}$ см, $P = 1$ атм, $T = 273$ К, $m = 5 \cdot 10^{-23}$ г то расчет по приведенной формуле дает $f \sim 6 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$.

Заметим также, что в указанных условиях длина свободного пробега молекулы составляет $l \sim 10^{-5}$ см, средняя скорость $\bar{v} \sim 4 \cdot 10^4$ см/с, а среднее число столкновений, испытываемых одной молекулой газа в единицу времени,

$$\text{составляет } \tau^{-1} = \bar{v}/l \sim 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}.$$

5.4 The Diffusion Equation

Теория

Рассмотрим поток частиц какого-либо одного сорта вдоль оси x (рис. 5.6.1).

В объеме $dV = dS dx$ число этих частиц равно $dN_1 = n_1 dV$, где $n_1 = n_1(x, t)$ - их число в единице объема в момент времени t .

Пусть $j_1 = j_1(x, t)$ плотность потока рассматриваемых частиц.

Тогда число частиц, поступивших в объем dV в единицу времени, равно

$$(j_1(x, t) - j_1(x + dx, t)) dS = -\frac{\partial j_1}{\partial x} dV$$

Но эта величина есть скорость изменения числа частиц в выделенном объеме dV , и ее можно записать в виде $\partial(dN_1)/\partial t$.

Таким образом, приходим к уравнению баланса:

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial j_1}{\partial x} = 0$$

Пусть сначала средняя скорость течения газа равна нулю, $u = 0$.

Подставим сюда выражение для плотности потока частиц j_1 из закона Фика

$$j_1 = -Dn \frac{dc_1}{dx}$$

и учтем, что $n_1 = nc_1$.

В результате получим уравнение диффузии:

$$\frac{\partial(nc_1)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(nD \frac{\partial c_1}{\partial x} \right)$$

В частности, если полная плотность числа частиц постоянна, $n = \text{const}$, то уравнение диффузии примет вид

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial n_1}{\partial x} \right)$$

В трехмерном случае это уравнение записывается следующим образом:

$$\frac{\partial (nc_1)}{\partial t} = \operatorname{div} (Dn \operatorname{grad} c_1)$$

Аналогичные уравнения имеют место и для другой компоненты.

Пусть теперь средняя скорость течения газа ненулевая.

Полагая

$$j_1 = n \left(-D \frac{\partial c_1}{\partial x} + c_1 u \right)$$

приходим к иному уравнению:

$$\frac{\partial (nc_1)}{\partial t} + \frac{\partial (nc_1 u)}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(nD \frac{\partial c_1}{\partial x} \right)$$

В трехмерном случае это уравнение записывается в виде

$$\frac{\partial (nc_1)}{\partial t} + \operatorname{div} (nc_1 \mathbf{u}) = \operatorname{div} (nD \operatorname{grad} c_1)$$

Последнее уравнение часто называют уравнением диффузии со сносом (конвекцией).

Запишем аналогичное уравнение для второй компоненты смеси:

$$\frac{\partial (nc_2)}{\partial t} + \operatorname{div} (nc_2 \mathbf{u}) = \operatorname{div} (nD \operatorname{grad} c_2)$$

Складывая почленно два последних уравнения и учитывая равенство $c_1 + c_2 = 1$, получим известное в гидродинамике уравнение непрерывности :

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0, \quad \mathbf{j} = n\mathbf{u}$$

5.5 The Equation of Thermal Conductivity

Теория

Рассмотрим перенос тепловой энергии вдоль оси x (рис. 5.6.2).

В объеме $dV = dSdx$ количество энергии, содержащейся в данный момент времени t , равно $dU = u dV$, где

$u = u(x, t)$ — плотность энергии.

Пусть $q = q(x, t)$ — плотность потока тепла.

Количество энергии, поступившей в объем dV в единицу времени, равно

$$(q(x, t) - q(x + dx, t))dS = -\frac{\partial q}{\partial x} dV$$

Но эта же величина есть скорость изменения количества энергии в выделенном объеме dV и ее можно представить в виде $(\partial u / \partial t) dV$.

Таким образом, мы приходим к уравнению теплового баланса:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0$$

Преобразуем это уравнение для случая идеального газа.

Учтем, что $du = C_V dT = \rho C_V^{(m)} dT$, где C_V - теплоемкость единицы объема вещества при постоянном объеме, $C_V^{(m)}$ - соответствующая удельная теплоемкость, ρ - массовая плотность среды.

Тогда, учитывая связь плотности потока тепла и температуры, устанавливаемую законом Фурье, получим уравнение теплопроводности:

$$\rho C_V^{(m)} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial T}{\partial x} \right)$$

Это уравнение в трехмерном случае записывается в виде

$$\rho C_V^{(m)} \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}(x \text{ grad } T)$$

Если рассматривается перенос тепла в иных системах, то следует выбирать теплоемкость, соответствующую процессу.

Например, это уравнение не меняет своего вида, если объем вещества не меняется, т.е. вещество помещено в замкнутую полость с жесткими стенками.

При изучении теплопереноса в жидкости вместо теплоемкости C_V следует взять теплоемкость C_P , поскольку обычно изменения давления в жидкости малы.

В случае твердого тела различия C_V и C_P обычно малы.

Заметим, что полученное уравнение теплопереноса справедливо только для неподвижных сред.

Если характеристики вещества $x, \rho, C_V^{(m)}$ можно считать постоянными, то уравнение теплопроводности принимает более простую форму:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \Delta T, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

где величина a — коэффициент температуропроводности, а символ Δ обозначает оператор Лапласа (лапласиан).

Пример 1

Пусть идеальный газ помещен между плоскостями $x = 0$ и $x = L$, причем левая плоскость поддерживается при температуре $T|_{x=0} = T_1$, а правая - при температуре $T|_{x=L} = T_2$.

Найдем стационарное распределение температуры между плоскостями.

Для идеального газа коэффициент теплопроводности зависит от температуры по закону $x(T) = x_1 \sqrt{T/T_1}$.

Поэтому уравнение теплопроводности для стационарных состояний записывается в виде

$$\frac{d}{dx} \left(\sqrt{T} \frac{dT}{dx} \right) = 0$$

Интегрируя это уравнение по координате два раза, получим

$$\frac{2}{3} T^{3/2} = a_1 x + a_2$$

где a_1 и a_2 - постоянные интегрирования, значения которых определяются из граничных условий.

Полагая $x = 0, T = T_1$, найдем $a_2 = (2/3) T_1^{3/2}$. Если теперь принять $x = L, T = T_2$, то окажется, что

$$\frac{2}{3} T_2^{3/2} = a_1 L + \frac{2}{3} T_1^{3/2} \quad \text{или} \quad a = \frac{2}{3L} (T_2^{3/2} - T_1^{3/2})$$

Таким образом, получаем окончательно

$$T(x) = \left(T_1^{3/2} + \frac{x}{L} (T_2^{3/2} - T_1^{3/2}) \right)^{2/3}$$

Пример 2

Найдем стационарное поле температур, создаваемое в бесконечной внешней среде сферически симметричным телом радиуса R , имеющим температуру T_0 .

Температура среды на большом расстоянии от тела $T(r)|_{r \rightarrow \infty} = T_\infty$.

Будем считать, что коэффициент теплопроводности не зависит от температуры (это допустимо для конденсированных сред в определенных диапазонах температур).

На расстоянии r от центра тепловой поток, создаваемый нагретым телом, равен

$$Q = 4\pi r^2 q = 4\pi r^2 \left(-\kappa \frac{dT}{dr} \right)$$

В силу закона сохранения энергии величина Q не зависит от расстояния до центра: $Q = \text{const}$.

Поэтому из дифференциального уравнения можно найти температуру:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{Q}{4\pi \kappa r^2} \quad \text{или} \quad T(r) = a_1 + \frac{Q}{4\pi \kappa r}$$

Константы интегрирования Q и a_1 определяются из граничных условий

$$\begin{aligned} T'(R) &= T_0, T(\infty) = T_\infty. \text{ Это дает} \\ a_1 &= T_\infty, Q = 4\pi \kappa R (T_0 - T_\infty) \\ T(r) &= T_\infty + (T_0 - T_\infty) \frac{R}{r} \end{aligned}$$

Пример 3

Рассмотрим тело, имеющее удельную теплоемкость c , массу m и начальную температуру T_0 .

Пусть это тело соединено тонким стержнем с тепловым резервуаром, имеющим неизменную температуру T_p .

Площадь поперечного сечения стержня S , длина L .

Коэффициент теплопроводности стержня примем постоянным и равным κ .

Считая, что теплоемкость тела постоянна, $c = \text{const}$, а перенос тепла от тела к резервуару происходит медленно, найдем, как меняется температура тела $T_7(t)$ со временем.

Поскольку стержень тонкий и тело остывает медленно, то поле температур в стержне можно приближенно считать стационарным, подчиняющимся уравнению

$$\frac{d}{dx} \left(\kappa S \frac{dT}{dx} \right) = 0 \quad \text{или} \quad T(x) = a_1 x + a_2,$$

где x - координата вдоль стержня, $0 < x < L$.

Константы интегрирования a_1 и a_2 найдем из граничных условий: $T|_{x=0} = T_r(t)$, $T|_{x=L} = T_p$, так что

$$T(x, t) = (T_p - T_r(t)) \frac{x}{L} + T_r(t)$$

Отсюда можно найти тепловой поток от тела:

$$Q(t) = S \left(-x \frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} = \frac{Sx}{L} (T_T(t) - T_p)$$

Для нахождения зависимости $T_T(t)$ запишем уравнение теплового баланса для тела:

$$cm \frac{dT_T}{dt} = -Q(t) \quad \text{или} \quad \frac{dT_T}{dt} = -\frac{Sx}{L_{cm}} (T_T(t) - T_p),$$

откуда следует

$$T_T(t) = T_p + (T_0 - T_p) \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right), \quad \tau = \frac{L \text{ cm}}{S_x}$$

Здесь учтено начальное условие $T_T(0) = T_0$.

Как видно из окончательной формулы, при $t \rightarrow \infty$ температура тела сравнивается с температурой резервуара: $T_T(\infty) = T_p$, а тепловой поток по стержню обращается в нуль.

5.6 The Sutherland Formula

(ничего не понял, я тупой, переучивать все нужно.)

суть формулы Сазерленда

Теория

(это перепишу скорее всего!)

Строго говоря, приближение, в котором молекулы рассматриваются как твердые шарики, взаимодействующие только в момент столкновения, не всегда корректно. При учете реальных законов взаимодействия эффективное сечение оказывается зависящим от скоростей молекул и, следовательно, от температуры газа. В некоторых случаях эту зависимость удовлетворительно передает формула Сазерленда, которая получается следующим способом.

Предположим, что молекулы газа являются твердыми шариками, которые притягиваются друг к другу. Типичный вид соответствующей зависимости потенциальной энергии взаимодействия от расстояния приведен на рис.

5.1.2

Пусть d - газокINETический диаметр молекулы, а $\sigma_0 = \pi d^2$ - эффективное газокINETическое сечение молекулы в отсутствие дальнего межмолекулярного взаимодействия. Обозначим прицельный параметр столкновения символом b (см. рис. 5.1.3). При наличии притяжения движение молекулы оказывается не прямолинейным (см. рис. 5.1.3), в результате чего ее столкновение с другой молекулой происходит и при $b > d$.

В момент наибольшего сближения (столкновения) расстояние между центрами молекул составляет d .

Считая силы взаимодействия центральными, на основании закона сохранения момента импульса имеем $v_0 b = v d$, где v - относительная скорость молекулы в момент столкновения.

Возводя это равенство почленно в квадрат и обозначая $\sigma = \pi b^2$, $\sigma_0 = \pi d^2$, получим $\sigma v_0^2 = \sigma_0 v^2$.

Из Закона сохранения энергии имеем

$$\frac{\mu v_0^2}{2} + A = \frac{\mu v^2}{2}$$

где μ - приведенная масса сталкивающихся молекул, A - работа сил притяжения до момента наибольшего сближения молекул.

Обозначим кинетическую энергию относительного движения молекул $\mu v_0^2/2 = \varepsilon_0$, $\mu v^2/2 = \varepsilon$.

Тогда $\sigma \varepsilon_0 = \sigma_0 (\varepsilon_0 + A)$ или

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{A}{\varepsilon_0} \right)$$

Усредняя это соотношение по всевозможным скоростям молекул с учетом того, что $\overline{1/\varepsilon_0} \sim 1/T$, приходим к формуле Сазерленда:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 + \frac{S}{T} \right)$$

где введена постоянная Сазерленда S .

5.7 Attenuation of the Particle Flow in the Gas

Теория

Плотность потока молекул (j) - это число молекул, пересекающих единичную площадку (по нормали к ней) за единицу времени.

Размерность величины j есть $[j] = \text{частиц} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Пусть на слой газа с плотностью n (частиц/см³) падает поток молекул с плотностью потока j .

В слое толщиной dx одна молекула потока встретит на своем пути $n\sigma dx$ частиц газа (т.е. испытает $n\sigma dx$ столкновений).

Всего через площадку S в рассматриваемый слой за единицу времени войдет jS молекул потока, которые испытают $(jS)(n\sigma dx)$ столкновений с частицами газа.

В результате за единицу времени на пути dx из потока уйдет число молекул, равное $-d(jS) = jn\sigma S dx = jS dx/l$.

Отсюда следует

$$\frac{dj}{dx} = -\frac{j}{l} \quad \text{или} \quad j(x) = j_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right)$$

5.8 Distribution of Molecules by Free Path Lengths

(? вроде задача про это была какая-то)

Теория

К рассмотренной выше задаче можно подойти с другой точки зрения, если искать распределение вероятностей различных значений пути, проходимого молекулами до столкновения.

Учтем, что в слое толщиной dx одна молекула испытает $n\sigma dx$ столкновений с молекулами среды (n - концентрация молекул среды).

Проведем N_0 испытаний. т.е. запустим в среду N_0 молекул.

Пусть число молекул, равное N , пройдет трассу длиной x , не испытав столкновений.

Тогда убыль их числа на последующем участке dx составит $Nn\sigma dx$, т.е. $dN = -Nn\sigma dx = -N dx/l$.

Отсюда следует, что

$$N(x) = N_0 e^{-x/l}$$

Величина

$$dN_{\text{расс}} = -dN = N_0 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l}$$

равна числу молекул, рассеявшихся на участке $x \div x + dx$.

Поэтому вероятность того, что молекула пройдет без столкновений такой путь, т.е. будет иметь длину свободного пробега x , составляет

$$dW(x) = \frac{dN_{\text{расс}}}{N_0} = \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l}$$

Легко проверить, что найденное распределение вероятностей является нормированным:

$$\int_0^{\infty} dW(x) = 1$$

Найдем среднюю длину свободного пробега и дисперсию:

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \int_0^{\infty} x dW(x) = \int_0^{\infty} x \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l} = l \\ \overline{x^2} &= \int_0^{\infty} x^2 dW(x) = \int_0^{\infty} x^2 \exp\left(-\frac{x}{l}\right) \frac{dx}{l} = 2l^2 \\ \mathbf{D}x &= \overline{(x - \bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2 = l^2 \end{aligned}$$

Таким образом, введенная ранее величина l имеет смысл средней длины свободного пробега, а распределение вероятностей различных значений длины пробега дается формулой (5.1.2).

5.9 More About the Transfer Processes

(там многое еще есть, укажу потом это тут, а писать в других местах буду, например, в кинетике.)

6 Diffusion

6.1 Diffusion Parameters

(более подробно в кинетике, тут нет смысла прямо много думать про это)

Определения

5.2.1.

Определения.

Закон Фика.

Средняя скорость течения газа и определяется формулой

$$\mathbf{u} = \frac{1}{n} \sum_i \mathbf{v}_i$$

где суммирование выполняется по всем молекулам газа в единице объема.

Плотность потока частиц равна $\mathbf{j} = n\mathbf{u}$.

Помимо движения газа как целого существует процесс пространственного перераспределения компонент смеси относительно друг друга, обусловленный случайным (тепловым) движением молекул.

Это неравновесный процесс, который называется диффузией.

Ограничимся случаем двухкомпонентных (или бинарных) смесей, поскольку соответствующие уравнения для смесей с числом компонент более двух заметно усложняются.

Тем не менее, приводимые далее формулы легко обобщаются на случай, когда имеется любое число компонент, представленных, однако, в виде примесей в веществе-наполнителе.

Пусть имеется бинарная смесь с плотностью $n = n_1 + n_2$, где n_1 и n_2 - плотности компонентов, $[n] = \text{частиц/см}^3$.

Концентрации (или относительные концентрации) компонентов определяются как

$$c_1 = \frac{n_1}{n}, \quad c_2 = \frac{n_2}{n}, \quad c_1 + c_2 = 1.$$

Пусть средняя скорость течения газа $\mathbf{u} = 0$, а диффузия осуществляется только вдоль оси x .

Тогда плотности потоков компонентов смеси даются законом Фика:

$$j_1 = -Dn \frac{dc_1}{dx}, \quad j_2 = -Dn \frac{dc_2}{dx}$$

Из (5.2.1) следует, что $j_1 + j_2 = 0$.

Это равенство означает, что диффузия сама по себе не меняет плотности среды, но приводит к изменению лишь относительных концентраций компонент.

Величина D называется коэффициентом диффузии и имеет размерность $[D] = \text{см}^2/\text{с}$. Если $n = n_1 + n_2 = \text{const}$, то формулы закона Фика принимают более простой вид:

$$j_1 = -D \frac{dn_1}{dx}, \quad j_2 = -D \frac{dn_2}{dx}$$

Если скорость течения газа ненулевая, то в приведенные выражения для потоков добавляются слагаемые, учитывающие течение газа как целого:

$$j_1 = -Dn \frac{dc_1}{dx} + nc_1 u, \quad j_2 = -Dn \frac{dc_2}{dx} + nc_2 u$$

При этом $j = j_1 + j_2 = nu$. В трехмерном случае соотношения (5.2.2) записываются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_1 &= -Dn \text{grad } c_1 + nc_1 \mathbf{u} \\ \mathbf{j}_2 &= -Dn \text{grad } c_2 + nc_2 \mathbf{u} \end{aligned} \rightarrow \mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2 = n\mathbf{u}$$

Закон Фика

Теплопроводность

Теплопроводность - это один из видов переноса тепла от более нагретых частей вещества к менее нагретым.

Теплопроводность осуществляется путем непосредственной передачи энергии от частиц с большей энергией к частицам с меньшей энергией и приводит к выравниванию температуры во всем веществе.

Теплопроводность - неравновесный процесс.

Плотность потока тепла (q) - это количество тепловой энергии, пересекающей единичную площадку за единицу времени,

$$[q] = \frac{9pr}{cM^2 \cdot c}$$

Определения

Закон Фурье

Для одномерного переноса тепла (вдоль оси x) плотность потока тепла дается законом Фурье:

$$q = -x \frac{dT}{dx}$$

Величина k называется коэффициентом теплопроводности и имеет размерность

$$[k] = \frac{\text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$$

Наряду с коэффициентом теплопроводности используется величина $a = x/C_V$, называемая коэффициентом температуропроводности и имеющая размерность $[a] = \text{см}^2/\text{с}$.

Здесь C_V - теплоемкость вещества, приходящаяся на единицу объема.

Часто этот коэффициент определяют несколько иначе: $u = x/C_P = x/(\gamma C_V)$, где γ - показатель адиабаты.

В трехмерном случае плотность потока тепла - это вектор

$$\mathbf{q} = -x \text{ grad } T$$

Следует обратить внимание на то, что тепловой поток направлен в сторону убывания температуры, т.е.

обеспечивает перенос тепла от более нагретых областей вещества к менее нагретым.

Вязкость

Сила вязкого трения, действующая по площади S на слой жидкости (газа), параллельный скорости течения и, со стороны нижележащего слоя (см. рис. 5.4.1), дается законом Ньютона:

$$F_z = -\eta S \frac{du}{dx}$$

Величина η называется коэффициентом вязкости (или динамической вязкостью) и имеет размерность $[\eta] = \text{г}/(\text{с} \cdot \text{см})$.

Вводят также кинематическую

$$\text{вязкость } \nu = \eta/\rho, [\nu] = \text{см}^2/\text{с}.$$

Коэффициенты переноса

Для оценки коэффициентов переноса (диффузии, теплопроводности, вязкости) в газах используется следующий прием.

Принимается, что вдоль каждой из осей координат (X , Y , Z) движется по $1/3$ всех молекул, $1/6$ — в положительном и $1/6$ — в отрицательном направлениях.

Рассмотрим перенос молекул вдоль оси x (см. рис. 5.5.1).

Число молекул, проходящих вверх за время свободного пробега τ через единицу площади в плоскости AA с координатой x , равно

$$N^{(\uparrow)} = \frac{1}{6} n(x-l) \bar{v} \tau$$

и вниз

$$N^{(\downarrow)} = \frac{1}{6} n(x+l) \bar{v} \tau$$

Здесь $\bar{v}$ - средняя тепловая скорость, а l - длина свободного пробега молекулы.

Коэффициент диффузии.

По определению диффузионного потока

$$j = \frac{N^{(1)} - N^{(1)}}{\tau} \simeq -\frac{1}{3}\bar{v}l \frac{dn}{dx} \rightarrow D = \frac{1}{3}\bar{v}l$$

Поскольку $l = 1/(n\sigma)$, $n \sim P/T$, $\bar{v} \sim \sqrt{T/m}$, то

$$D \sim \frac{T^{3/2}}{P\sqrt{m}}$$

Коэффициент теплопроводности.

Будем считать, что перемещения газа как целого вдоль оси x нет.

Это значит, что $N^{(1)} = N^{(1)}$.

Пусть $\varepsilon(x) = c_V T(x)$ - энергия молекулы в точке x , c_V - теплоемкость, приходящаяся на одну молекулу.

Тогда согласно определению теплового потока Отсюда следует

$$x = \frac{1}{3}n\bar{v}lc_V = C_V D$$

где $C_V = nc_V = \rho c_V^{(m)}$ - теплоемкость единицы объема, $c_V^{(m)}$ - удельная теплоемкость.

Для коэффициента температуропроводности в рассматриваемом приближении находим

$$a = x/C_V = D$$

Поскольку $l = 1/(n\sigma)$, $C_V \sim n$, $\bar{v} \sim \sqrt{T/m}$, то

$$x \sim \sqrt{\frac{T}{m}}.$$

6.2 Viscosity**Теория**

С молекулярно-кинетической точки зрения вязкость - это перенос тангенциальной компоненты импульса в направлении, перпендикулярном скорости течения.

Пусть $u(x)$ - средняя скорость упорядоченного движения молекул.

Тогда импульс, переносимый снизу в верхний слой газа, равен

$$p_z^{(\dagger)} = mu(x-l)N^{(\dagger)}$$

а импульс, уносимый вниз из верхнего слоя газа, равен

$$p_z^{(1)} = mu(x+l)N^{(1)}$$

Результирующий импульс, приобретаемый верхним слоем за время τ , составляет $\Delta p_z = p_z^{(\dagger)} - p_z^{(1)}$.

Здесь, как и в предыдущем случае, считаем, что переноса газа как целого вдоль оси x нет: $N^{(\dagger)} = N^{(1)}$.

Соответственно сила трения, действующая на верхний слой газа со стороны нижнего, равна (Сила на единицу площади) $\tau = \frac{\Delta p_z}{\tau} = -N^{(1)} \frac{2lm}{\tau} \frac{du(x)}{dx} = -\frac{1}{3}mn\bar{v}l \frac{du}{dx}$ (такая же, но противоположного знака, сила действует на нижний слой жидкости со стороны верхнего слоя).

Отсюда находим

$$\eta = \frac{1}{3}mn\bar{v}l = \frac{1}{3}\rho\bar{v}l = \rho D, \quad \nu = \frac{\eta}{\rho} = D$$

6.3 The Joule-Thomson Process

(все про него, классика термодинамики. пока что копия лабника, потом пропишу, чисто одна маленькая подглавка и все)

классический эффект Джоуля-Томсона

Эффектом Джоуля-Томсона называется изменение температуры газа при медленном его протекании (дросселировании) через теплоизолированную пористую перегородку, обладающую большим гидравлическим сопротивлением. В идеальном газе, у которого отсутствует как взаимное притяжение, так и отталкивание молекул, температура при таком течении не меняется. При стационарном движении газа через теплоизолированную трубку с пористой перегородкой над газом совершается работа по его проталкиванию через перегородку, которая идет на увеличение внутренней энергии. Диссипируемая из-за трения в перегородке энергия остается в потоке. В результате у газа, как показано ниже, сохраняется энтальпия.

Рассмотрим процесс протекания более подробно. Работа по перемещению моля газа при постоянном давлении до перегородки равна $P_1 V_1$, а после перегородки работа совершается против движения и равна $(-P_2 V_2)$; здесь V_1 и V_2 - молярные объемы. Суммарная работа идет на изменение внутренней энергии моля газа $U_2 - U_1$:

$$P_1 V_1 - P_2 V_2 = U_2 - U_1 \quad \text{или} \quad P_1 V_1 + U_1 = P_2 V_2 + U_2$$

При выводе не учитывалась кинетическая энергия газа, так как гидравлическое сопротивление делается таким, чтобы скорость газа была пренебрежимо малой (по сравнению со скоростью звука c_0), иначе эффект может не наблюдаться. При таком пренебрежении погрешность расчета, например, перепада температур, будет порядка $(u^2/c_0^2) T_1$, где u - скорость течения газа. Если кинетической энергией при выводе не пренебрегать, то получится уравнение Бернулли, на основании которого и сделана приведенная оценка.

Наряду с внутренней энергией в термодинамике используется энтальпия H :

$$H = U + PV$$

Из выведенной выше формулы следует, что в процессе Джоуля-Томсона сохраняется именно эта величина:

$$H_1 = H_2$$

Формула (1.26) позволяет рассчитывать параметры газа после протекания через пористую перегородку или другое гидравлическое сопротивление. Величина эффекта Джоуля-Томсона характеризуется разностью температур до и после перегородки $\Delta T = T_1 - T_2$, отнесенной к перепаду давления $\Delta P = P_1 - P_2$.

дифференциальный эффект Джоуля-Томсона

когда изменения давления и температуры малы

$$\Delta P \ll P_1, \quad \Delta T \ll T_1$$

В этом случае коэффициент Джоуля-Томсона $\mu_{\text{д-т}}$, равный отношению перепада температур к перепаду давления, приблизительно равен производной температуры по давлению при постоянной энтальпии:

$$\mu_{\text{д-т}} = \frac{\Delta T}{\Delta P} \approx \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_H$$

Принимая, что энтальпия есть функция температуры и давления, и учитывая, что в процессе Джоуля-Томсона она сохраняется, получим

$$dH = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P \Delta T + \left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T \Delta P = 0$$

Отсюда находим коэффициент Джоуля-Томсона:

$$\mu_{\text{д-т}} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_H = - \frac{(\partial H / \partial P)_T}{(\partial H / \partial T)_P}$$

Для вычисления производных используем первое и второе начала термодинамики. При использовании энтальпии H первое начало (1.4) имеет вид

$$\delta Q = dH - V dP$$

Считаем, что $H = H(T, P)$, поэтому

$$\delta Q = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T - V \right] dP$$

Используя определение (1.5), находим теплоемкость при постоянном давлении C_p , то есть при $dP = 0$

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P$$

Для углекислого газа по опытным данным $C_p = 41$ Дж / (моль · К). Чтобы найти производную $(\partial H / \partial P)_T$, поступаем так же, как при выводе формулы для внутренней энергии (1.9). Подставим энтропию (1.7) в формулу (1.30)

$$dS = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P dT + \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T - V \right] dP$$

Так как по второму началу термодинамики dS является полным дифференциалом, то

$$\frac{\partial}{\partial P} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P \right] = \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{1}{T} \left[\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T - V \right] \right\}$$

После дифференцирования и упрощения получим искомую производную

$$\left(\frac{\partial H}{\partial P} \right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Подставляя (1.31) и (1.33) в (1.29), находим коэффициент Джоуля-Томсона:

$$\mu_{\text{д-т}} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_H = \frac{T(\partial V / \partial T)_P - V}{C_p}$$

Для идеального газа $PV = RT$ и коэффициент Джоуля-Томсона $\mu_{\text{д-т}} = 0$

Эффект Джоуля-Томсона для газа Ван-дер-Ваальса

. Используем уравнение состояния (1.18) и найдем коэффициент Джоуля-Томсона для газа Ван-дер-Ваальса. После взятия производной в соответствии с (1.18) в формуле (1.34) можно сделать упрощение и разложить результат в ряд относительно параметров a и b , оставив только члены первого порядка. Окончательно получим

$$\mu_{\text{д-т}} = \frac{(2a/RT) - b}{C_p}$$

Температура газа T_i , при которой изменение температуры в дифференциальном эффекте отсутствует, называется температурой инверсии:

$$T_i = \frac{2a}{Rb}$$

В результате дифференциального процесса Джоуля-Томсона для разреженного газа согласно (1.35) температура будет повышаться при понижении давления в результате дросселирования, если начальная температура была выше, чем T_i , и понижаться, если была ниже T_i .

Температура инверсии газа Ван-дер-Ваальса в общем случае. В общем случае температура инверсии зависит не только от начальной температуры газа T_1 и его начального объема V_1 , но также и от конечного объема V_2 .

Подставим в условие сохранения энтальпии (1.26) внутреннюю энергию газа Ван-дер-Ваальса (1.24) и давление из формулы (1.18). Получим

$$C_v T_1 - \frac{a}{V_1} + \left(\frac{RT_1}{V_1 - b} - \frac{a}{V_1^2} \right) V_1 = C_v T_2 - \frac{a}{V_2} + \left(\frac{RT_2}{V_2 - b} - \frac{a}{V_2^2} \right) V_2$$

При температуре инверсии $T_1 = T_2 = T_i$. После подстановки в (1.37) находим

$$RT_i \left(\frac{V_1}{V_1 - b} - \frac{V_2}{V_2 - b} \right) = 2a \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right)$$

После упрощения получим формулу для температуры инверсии при любом перепаде давления или любом расширении газа:

$$T_i = \frac{2a}{Rb} \frac{(V_1 - b)(V_2 - b)}{V_1 V_2}$$

Отсюда для дифференциального эффекта Джоуля-Томсона, при $V_1 \sim V_2$ и любом соотношении между V_1 и b имеем

$$T_i = \frac{2a}{Rb} \left(\frac{V_1 - b}{V_1} \right)^2$$

Для дифференциального эффекта разреженного газа, то есть при $V_1 \gg b$, отсюда следует $T_i = 2a/Rb$. Этот результат совпадает с формулой (1.36).

В случае так называемого интегрального эффекта, при $V_2 \gg b$, получим

$$T_{i\infty} = \frac{2a}{Rb} \frac{V_1 - b}{V_1}$$

применение эффекта Джоуля-Томсона

хз, а вообще это самое важное в этой теме про него

6.4 Theoretical Diffusion: What Is Going On There?

(write what is going on in my note on kinetics in context of diffusion!)

6.5 Other Information About Diffusion

(многое можно указать, потом укажу.)

Самодиффузия

(по Кириченко. Вдали, потому что это не так нужно пока вроде)

Если компоненты смеси одинаковы, то имеет место самодиффузия - диффузия частиц в среде, состоящей из частиц того же сорта.

Макроскопически самодиффузию наблюдать нельзя, так как она не приводит к наблюдаемым изменениям состояния вещества.

Этот процесс, однако, можно изучать, если часть частиц как-либо помечена* (например, в смеси изотопов одного вещества).

6.6 The Einstein-Smolukhovsky Law

Теория

Пусть маленькая частица движется в среде.

На нее действуют два типа сил. 1) Сила торможения за счет вязкого трения $\mathbf{F}_{\text{тр}} = \mathbf{v}/B$.

Величина B называется подеиэсностью частицы.

В частном случае частиц сферической формы подвижность определяется формулой Стокса $B = (6\pi R\eta)^{-1}$. 2) Флуктуационная (случайная) сила $\mathbf{X}$ со стороны молекул среды, $\overline{\mathbf{X}} = 0$ С учетом сказанного запишем уравнение движения частицы:

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{X} - \frac{1}{B} \frac{d\mathbf{r}}{dt}$$

Уравнение такого типа, учитывающее детерминированные и случайные силы, называется уравнением Лансевича.

Умножая его почленно на $\mathbf{r}$ и усредняя по большому числу различных частиц, получим

$$\frac{m}{2} \frac{d^2}{dt^2} \overline{\mathbf{r}^2} + \frac{1}{2B} \frac{d}{dt} \overline{\mathbf{r}^2} = \overline{m\mathbf{v}^2} + \overline{\mathbf{r}\mathbf{X}}$$

Здесь использовано тождество,

$$\mathbf{r} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d^2 (\mathbf{r})^2}{dt^2} - \left(\frac{d\mathbf{r}}{dt} \right)^2$$

Вследствие случайного характера силы $\mathbf{X}$ полагаем $\overline{\mathbf{r}\mathbf{X}} = 0$.

Учтем также, что в соответствии с теоремой о равномерном распределении энергии по степеням свободы

$$\frac{\overline{mv^2}}{2} = \frac{3}{2} kT$$

Это приводит к уравнению

$$\frac{m}{2} \frac{d^2}{dt^2} \overline{\mathbf{r}^2} + \frac{1}{2B} \frac{d}{dt} \overline{\mathbf{r}^2} = 3kT,$$

решение которого имеет вид

$$\overline{\mathbf{r}^2} = r_0^2 + 6kTBt + C \exp\left(-\frac{t}{mB}\right).$$

Здесь r_0^2 и C - константы интегрирования, определяемые из начальных условий.

На достаточно больших временах $t \gg mB$ получаем закон Эйнштейна-Смолуховского:

$$\overline{\mathbf{r}^2} = r_0^2 + 6kTBt$$

Величину r_0 можно интерпретировать следующим образом.

Пусть в начальный момент $t = 0$ имеется набор частиц, среднеквадратичное расстояние которых от центра $r = 0$ равно r_0 .

Тогда закон Эйнштейна-Смолуховского дает среднеквадратичный радиус такого? в последующие моменты времени $t > 0$.

Теория

Броуновское движение частицы аналогично процессу диффузии.

Поэтому подвижность $\mathbf{B}$ оказывается связанной с коэффициентом диффузии D .

Эта связь может быть установлена следующим способом.

В соответствии с определением подвижности средняя скорость и дрейфа молекул под действием силы $\mathbf{F}$ равна $\mathbf{u} = B\mathbf{F}$.

Следовательно, под действием силы $\mathbf{F}$ возникает поток, x -компонента которого равна $j_x^{(F)} =$

$$= nu_x = nBF_x$$

Пусть сила $\mathbf{F}$ - потенциальная.

Это, в частности, означает, что $F_x = -\partial U / \partial x$.

Тогда согласно распределению Больцмана

$$n(\mathbf{r}) = n_0 \exp\left(-\frac{U(\mathbf{r})}{kT}\right)$$

Поэтому x -компонента диффузионного потока оказывается равной

$$j_x^{(D)} = -D \frac{\partial n}{\partial x} = \frac{D}{kT} n_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right) \frac{\partial U}{\partial x} = -n \frac{D}{kT} F_x$$

В состоянии равновесия сумма потоков равна нулю: $j_x^{(D)} + j_x^{(F)} = 0$.

Отсюда следует формула Эйнштейна

$$D = kTB$$

Последнее означает, что закон броуновского движения можно записать в виде

$$\overline{\mathbf{r}^2} = r_0^2 + 6Dt$$

6.7 Brownian Motion as Random Walks

Теория

Броуновскому движению можно дать наглядную интерпретацию.

Рассмотрим одномерные (вдоль оси X) случайные движения частицы.

Будем предполагать, что за один шаг частица смещается на расстояние h от своего начального положения,

причем независимо от направления предыдущего шага сдвиг в положительном направлении оси X имеет вероятность p , а в отрицательном - вероятность $q = 1 - p$.

Найдем величину смещения частицы за N шагов.

Смещение за один шаг есть случайная величина ξ ,

принимая значения $+h$ и $-h$.

Для нахождения суммарного смещения частицы за N шагов возьмем два ящика (рис. 5.7.1).

При значении $\xi = +h$.

поместим метку в правый ящик, а при значении $\xi = -h$ - в левый ящик.

Пусть за N шагов в правом ящике набралось n меток, а в левом $-(N - n)$.

Тогда суммарное смещение частицы составит

$$x = nh + (N - n)(-h) = (2n - N)h$$

Отсюда находим

$$\bar{x} = (2\bar{n} - N)h$$

$$\overline{x^2} = \overline{(2n - N)^2}h^2 = (N^2 - 4N\bar{n} + 4\overline{n^2})h^2.$$

Величины $\bar{n}$ и $\overline{n^2}$ можно найти следующим способом.

В соответствии с рис.

5.7.1 мы имеем дело с биномиальным распределением вероятности попадания метки в левый или правый ящик.

Вероятность набрать в правом ящике n меток равна

$$W_N(n) = \frac{N!}{n!(N - n)!} p^n (1 - p)^{N - n}$$

Имея в виду свойства этого распределения, находим $\bar{n} = Np$, $\overline{n^2} - (\bar{n})^2 = Np(1 - p)$.

Соответственно оказывается

$$\bar{x} = (2p - 1)Nh$$

$$\overline{x^2} = (N^2 - 4N^2p + 4N^2p^2 + 4Np(1 - p))h^2$$

Пусть шаги влево и вправо равновероятны.

Тогда $p = 1/2$ и полученные выражения принимают вид

$$\bar{x} = 0, \quad \overline{x^2} = Nh^2$$

Как и должно быть, в этих условиях среднее смещение частицы обращается в нуль.

Перепишем выражение для среднеквадратичного смещения в несколько иной форме.

Пусть промежуток времени между последовательными шагами есть τ .

Тогда N шагов будут сделаны за время $t = N\tau$.

Введя обозначение $D = h^2/2\tau$, получим закон случайных блужданий:

$$\overline{x^2} = 2Dt$$

Это соотношение совпадает с законом Эйнштейна-Смолуховского для одномерного броуновского движения частицы.

Пусть теперь шаги вправо более предпочтительны, т.е.

имеют вероятность $p > 1/2$.

Тогда среднее смещение оказывается ненулевым и растет линейно со временем:

$$\bar{x} = Vt, V = (2p - 1)\frac{h}{\tau}$$

Это соотношение совпадает с законом Эйнштейна-Смолуховского для одномерного броуновского движения частицы.

Пусть теперь шаги вправо более предпочтительны, т.е. имеют вероятность $p > 1/2$.

Тогда среднее смещение оказывается ненулевым и растет линейно со временем:

$$\bar{x} = Vt, V = (2p - 1)\frac{h}{\tau}$$

Как говорят, имеет место дрейф с постоянной скоростью.

Для среднеквадратичного смещения в этих условиях находим

$$\overline{x^2} = (Vt)^2 + 2D_1t, \quad D_1 = 4p(1-p)\frac{h^2}{2\tau}$$

Если перейти в систему отсчета, движущуюся с постоянной скоростью V , то в этой системе имеет место чисто случайное блуждание:

$$\overline{(x - Vt)^2} = \overline{x^2} - 2Vt\bar{x} + (Vt)^2 = 2D_1t$$

Найдем распределение вероятностей различных положений частицы B зависимости от времени.

Предполагаем, что шаги влево и вправо равновероятны, так что $p = 1/2$.

Тогда из (5.7.4) при $N \gg 1, n \gg 1$ получаем распределение Гаусса:

$$W_N(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} \left(\frac{1}{2}\right)^N \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(n - \bar{n})^2}{2\sigma^2}\right)$$

где $\sigma^2 = Np(1-p) = N/4, \bar{n} = Np = N/2$.

Если вправо сделано n шагов, а влево $N - n$, то суммарное линейное смещение составляет $x = (2n - N)h$.

Поэтому формула (5.7.5) принимает вид

$$W_N(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi N/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2Nh^2}\right)$$

Здесь x - дискретная случайная величина, принимающая (при фиксированном N) набор значений $x = (2n - N)h, n = 0, 1, \dots, N$.

Если смещение h за отдельный шаг мало, а полное число шагов велико, то целесообразно рассматривать x как непрерывную случайную величину.

Для этого заметим, что распределение (5.7.6) можно формально записать в виде

$$dW_N(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi N/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2Nh^2}\right) dn$$

где шаг по переменной n равен $dn = 1$.

Заменим в этой формуле дифференциал dn с учетом соотношения $x = (2n - N)h$ на $dn = dx/2h$.

Пусть длительность одного шага составляет τ , а полное время, затраченное на перемещение, $t = N\tau$.

Вводя коэффициент диффузии $D = h^2/2\tau$, получаем искомое распределение:

$$dW(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) dx.$$

Легко проверить, что найденное распределение является нормированным:

$$\int_{x=-\infty}^{x=+\infty} dW(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \frac{dx}{\sqrt{4\pi Dt}} = 1$$

6.8 Rate of Diffusion and Thermal Conductivity

Теория

По своему смыслу диффузия эквивалентна броуновскому движению частиц.

Это означает, что за время t частицы благодаря диффузии переносятся на расстояния

$$L \sim \sqrt{Dt}$$

Аналогично, молекулярная теплопроводность есть перенос тепла в процессе случайных блужданий частиц, т.е. по механизму диффузии. В этой связи теплопроводность иногда называют диффузией тепла.

Поэтому за время t тепло переносится на расстояния

$$L \sim \sqrt{at}$$

6.9 Sound as an Adiabatic Process (!?)

суть

обоснование

из (???) известно выражение для скорости звука в газе:

Найдем условия, при выполнении которых распространение звука можно считать адиабатическим процессом. Как указывалось, для этого необходимо, чтобы вынос тепла из области с линейным размером порядка длины волны λ был пренебрежимо мал. Характерное расстояние, на которое переносится тепло за период звуковых колебаний T , составляет $L \sim \sqrt{aT}$. Тогда условие адиабатичности принимает вид

$$\sqrt{aT} \ll \lambda.$$

Переходя от периода колебаний к частоте $f = 1/T$, а также заменяя длину волны по формуле $\lambda = c_{\text{зв}}T = c_{\text{зв}}/f$, получим искомое неравенство:

$$f \ll c_{\text{зв}}^2/a$$

численная оценка

Проведем численную оценку для случая воздуха.

Коэффициент температуропроводности равен $a = \bar{v}l/3$, где длина свободного пробега дается выражением $l = 1/(\sqrt{2}n\sigma)$.

Полагая для оценки, что при нормальных условиях $c_{\text{зв}} \sim 3 \cdot 10^4$ см/с, $\bar{v} \sim 4 \cdot 10^4$ см/с, $n \approx 2,5 \cdot 10^{19}$ см⁻³, и принимая газокINETический диаметр молекулы равным $d \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см, получим

$$\sigma = \pi d^2 \sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2, \quad l \sim 10^{-5} \text{ см}, \quad a \sim 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$$

что дает искомое неравенство:

$$f \ll 10^{10} \gamma u$$

Обычному звуку отвечают частоты $10 \text{ Гц} < f < 2 \cdot 10^1 \text{ Гц}$.

гиперзвук - введение

(в другом месте подробнее напишу)

Нарушение адиабатичности происходит при частотах, отвечающих гиперзвуку ($f > 10^9 \gamma u$).

Однако для таких частот длина волны ($\lambda = c_3 v / f < 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$) оказывается порядка длины свободного пробега молекул (и меньше).

Поэтому гиперзвук в газах при нормальных условиях распространяться не может.

Таким образом, звук в газах при нормальных условиях всегда можно рассматривать как адиабатический процесс.

обычный звук - равновесный процесс

В связи со сказанным отметим, что обычный звук в газе можно рассматривать как квазистатический (равновесный) процесс.

Для этого требуется, чтобы время релаксации среды к равновесному состоянию было мало по сравнению с характерным временем протекания процесса (см. раздел 1.1.8).

Действительно, характерное время релаксации газа определяется частотой столкновений молекул и при нормальных условиях составляет $\tau \sim l/\bar{v} \sim 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$.

Время же прохождения звуковой волной расстояния порядка длины волны

$$\lambda = c : T = \frac{c}{f} \simeq \frac{3 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}}{3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}} = 10 \text{ см}$$

составляет $T = 1/f \sim 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Таким образом, $\tau \ll T$:

7 Effusion a Rarefied Gas

Эффузия - это медленное течение газа через малые отверстия.

Истечение газа характеризуется числом Кнудсена $\text{Kn} = l/L$, где L - характерный размер препятствия (отверстия), l - длина свободного пробега молекул.

При $\text{Kn} \gg 1$ столкновениями между молекулами в окрестности отверстия можно пренебречь. Такое течение называется свободным молекулярным течением.

7.1 The Knudsen Effect

Теория

Если газ с плотностью n находится в сосуде, в стенке которого имеется малое отверстие площадью S , то эффузионный поток через отверстие равен

$$jS = \frac{1}{4} S n \bar{v} = S n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}$$

Пусть сосуд (см. рис. 5.8.1) разделен на две секции (A и B) перегородкой с отверстием, диаметр которого мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул газа ($\text{Kn} \gg 1$).

Поток молекул из секции A в секцию B равен

$$j_{A \rightarrow B} = \frac{1}{4} n_A \bar{v}_A$$

Обратный поток из B в A равен

$$j_{B \rightarrow A} = \frac{1}{4} n_B \bar{v}_B$$

(n_A, n_B и $\bar{v}_A, \bar{v}_B$ - плотности числа молекул и средние скорости теплового движения молекул в секциях A и B).

В состоянии равновесия число молекул, покидающих секцию A , совпадает с числом молекул, возвращающихся в нее: $j_{B \rightarrow A} = j_{A \rightarrow B}$.

Поскольку $P = nkT$ и $\bar{v} \sim \sqrt{T}$, то

$$\frac{P_A}{\sqrt{T_A}} = \frac{P_B}{\sqrt{T_B}}$$

Из полученного соотношения следует, что при разных температурах в секциях устанавливается разное давление (эффект Кнудсена).

7.2 Effusion Separation of Gas Mixtures

Теория

Пусть в сосуде A содержится смесь двух газов с различными молярными массами μ_1 и μ_2 .

причем $\mu_1 < \mu_2$.

Примем, что соотношение между плотностями компонентов в сосуде A равно $(n_1/n_2)_0$ и поддерживается постоянным.

Пусть газ имеет возможность перетекать в сосуд B через малые отверстия радиуса $r \ll l$, где l - длина свободного пробега молекул.

Будем считать, что в результате непрерывного отбора газа из сосуда B обратный эффузионный поток из B в A пренебрежимо мал.

Поскольку эффузионный поток зависит от массы молекул:

$$j \sim \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$$

то в сосуд B попадает смесь газов в ином соотношении.

После одного цикла эффузии отношение плотностей компонентов составит

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\right)_1 = \sqrt{\frac{\mu_2}{\mu_1}} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)_0$$

Если теперь полученную смесь снова подвергнуть эффузии, то соотношение между плотностями компонентов изменится еще сильнее.

После N циклов эффузии получится газ, в котором

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\right)_N = \left(\frac{\mu_2}{\mu_1}\right)^{N/2} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)_0.$$

Поскольку по предположению $\mu_1 < \mu_2$, то с каждым новым циклом доля легкой компоненты (n_1) в газе увеличивается.

Этот эффект используется для разделения изотопов одного элемента.

Например, природный уран содержит в основном изотопы ${}_{92}^{235}\text{U}$ — 0,71% и ${}_{92}^{238}\text{U}$ — 99,27%.

Для промышленного разделения изотопов используется газообразное соединение UF_6 с молярными массами $\mu_1 = 349$ и $\mu_2 = 352$ для урана-235 и урана-238 соответственно.

Согласно полученной формуле для десятикратного обогащения смеси изотопом урана-235 требуется приблизительно

$$N = 2 \frac{\lg 10}{\lg(352/349)} = 540$$

циклов эффузии.

Заметим, что в промышленных установках число циклов эффузии составляет порядка 1500.

7.3 Free Molecular Flow of Gas Through the Pipe

Теория

Если газ сильно разреженный (ультразреженный), то столкновениями его молекул друг с другом можно пренебречь.

Течение такого газа в трубе полностью определяется столкновениями его молекул со стенками трубы.

Движение молекул, поступающих в трубу с одного конца, не зависит от движения молекул, поступающих в трубу с другого конца.

При этом полный поток молекул в трубе равен разности потоков, проходящих в противоположных направлениях: $j = j_1 - j_2$.

Условие того, что газ — разреженный.

означает $\text{Kn} = l/R \gg 1$, где R — радиус трубы, l — длина свободного пробега молекул, отвечающая данной плотности газа.

Если бы молекулы отражались от стенок трубы строго зеркально (т.е. по закону угол падения равен углу отражения), то все частицы, попавшие в трубу с одного конца, вышли бы с другого.

В действительности часть молекул рассеивается диффузно и приходит в тепловое равновесие со стенками трубы.

Поэтому некоторые молекулы не проходят через трубу, возвращаясь к входу.

Предположим, что температура стенок трубы постоянна и равна температуре газа вне трубы.

Движение молекул в трубе можно рассматривать как процесс диффузии с эффективной длиной свободного пробега.

примерно равной диаметру трубы, $l_{\text{эфф}} \simeq 2R$, и коэффициентом диффузии $D = \bar{v} l_{\text{эфф}} / 3 \simeq 2R$ г.

Тогда плотность потока частиц в трубе составит

$$j = -D \frac{dn}{dx} \simeq -\frac{2R}{3} \bar{v} \frac{dn}{dx}$$

где $n(x)$ — объемная плотность молекул в трубе.

При стационарном течении газа по трубе постоянного сечения плотность потока $j = \text{const}$.

Поэтому

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_2 - n_1}{L}$$

где L — длина трубы.

Обозначим $j_1 = n_1 \bar{v}/4$, $j_2 = n_2 \bar{v}/4$ - плотности потоков частиц, падающих на входы 1 и 2 трубы из внешней среды (где плотности газа соответственно равны n_1 и n_2).

Тогда плотность потока молекул в трубе окажется равной

$$j = \frac{8}{3} \frac{R}{L} (j_1 - j_2)$$

Полученная формула применима не только при $T = \text{const}$, но и тогда, когда температура медленно меняется вдоль трубы.

Если газ вне трубы характеризуется значениями температуры и давления T_1, P_1 и T_2, P_2 у входов 1 и 2, то масса газа, протекающая через

трубу в единицу времени (расход газа), оказывается равной

$$Q = m j S = \frac{8}{3} \frac{R^3}{l} \sqrt{\frac{\pi n}{2k}} \left(\frac{P_1}{\sqrt{T_1}} - \frac{P_2}{\sqrt{T_2}} \right).$$

Здесь учтены соотношения

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad \text{и} \quad P = nkT.$$

Для сравнения заметим, что расход газа с вязкостью η при изотермическом пуазейлевом течении по трубе определяется формулой

$$Q = \pi m R^4 \frac{P_1^2 - P_2^2}{16 \eta k T L}$$

Эта величина зависит от радиуса трубы по закону $Q \sim R^4$, тогда как при свободном молекулярном течении $Q \sim R^3$.

4 Other Basic Laws

1 Phase Equilibrium and Phase Transitions

Обсудим подробно равновесие фаз и фазовые переходы.

1.1 General Theory of Phase Transitions

(по идее это уже я и проходил в статфизе, тут коротко без особых деталей для термача ее приведу)

Обзор

Фазовые переходы - это резкая смена агрегатного состояния или свойств материала при изменении внешних параметров.

Например, затвердевание, переход в сверхпроводимость...

Научимся описывать фазовые переходы.

краткие выводы теории фазовых переходов

(место краткого перечня того, о чем будет речь, какие собственно выводы имеются?)

1.2 Phase Transitions for Solids

(тут теория, относящаяся к твердым телам, общая идеология фазовых переходов или переходы вне твердого состояния - в другом месте)

(пока что тут все совершенно не физично, потом буду добавлять физику, пока что просто пишу модели, что происходит. также скорее всего следует сократить математику, а то что-то суть через нее не очень видно.)

обзор фазовых переходов

введение

Определение 4.1. *Фазами вещества называются его однородные части, различающиеся по физическим свойствам, отделенные друг от друга границами раздела.*

Этим фаза отличается от агрегатного состояния - при одном и том же состоянии могут быть разные фазы.

Например, твердое агрегатное состояние вещества может быть при разных фазах. (это какие же фазы? потом подробно посмотрю)

У покоящегося вещества для равновесия между двумя частями с разными фазами необходимо равенство давления и температур, но также и кое-что еще!

Оказывается, только при определенном соотношении между давлением и температурой при фазовом равновесии (как оно определяется через удельные потенциалы?) реализуется стационарное состояние.

Рассмотрим вещество с двумя фазами 1 и 2 с массами m_1 и m_2 , его переход при постоянной температуре описывается *термодинамическим потенциалом*: (потом пойму, что это)

$$\Phi = U + PV - TS$$

так как $dU = TdS - PdV$, то $d\Phi = -SdT + VdP$ (возможно, это очень важная формула, но о ней ранее нужно было писать, тут уже только ее применение должно быть). Видим, что если давление и температура в системе из нескольких фаз постоянны, то Φ также постоянен. (то есть всегда при стационарном состоянии системы?)

введя удельные потенциалы, запишем:

$$\Phi = m_1\Phi_1 + m_2\Phi_2$$

Зная, что постоянная Φ и масса всей системы, немного подумав о их дифференциалах видим, что условие равенства фаз можно записать в виде $\phi_1(P, T) = \phi_2(P, T)$.

Переписывая дифференциалы удельных потенциалов в виде

$$d\Phi_1 = -s_1dT + v_1dP, \quad d\Phi_2 = -s_2dT + v_2dP$$

видим, что

условие фазового равновесия вещества через удельные энтропии и удельные объемы каждой фазы записывается так:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}$$

$$s_2 - s_1 = \frac{q}{T}$$

Здесь s_1, v_1, s_2, v_2 — увещества. (смысл каждого параметра???)

(абсолютно хз, почему, из определений энтропий мб)

фазы и фазовые превращения

Состояние вещества меняется при изменении внешних условий. Изменения эти бывают двух видов: количественные изменения — растет или уменьшается плотность, магнитная проницаемость, показатель преломления и т. д. и изменения качественные — вода при охлаждении превращается в лед, а при нагревании в пар. Жидкость, твердое тело, газ — это три агрегатных состояния вещества, три фазы. Качественно отличающиеся по своей структуре и физическим свойствам состояния одного и того же вещества — различные его фазы — при определенных условиях могут сосуществовать. Так, если в реке плавают льдины, а в воздухе находятся водяные пары, мы наблюдаем одновременно три различных фазы, три агрегатных состояния одного вещества — воды, H_2O . Если система состоит из вещества в одном каком-то состоянии, она называется однофазной, однородной или гомогенной; если сосуществуют несколько фаз — перед нами многофазная, неоднородная, гетерогенная система. В то же время система, состоящая из нескольких веществ, может оставаться гомогенной. В частности, если все вещества, входящие в систему, находятся в газообразном состоянии, она обязательно будет гомогенной. Для конденсированного состояния это не всегда верно. Смесь воды и спирта гомогенна, так как эти жидкости растворяются друг в друге. А вот капли жира в бульоне образуют отдельную фазу, хотя и жир, и вода находятся в жидком состоянии. Различные фазы могут соответствовать одному и тому же агрегатному состоянию и в системе, состоящей из одного вещества: алмаз и графит, оба представляющие собой твердый углерод, но отличающиеся строением кристаллической решетки; никель-паламагнетик и никель-ферромагнетик; металл, обладающий электрическим сопротивлением, и тот же металл в сверхпроводящем

состоянии — примеры различных фаз одного вещества в твердом состоянии. Реже встречаются различные фазы одного вещества в жидком состоянии: жидкий гелий (вязкий и сверхтекучий), «обычная жидкость» и жидкий кристалл. Правда, в последнем примере различия между фазами настолько принципиальны, что их можно считать разными агрегатными состояниями. Строение и свойства жидкостей и твердых тел определяются взаимодействием молекул, из которых эти тела состоят. Поэтому в рамках модели идеального газа, не учитывающей взаимодействия молекул на расстоянии, невозможно описание конденсированной фазы. Модель Ван-дер-Ваальса, в которой дальние действующие силы учитываются, верно описывает достаточно плотный газ. Естественно распространить эту модель в область еще более высоких плотностей, когда газ переходит в жидкость. Изотерма «реального газа». Обратимся к типичной, волнообразной изотерме Ван-дер-Ваальса (ABCD на рис. 3.3). В диапазоне давлений от P_1 до P_2 каждому значению давления отвечают три возможных значения объема. Согласно уравнению Ван-дер-Ваальса, при уменьшении объема давление сначала

должно повышаться, затем, в некотором диапазоне значений понижаться, и наконец, вновь расти. Реально такое поведение вещества невозможно, так как при этом оно должно пройти участок CB , на котором производная $(\partial P / \partial V)_T$ положительна, а это соответствует абсолютно неустойчивым состояниям.

Сравним допустимые состояния — участки AB и CD . Левая ветвь — участок AB — отличается меньшим объемом при равных давлениях и заметно более слабой зависимостью объема от давления. Подобные характеристики типичны для жидкости: плотность у нее заметно больше, чем у газа, так как молекулы располагаются практически вплотную друг к другу; в связи с этим жидкость, если сравнивать с газом, практически несжимаема.

Следует отметить, что участок AB описывает жидкость заметно хуже, чем участок CD — газ. Изотермы Ван-дер-Ваальса при неограниченном росте давления имеют асимптотами прямые $V = b$, что соответствует учетверенному объему молекул. В реальной жидкости молекулы расположены вплотную и могут занимать до 74% объема сосуда. Кроме того,

сжимаемость

жидкостей очень мала. Если считать, что участок CD изображен с соблюдением масштаба, то участок AB должен выглядеть практически вертикальной прямой. Значения объема для различных жидкостей обычно лежат в пределах $(0,34 - 0,41)b$. Это неверно при температурах, близких к критической, когда плотности жидкости и газа становятся сравнимыми.

Не забывая об этих оговорках, проанализируем переход вещества, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса («газа Ван-дер-Ваальса») из газообразного состояния в жидкое. Этот переход не может происходить по кривой Ван-дер-Ваальса: мы уже отмечали, что участок CB изображает неустойчивые состояния. Газ должен «перескочить» с DC на BA , минуя состояния, отвечающие CB .

Из эксперимента известно, что, если сжимать газ при постоянной температуре, то в некоторый момент давление перестает повышаться, хотя объем продолжает уменьшаться. Это связано с тем, что при некотором постоянном давлении газ конденсируется. Давление вновь начинает расти только тогда, когда весь газ перейдет в жидкость. Таким образом, начиная с некоторой точки E , линия, изображающая переход газа в жидкость, должна представлять собой горизонтальную прямую EF . И лишь по достижении точки F , лежащей уже на AB , вещество может вновь подчиняться уравнению Ван-дер-Ваальса.

Изотерма, состоящая из участков AF и ED теоретической кривой Ван-дер-Ваальса и прямой FE , носит название изотермы реального газа. Напомним, однако, что она, с одной стороны, описывает поведение как газа, так и жидкости, но, с другой стороны, поведение жидкости - только качественно.

Положение прямой EF можно определить из следующих соображений. Проведем с «газом» Ван-дер-Ваальса цикл, в котором переход из E в F будет происходить по кривой $ECGBF$, а обратный переход - по прямой FGE . Конечно, в силу неустойчивости состояний на участке CGB , это можно проделать только мысленно. Работа цикла равна разности площадей $FGBF$ (эта часть цикла обходится по часовой стрелке - работа тут положительна) и $GECE$ (а эта часть обходится против часовой стрелки - работа отрицательна). Но во время всего цикла температура рабочего вещества неизменна. Мы знаем, что в таком случае КПД цикла должен быть равен нулю, т.е. равна нулю полная работа. Значит, площади $FGBF$ и $GECE$ равны, чем и определяется положение прямой FE . Это условие называется правилом Максвелла.

Тот же результат можно получить, рассматривая поведение потенциала Гиббса. Вспомним, что дифференциал потенциала Гиббса равен $d\Phi = -SdT + VdP$. При фазовом переходе температура и давление неизменны, значит условием равновесия

является равенство потенциалов Гиббса в расчете на одинаковое количество вещества. Иначе говоря, должны быть равными молярные потенциалы $\Phi_1 = \Phi_2$, или удельные потенциалы, или потенциалы в расчете на молекулу, т.е. химические потенциалы фаз: $\mu_1 = \mu_2$. Для фиксированного значения температуры при давлениях, меньших P_0 , потенциал газа меньше - равновесию отвечает газообразное состояние; если давление превышает P_0 , равновесию отвечает жидкость. На прямой EF удельные потенциалы газа и жидкости равны, и лишь объем, приходящийся на долю вещества, определяет, будет это газ, жидкость или две фазы будут сосуществовать. Переход вещества из газообразного состояния в жидкое и обратно при этом не изменяет суммарного значения потенциала Φ , как это и должно быть в условиях равновесия при фиксированных температуре и давлении.

Теплота перехода. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса. Рассмотрим процесс фазового перехода в условиях, когда постоянным поддерживается внешнее давление. Если, например, к помещенной под поршень воде подводится тепло, то в определенный момент

рост температуры прекращается и некоторое время она остается постоянной. Это продолжается в течение всего времени, пока вода превращается в пар (жидкая фаза в газообразную), т.е. пока происходит фазовый переход.

Подвод тепла, между тем, продолжается. Тепло расходуется на работу по расширению - газ занимает больший объем, чем жидкость, из которой он образовался; кроме того, внутренняя энергия у газообразной фазы выше, чем у жидкой при той же температуре. Так как давление при этом не меняется, подведенное количество теплоты равно разности энтальпий вещества в состояниях, между которыми происходит переход. Действи-

тельно, для энтальпии $dH = TdS + VdP$, и при неизменном давлении $dH_P = (TdS)_P = \delta Q_P$. Итак, при постоянном давлении теплота фазового перехода в расчете на моль вещества $\Lambda = \Delta H$. Если изменить температуру, изменится и давление, при котором происходит фазовый переход. Например, при повышении температуры в жидкости образуется больше молекул, имеющих энергию, достаточную для «вылета» в газовую фазу. Поток молекул из жидкости возрастает. Но в равновесии он должен быть равен обратному потоку - из газа в жидкость. Это может произойти только при повышении плотности, а значит, и давления паров. Потенциалы Гиббса двух фаз в новых условиях по-прежнему должны быть равны, то есть должны быть равными и их приращения: $d\Phi_1 = d\Phi_2$

Если мы останемся на кривой равновесия фаз, т.е. переходим от равновесия при температуре T и давлении P к равновесию

1.3 Clapeyron-Clausius Equation. Diagrams of States

применение уравнения Клапейрона-Клаузиуса

???? самое интересное

тройная точка

откуда появляется, почему такая?

1.4 Kinetics of Phase Transitions

как кинетику пройду, добавлю этот параграф

1.5 Construction of Phase Equilibrium Curves

(?????????????)

5 Other Fundamentals of Thermodynamics

1 Misconceptions in Thermodynamics

1.1 Misconceptions of the Classics of Thermodynamics

1. М. Планк о голономности выражения для количества теплоты

Как известно, если состояние системы определяется температурой и внешними параметрами $a_1, \dots, a_n$. то по первому началу термодинамики выражение для элементарного количества теплоты δQ имеет вид

$$\delta Q = dU + \sum_1 A_1 da_1 = \quad (1)$$

$$= \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{a_i} dT + \sum_i \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a_i}\right)_T + A_i\right] da_i.$$

М. Паанк (1858-1947)

где $U = U(T, a_1, \dots, a_n)$ - калорическое - Капорическое уравнение состояния (уравнение для внутренней энергии) системы,

$$A_i = A_i(T, a_1, \dots, a_n)$$

Термические - - ее термические уравнения состояния [1].

уравнения состояния

Базаров, 1991

Содержанием второго начала термодинамики для равновесных процессов является, по Каратеодори, голономность выраже-

ния (1) для элементарного количества теплоты, т. е. утверждение, что выражение (1) имеет интегрирующий множитель.

М. Планк в своей «Термодинамике» представляет этот замечательный факт как нечто тривиальное, не выражающее никаких особых свойств тел. На примере идеального газа он непосредственно вычисляет выражение

$$\frac{\delta Q}{T} = \frac{C_v dT + p dV}{T} = d(C_v \ln T + R \ln V)$$

и убеждается, что оно представляет собой полный дифференциал. А то, что это выражение будет полным дифференциалом и для всякой другой системы, Планк считал возможным показать без использования второго начала, рассматривая сложную систему из идеального газа G и данной системы S . Заставим эту сложную систему $G+S$ совершить круговой процесс без сообщения ей теплоты. Тогда отдельно G и отдельно S должны совершить круговой процесс. При-

чем, очевидно.

$$\oint_G \frac{\delta Q}{T} + \oint_S \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Отсюда $\oint_S \frac{\delta Q}{T} = 0$, так как, по вычисленному ранее, $\oint_G \frac{\delta Q}{T} = 0$ и, следовательно, $\frac{\delta Q}{T}$ - полный дифференциал для всякой системы. Т.А.Афанасьева-Эренфест [2] указала на ускользающую от внимания ошибку в доказательстве Планка. Дело в том, что до тех пор, пока ничего не известно про си-

АфанасьеваЭренфест. 1928 стему S , нельзя ручаться, что круговой процесс для нее не может быть замкнут раньше, чем состояние идеального газа вернется на начальную адиабату. Поэтому, заботясь только о том, чтобы система совершила круговой процесс в комбинации с газом, можно было бы получить и такое равенство:

$$\oint_S \frac{\delta Q}{T} + \int_G \frac{\delta Q}{T} = 0$$

где $\int_G \frac{\delta Q}{T}$ - интеграл, взятый не по замкнутому пути, т. е. отличный от нуля, а следовательно, $\frac{\delta Q}{T}$ для системы S не может быть полным дифференциалом.

Если термически однородная система, состоящая из подсистем 1 и 2, совершает обратимый адиабатный процесс, то в том случае, когда для первой подсистемы процесс

является круговым, для второй системы он будет тоже круговым. Доказать это можно только на основе второго начала термодинамики.

Действительно, при адиабатном процессе в системе, состоящей из подсистем 1 и 2, имеем

$$\delta Q_1 + \delta Q_2 = 0, \quad \frac{\delta Q_1}{T} + \frac{\delta Q_2}{T} = 0.$$

Если подсистема I совершает круговой процесс, то

$$\oint_1 \frac{\delta Q_1}{T} + \int \frac{\delta Q_2}{T} = 0 \quad (2)$$

По второму началу $\oint_1 \frac{\delta Q_1}{T} = 0$, и из уравнения (2) получаем $\int \frac{\delta Q_2}{T} = 0$, что по тому же закону возможно только при круговом процессе для подсистемы 2.

2. Доказательство В. Нернстом недостижимости 0 К

В 1912 г. В. Нернст из рассмотрения цикла Карно сделал вывод о недостижимости 0 К. Доказывал он это следующим образом [3].

Предположим, что 0 К достижим, тогда можно представить себе цикл Карно (рис. 1), в котором AB - изотерма, BC и DA - адиабаты, а изотермический процесс CD идет при температуре 0 К. Произведенная за цикл работа измеряется площадью шикла. Так как процессы BC и DA идут без притока теплоты извне, а по тепловой теореме нулевая изотерма совпадает с адиабатой и поэтому на отрезке CD теплота также не поглощается, то получается, что работа за цикл производится за счет теплоты, взятой у теплоотдатчика. Так как это противоречит второму началу, то, следовательно, температура 0 К недостижима.

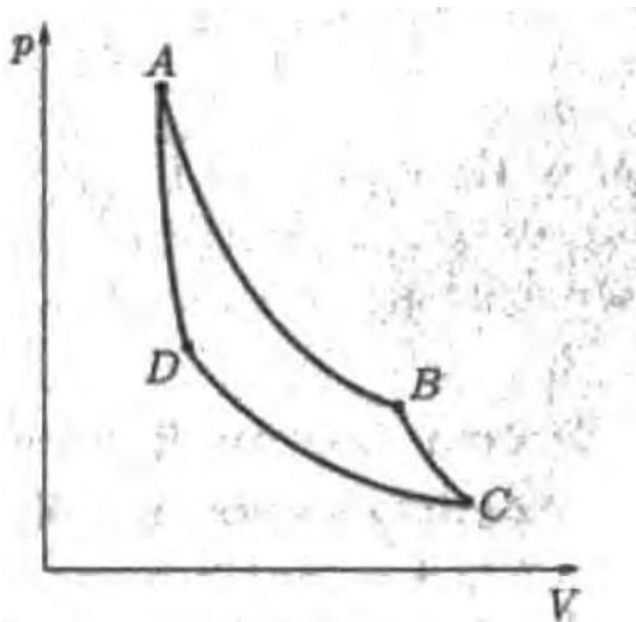


Рис. 1 Carnot cycle

Однако такой вывод из приведенного доказательства сделать нельзя. Дело в том, что так как при 0 К все процессы являются адиабатными, то, достигнув 0 К, нельзя нагреть рабочее тело до более высокой температуры с помощью обратимого процесса (сжатия) и замкнуть цикл. Таким образом, из рассмотрения Нернста следует не недостижимость 0 К, а невозможность цикла Карно с температурой теплоприемника, равной нулю. Нернст писал, что для того, чтобы вернуться из D в A по адиабате и замкнуть цикл, надо

бесконечно мало нагреть рабочее тело, чтобы оно могло уйти от 0 К , а возникающее при таком цикле противоречие со вторым началом доказывает недостижимость 0 К .

Это заключение Нернста подверг критике Эйнштейн, который считал невозможным осуществление изотермического процесса CD , поскольку при адиабатном сжатии тела в состоянии C оно при практически небольшом трении уйдет из состояния с $T = 0\text{ К}$ и будет сжиматься в соответствии с адиабатой CB (абстракция об обратимых термодинамических процессах здесь невозможна)²⁾. Так что при достижении 0 К график цикла Карно вырождается в совокупность двух слившихся адиабат и двух слившихся изотерм: при прямом изотермическом процессе AB от теплоотдатчика берется количество теплоты Q_1 , а при обратном процессе BA такое же количество теплоты Q_2 ему отдается, и КПД такого цикла равен нулю.

Критика Эйнштейна относится лишь к попыткам Нернста вывести принцип недостижимости из второго начала. Этот принцип непосредственно следует из третьего начала и не связан со вторым началом термодинамики [1].

3. Парадокс В. Вина

В XIX веке неоднократно делались попытки найти такие процессы, которые находились бы в противоречии со вторым началом. Более тщательный анализ этих процессов всякий раз показывал, что противоречие их второму началу является кажущимся. Сюда относится парадокс В. Вина (1900) со световым вентиляем³⁾.

сов. В шикле Нернста эта абстракция невозможна, так как сколь угодно малая степень необратимости уводит систему с нулевой изотермы.

³⁾ Световой вентиль представляет собой следующее устройство: два николя поставлены на пути луча света так, что их главные плоскости повернуты на 45° друг к другу; между ними находится слой вещества,

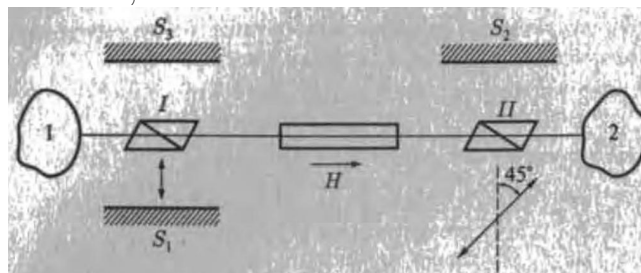


Рис. 2

Между двумя одинаково нагретыми телами помещен световой вентиль (рис. 2). Свет от тела 1 падает на николь I. Половина падающей энергии E , т.е. $\frac{1}{2}E$, проходит через николь I, потом через николь II и поглощается телом 2, а другая половина после полного внутреннего отражения в николе I возвращается зеркалом S_1 к телу 1. Свет же, посланный телом 2, не пройдет через световой вентиль. Половина излученной этим телом энергии E , равная $\frac{1}{2}E$, после полного внутреннего отражения в николе II,

⁰²⁾ Когда в термодинамике при обычных условиях используется предположение об обратимых процессах, то предполагается, что хотя при всех реальных термодинамических процессах и имеются необратимые изменения, но они малы и получаемые при этом результаты справедливы и в пределе полностью обратимых процессов, в котором вызывается вращение плоскости поляризации статическим магнитным полем H , направленным по лучу, например от первого николя ко второму (явление Фарадея). В отличие от естественного вращения плоскости поляризации (без магнитного поля, например, раствором сахара) направление поворота плоскости поляризации определяется не направлением луча, а направлением магнитного поля. Поэтому если величина магнитного поля подобрана так, что при распространении света от николя I к николю II плоскость поляризации повернется на 45° и свет, пройдет через николь II, то у луча обратного направления, при распространении света от николя II к николю I, плоскость поляризации повернется на 45° в ту же сторону, что и в первом случае, и свет не пройдет через николь I.

отразившись от зеркала S_2 , вернется к телу 2. Другая половина энергии, пройдя николь II, пройдет вращающую среду, испытав при этом поворот плоскости поляризации на 45° , не пройдет через николь I, а, испытав в нем полное внутреннее отражение, будет отражена обратно зеркалом S_3 и после полного внутреннего отражения в николе I вернется к телу 2. Таким образом, тело 1 получит энергию $\frac{1}{2}E$, а тело 2 энергию $\frac{3}{2}E$ и будет нагреваться в противоречии со вторым началом термодинамики. Вин считал, что компенсация нагревания тела 2 будет получаться за счет каких-то неизвестных процессов, связанных с нагреванием вещества, в котором происходит магнитное вращение плоскости поляризации. Однако Рэлей указал на элементарную ошибку в рассуждении Вина.

Ошибка состоит в следующем. Свет от второго тела, возвращающийся к нему обратно после отражения от николя I, испытывает при прохождении вращающего слоя еще один поворот на 45° и поэтому не пройдет через николь II, а, испытав в нем полное внутреннее отражение, вернется (если поставить еще одно зеркало против S_2) к первому телу. Таким образом, второе начало термодинамики не нарушается и нет надобности искать каких-то неизвестных явлений, вызывающих компенсацию. Парадокс В. Вина, следовательно, кажущийся.

Изложенный парадокс Вина обсуждается в томе V Полного собрания трудов академика Л. И. Мандельштама [4, с. 87].

4. В. Томсон и Р. Клаузиус о "тепловой смерти" Вселенной

В работе «О проявляющейся в природе общей тенденции к рассеянию механической энергии» [5, с. 180] В. Томсон, исходя из второго начала термодинамики, впервые пришел к следующим выводам:

4. В материальном мире существует в настоящее время тенденция к расточению механической энергии.

2. Восстановление механической энергии в ее прежнем количестве

без рассеяния ее в более чем эквивалентном количестве не может быть осуществлено при помощи каких бы то ни было процессов с неодушевленными предметами и, вероятно, также никогда не осуществляется при помощи организованной материи, как наделенной растительной жизнью, так и подчиненной воле одушевленного вещества.

3. В прошлом, отстоящем на конечный промежуток времени от настоящего момента, Земля находилась и спустя конечный промежуток времени она снова очутится в состоянии, не пригодном для обитания человека; если только в прошлом не были проведены и в будущем не будут предприняты такие меры, которые являются неосуществимыми при наличии законов, регулирующих известные процессы, протекающие ныне в материальном мире».

Отсюда непосредственно следует представление о «тепловой смерти» Вселенной, когда в ней прекратятся все процессы и она придет в состояние термодинамического равновесия с одинаковыми всюду интен-

• Гипотеза «тепловой смерти» Томсона-Клаузиуса

сивными параметрами, и больше уже не будет причин, способствующих возникновению каких бы то ни было процессов.

Несколько позже к такому же заключению пришел Р. Клаузиус, сформулировав его в виде положения: энтропия Вселенной стремится к максимуму.

Энгельс подверг-взгляды Клаузиуса резкой критике, показав, что концепция «тепловой смерти» Вселенной противоречит закону сохранения и превращения энергии, так как этот закон говорит не только о количественной неуничтожимости движения

материи, но и о неутрачиваемой способности к качественным превращениям различных форм движения одна в другую.

Передовые физики XIX века также выступали против концепции Клаузиуса.

Большое прогрессивное значение имели в этом отношении работы выдающегося физика-материалиста Л. Больцмана. В противовес концепции «тепловой смерти» Вселенной Больцман выдвинул «флуктуационную гипотезу». Он впервые установил статистическую природу второго начала термодинамики. Состояние термодинамического равновесия, по Больцману, является лишь наиболее часто встречающимся, наиболее вероятным; в равновесной системе всегда самопроизвольно могут возникнуть сколь угодно большие флуктуации.

Распространяя эти выводы на Вселенную как целое, Больцман пришел к заключению, что Вселенная находится, вообще говоря, в состоянии термодинамического равновесия, однако в ней неизбежно возникают сколь угодно большие флуктуации. Такой огромной флуктуацией является та часть Вселенной, в которой мы находимся. Всякая флуктуация должна исчезнуть, но столь же неизбежно будут возникать флуктуации подобного рода в других местах Вселенной. Таким образом, по Больцману, одни миры погибают, а другие возникают.

Против больцмановской флуктуационной гипотезы был выдвинут ряд возражений. Одно из них - исчезающе малая вероятность сколько-нибудь больших флуктуаций. Ни концепция «тепловой смерти», ни «флуктуационная гипотеза» не учитывали специфики Вселенной как гравитирующей системы. В то время как для идеального газа наиболее вероятно равномерное распределение частиц в пространстве, в системе гравитирующих частиц однородное распределение не соответствует максимальной энтропии. Образование звезд и галактик из равномерного распределения вещества - не следствие флуктуации, а, согласно релятивистской космологии, естественный процесс, идущий с ростом энтропии [6].

Таким образом, ошибочность концепции Томсона-Клаузиуса о тепловой смерти Вселенной состояла в необоснованном распространении второго начала термодинамики на всю Вселенную, и не потому, что Вселенная, по мнению многих, не является изолированной системой, а потому, что при этом не учитывается роль гравитации в такой системе. Утверждение о неизолитованности Вселенной ошибочно. Вселенная в действительности представляет собой единственный пример абсолютно изолированной системы!

5. Г. Лоренц о необратимости процесса разложения света на отраженный и преломленный

В «Лекциях по теоретической физике» [7] Г. Лоренц, исходя из закона В. Вина о спектральной плотности энергии u_ν излучения, приводит следующее доказательство необратимости процесса разложения луча света на отраженный и преломленный.

Функция Вина $u_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right)$, как известно из термодинамики, возрастает при увеличении температуры, если частота остается постоянной. Согласно основному уравнению термодинамики для спектральных плотностей энергии u_ν и энтропии s_ν имеем

$$\frac{\partial s_\nu}{\partial u_\nu} = \frac{1}{T}$$

Поскольку T не меняет знака, то производная $\frac{\partial s_\nu}{\partial u_\nu}$ всегда положительна и с ростом u_ν убывает, изменяясь в пределах от бесконечности до нуля. Отсюда следует, что функция $s_\nu(u_\nu)$ является непрерывно возрастающей и нелинейной функцией своего аргумента. График этой функции подобен кривой, приведенной на рис. 3. При $u_\nu = 0$ энтропия

s_ν также равна нулю, поэтому кривая проходит через начало координат, имеет в этой точке вертикальную касательную, обращена всюду выпуклостью вверх и асимптотически принимает направление, параллельное оси абсцисс.

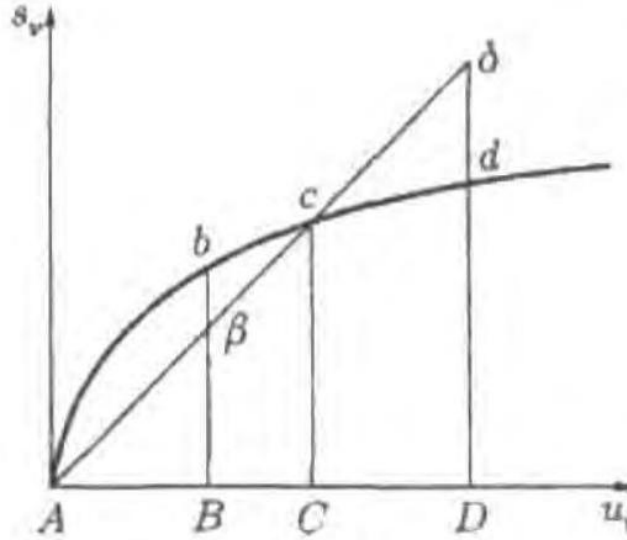


Рис. 3

пучка На основании изложенного легко установить, что при разложении света на отраженный и преломленный сумма энтропии этих лучей больше, чем энтропия первоначального пучка лучей.

В самом деле, пусть пучок лучей определенной частоты с удельной энергией u_ν при помощи тонкой пластинки разделяется на два пучка - отраженный и преломленный с удельными энергиями $u_{\nu\tau}$ и $u_{\nu d}$, причем

$$u_\nu = u_{\nu\tau} + u_{\nu d},$$

так как энергия остается неизменной. Обозначим спектральные плотности энтропии у обоих пучков через $s_{\nu\tau}$ и $s_{\nu d}$ и докажем, что суммарная энтропия после разделения пучка увеличилась, т. е, что существует неравенство

$$s_\nu < s_{\nu\tau} + s_{\nu d}.$$

Пусть на рис. 3 $AB = u_{\nu\tau}$, $AC = u_{\nu d}$ и $AD = u_{\nu\tau} + u_{\nu d}$, так что $CD = AB$. Далее, пусть $Bb = s_{\nu\tau}$, $Cc = s_{\nu d}$ и $Dd = s_\nu$. Если бы функция $s_\nu(u_\nu)$ была линейной, то мы имели бы равенство

$$Dd = Cc + Bb.$$

Однако функция $s_\nu(u_\nu)$, как мы указывали, является нелинейной и изображается приведенной кривой, поэтому имеет место неравенство

$$Dd < Cc + Bb$$

или

$$s_\nu < s_{\nu\tau} + s_{\nu d}. \quad (1)$$

Отсюда Лоренц заключал, что процесс разложения света на два пучка при отражении и преломлении необратим. Он приводил и другое рассуждение, которое, по его мнению, устанавливает тот же результат. Так как при постоянной ν спектральная плотность энергии $u_\nu(\nu, T)$ может уменьшаться только от того, что, по формуле Вина,

уменьшается температура пучка лучей, то, следовательно, первоначальный пучок лучей температуры T расщепляется на два пучка более низкой температуры: температура излучения падает от более высокой к более низкой. А это представляет необратимый процесс, так как обратный ему процесс без компенсации был бы невозможен. Однако против этого легко возразить: явление разложения света можно полностью обратить, заставляя отраженный и пропущенный лучи идти в обратном направлении с помощью двух зеркал, установленных перпендикулярно к этим лучам; последние тогда соединяются опять в падающий пучок (идущий теперь в обратном направлении), и процесс оказывается полностью обращенным без ка-кого-либо остающегося изменения в природе. Таким образом, на основании опыта мы должны, наоборот, утверждать, что процесс отражения и преломления является вполне обратимым.

Возражение Лауэ о необратимости разложения пучка света

Как показал М. Лауэ [8], ошибочный вывод о необратимости процесса разложения пучка света основывается на неверном предположении, что полную энтропию отраженного и преломленного пучков можно получить, складывая энтропию s_{vr} и s_{vd} . Именно так мы поступали при вычислении полной энтропии системы, состоящей из нескольких частей. Так, например, плотность энтропии s излучения равна сумме ее спектральных плотностей s_ν ;

$$s = \int_0^\infty s_\nu(\nu, T) d\nu \quad (2)$$

Однако в рассматриваемом случае необходимо поступать иначе. Дело в том, что, применяя формулу (2), мы считаем отдельные монохроматические пучки некогерентными, т. е. независимыми друг от друга. Отраженный же пучок вполне когерентен, так как оба они происходят от одного и того же пучка.

С точки зрения термодинамики применение к двум отдельным пучкам, происходящим от одного источника, одних правил сложения энтропий и к лучам различного происхождения других правил представляется новым, выходящим за ее рамки положением. Это вполне естественно, поскольку когерентность или некогерентность лучей не являются термодинамическими параметрами.

Поэтому, как только мы обратимся к статистической термодинамике, определяющей энтропию согласно принципу Больцмана через вероятность состояния $S = k \ln W$, результат (1) становится совершенно очевидным. Действительно, только для двух независимых друг от друга событий вероятность их одновременного осуществления равна произведению вероятностей

$$W = W_1 W_2,$$

и, следовательно, только для таких двух явлений

$$\ln W = \ln W_1 + \ln W_2$$

и

$$S = S_1 + S_2.$$

Если же события не независимы друг от друга, а связаны определенными зависимостями, то $W \neq W_1 W_2$ и энтропия таких явлений неаддитивна $S \neq S_1 + S_2$, что и имеет место в рассматриваемом случае когерентных пучков. Как вычислять полную энтропию когерентных пучков, когда простое сложение отдельных энтропий

недопустимо, изложено в работе [8]. В этой работе показано, что энтропия обоих лучей, возникших из одного луча путем отражения и преломления, точно равна энтропии первоначального луча.

6. Р. Клаузиус и Г. Гельмгольц о сведении термодинамики к механике

Успехи ньютоновской механики породили в XIX в. представление о возможности объяснения всех явлений природы на основе общих принципов механики (механицизм).

Механицизм Гельмгольца

Клаузиус и некоторые другие ученые, устанавливая связь между молекулярным движением и тепловыми явлениями, приходили к ошибочному выводу, что термодинамика сводится к механике, что теплота есть частный случай механического движения, что между тепловым и механическим движением нет качественного различия.

Гельмгольц пытался получить основные уравнения и неравенство термодинамики, исходя из уравнений движения механики в форме Лагранжа. Он показал, что существует класс механических систем (моноциклические системы), для которых можно получить ряд соотношений, совпадающих по форме с термодинамическими соотношениями. Однако теория Гельмгольца передает лишь некоторые черты тепловых явлений, она совершенно не может объяснить такую важнейшую особенность теплового движения, как процесс релаксации, особенность, которая в термодинамике принимается за основное исходное положение.

Для отображения необратимости тепловых процессов Гельмгольц вводит представление о ненаблюдаемых, скрытых механических движениях.

Тот факт, что при получении различных термодинамических соотношений (например, выражение $p = \frac{2}{3} \cdot \frac{mv^2}{2}$) приходится определять средние значения, отказываясь, следовательно, от рассмотрения мгновенных состояний системы, указывает на то, что молекулярная теория тепловых процессов является не чисто механической, а статистической.

Сведение термодинамики к механике оказывается невозможным, теплота представляет собой особую форму движения материи. Хотя теплота и связана с молекулярным механическим движением, но этим не исчерпывается ее сущность.

1.2 Errors about Basic Concepts

Определение термодинамической системы

В книге [Воронин Г.Ф. Основы термодинамики. М., 1987., с. 10] дается следующее определение термодинамической системы: «Это любой макроскопический материальный объект, выделенный из внешней среды с помощью реально существующей или воображаемой граничной поверхности».

В действительности же термодинамическая система - это не всякий макроскопический объект, а только тот, который находится в состоянии теплового равновесия. Выделенная макроскопическая часть турбулентно движущейся жидкости не является термодинамической системой.

Понятия «термодинамическая система» и «статистическая система» не равнозначны. В отличие от статистической в термодинамической системе нет флуктуаций.

О существовании термодинамических свойств (величин, параметров, функций)

В той же книге [Воронин Г.Ф. Основы термодинамики. М., 1987.] на с. 13 читаем: - Термодинамические свойства существуют, если их удастся с требуемой точностью измерить», А на с. 41 утверждается, что «первым и вторым законами термодинамики устанавливается существование двух функций состояния - энергии и энтропии... Ни энергию, ни энтропию нельзя измерить непосредственно, это вспомогательные физические величины.

Как же, по автору, энергия и энтропия могут существовать, если их нельзя измерить?

Приведенное противоречие снимается, если учесть, что термодинамические свойства существуют независимо от их измерений как с требуемой, так и с более высокой точностью. Значение ни одного термодинамического потенциала нельзя непосредственно измерить, но все они, конечно же, существуют. Мы можем измерить величины, являющиеся некоторыми частными производными (например, давление и теплоемкость газа как функции от температуры и объема). Если из опыта найдены эмпирические формулы для этих производных, то путем квадратур нетрудно найти и сами потенциалы.

3. Что такое идеальный газ в рамках термодинамического рассмотрения?

В одном из вузовских учебников по молекулярной физике написано: «В рамках термодинамического рассмотрения пока не выяснено, что такое идеальный газ».

Это, конечно, не так. В самом деле, всякая термодинамическая система характеризуется термическим и калорическим уравнениями состояния. В рамках термодинамического рассмотрения идеальный газ это такая система, такой газ (классический), термическим уравнением состояния которого является уравнение Клапейрона-Менделеева $pV = \nu RT$, а калорическим (уравнением энергии) - выражение для внутренней энергии, зависящей только от температуры. Используя эти уравнения состояния (которые в термодинамике не выводятся, а берутся из опыта или из статистической физики), термодинамика позволяет все выяснить об идеальном газе (вычислить его теплоемкость, энтропию, термодинамические потенциалы, установить вырождение при низких температурах). Вот что такое идеальный газ при его термодинамическом рассмотрении.

4. Флуктуации термодинамических величин

В книге [Воронин Г.Ф. Основы термодинамики. М., 1987., с. 20] читаем: -Термодинамические переменные, определяющие состояние системы, представляют собой средние значения функций координат и скоростей составляющих ее частиц вещества.

Движение частиц никогда не прекращается, и в равновесии термодинамические свойства не сохраняются постоянными, а флуктуируют около некоторых средних значений».

Довольно распространенная ошибка о флуктуациях термодинамических величин (см. также, например, учебное пособие [10, с. 120-122], в котором вычисляются флуктуации термодинамических величин). Дело в том, что термодинамические переменные не могут флуктуировать! Ведь это средние значения функций координат и скоростей частиц системы, около каких же средних значений, по мнению авторов [9, 10], они флуктуируют?

В действительности флуктуируют не термодинамические величины, а те самые мические функции координат и скоростей составляющих вещество частиц (так называемые динамические переменные), средние значения которых представляют собой термодинамические переменные. В равновесном состоянии термодинамические свойства

сохраняются постоянными, не флуктуируют! Это и позволяет в термодинамике рассматривать различные равновесные процессы.

5. Нулевое начало термодинамики

Одним из исходных положений термодинамики является следующее: «Изолированная макроскопическая система с течением времени приходит в состояние термодинамического равновесия и выйти из него самопроизвольно не может» [1, с. 17].

В работе Г. Уленбека [Уанбек, 1971] и в некоторых учебных пособиях по термодинамике и статистической физике приведенное исходное положение ошибочно названо нулевым началом термодинамики. В действительности же нулевым началом называется закон о тепловом равновесии: «Если каждая из двух систем находится в тепловом равновесии с третьей системой, то они находятся также в тепловом равновесии и между собой». Этот закон (подобно первому и второму началам термодинамики, устанавливающим существование соответственно внутренней энергии и энтропии) устанавливает существование температуры как интенсивной величины, характеризующей тепловое равновесие. Р. Фаулер и Э. Гугтенгейм (см. [12, 13]) называли его нулевым началом термодинамики, поскольку он был предложен после третьего начала, хотя должен занимать в ряду этих основных законов первое место. По нашему мнению, более последовательно излагать этот закон в учении о тепловом движении в качестве второго (наряду с указанным выше - назовем его первым) исходного положения термодинамики о самоненарушаемости равновесной системы и формулировать его в эквивалентном приведенному виде: «Все равновесные внутренние параметры системы являются функциями внешних параметров и температуры [1, с. 20].

Заметим, что названное нами первым исходное положение термодинамики иногда в учебниках университетского уровня формулируют так: для каждой термодинамической системы существует состояние термодинамического равновесия, которого она при фиксированных внешних условиях с течением времени самостоятельно достигает. Ошибочность этой формулировки состоит в том, что, во-первых, каждая термодинамическая система (по определению) уже находится в равновесном состоянии и поэтому чего-либо достигать ей не приходится, и, во-вторых, не при всех фиксированных внешних условиях макроскопическая система достигает равновесного состояния (например, газ между двумя пластинами с разными фиксированными температурами).

7. Равновесные, неравновесные, обратимые и необратимые процессы

В термодинамике процессы разделяются на равновесные и неравновесные, обратимые и необратимые. При определении этих процессов в учебной и научной литературе имеют место разночтения, неудовлетворительные формулировки. Обсудим их.

Согласно одному из исходных положений термодинамики всякая изолированная макроскопическая система с течением времени приходит в равновесное состояние, когда все макроскопические изменения в ней прекращаются (параметры системы с течением времени не изменяются и отсутствуют макроскопические потоки). При изменении внешних условий состояние системы будет изменяться. Идеализированный процесс из последовательности равновесных состояний (точнее, из состояний, физически бесконечно близких к равновесным) называется равновесным или квазистатическим процессом. Процесс, элементами которого являются неравновесные состояния, называется неравновесным.

При равновесных процессах изменение термодинамических функций системы определяется изменениями не зависящих от времени равновесных параметров. Поэтому время в уравнения термодинамики не входит.

В литературе иногда равновесным называют процесс, при котором система не только проходит через ряд весьма близких равновесных состояний, но и совершает наибольшую работу. Приведенное добавление к определению равновесного процесса (как последовательности равновесных состояний) излишне, поскольку такое свойство равновесного процесса непосредственно следует из второго начала термодинамики.

Деление процессов на равновесные и неравновесные, как видим, основывается на исходном положении термодинамики о термодинамически равновесном состоянии и не связано с началами термодинамики. В отличие от этого деление процессов на обратимые и необратимые по Планку обусловлено вторым началом термодинамики.

Действительно, по второму началу невозможен процесс некомпенсированного перехода теплоты в работу, и это приводит к разделению допускаемых первым началом термодинамики процессов в изолированной системе в целом на обратимые и необратимые.

Процесс перехода системы из равновесного состояния 1 в равновесное состояние 2 называется обратимым, если ее возвращение в исходное состояние 1 из состояния 2 можно осуществить без каких-либо изменений в окружающих внешних телах. Процесс же перехода системы из состояния 1 в состояние 2 называется необратимым, если обратный переход системы из состояния 2 в состояние 1 нельзя осуществить без изменения в окружающих телах.

Многие авторы книг по термодинамике понятие обратимости процесса выводят из представления о его равновесности (квазистатичности) без связи со вторым началом. Например, в [Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М., 1983., с. 34, 35] термины «квазистатический» и «обратимый» рассматриваются как синонимы: «Квазистатический процесс - всегда процесс обратимый. Обратимым процессом называется такой, который может совершиться в обратном направлении так, что система пройдет все те же состояния, что и при прямом процессе, но в обратном порядке. Поскольку в каждой стадии квазистатического процесса состояние системы - равновесное, то состояние полностью определяется внешними параметрами и температурой. Поэтому при квазистатических изменениях внешних параметров и температуры в обратном порядке система в обратном порядке пройдет все те же состояния, что и при прямом процессе. Наоборот, обратимые процессы являются в то же время и квазистатическими».

Хотя всякий квазистатический процесс является обратимым и по определению обратимости по Планку (на основе второго начала), но приведенное из [16] определение обратимости термодинамического процесса, исходя из представления о равновесности, неудовлетворительно, так как не позволяет

Базаров, 1991 установить закон возрастания энтропии при неравновесных процессах в адиабатически изолированной системе [1].

Поскольку равновесные (квазистатические) процессы представляют собой непрерывную последовательность равновесных состояний, то ошибочно утверждение о «возможности квазистатического перехода от неравновесного состояния к равновесному» [9, с. 73].

8. К. Каратеодори о необратимости равновесного процесса. Может ли процесс скольжения твердого тела по поверхности другого твердого тела быть квазистатическим?

Рассматриваемые в классической термодинамике равновесные процессы моделируют реальные процессы в их предельном бесконечно медленном случае, когда в любой момент времени внутренние параметры системы, будучи равновесными, однозначно определяются внешними параметрами и температурой. Отсюда следует, что если знаки

изменения всех внешних параметров и температуры заменить на противоположные, то система пройдет через те же промежуточные состояния, через которые она проходила в прямом процессе. Это означает, что всякий (изучаемый в классической термодинамике!) квазистатический процесс обратим.

Анализируя основы термодинамики, Каратеодори еще в начале XX века заметил, что из равновесности процесса не следует, вообще говоря, его обратимость: «Вполне допустимо, притом физически, что в природе есть вещества, которые никогда нельзя считать составной частью какой-либо простой системы. Так было бы, например, если бы внутреннее трение рассматриваемого вещества, которое вообще является функцией скорости деформации, не стремилось к нулю при квазистатических изменениях состояния» [17, с. 202]. То есть так было бы в системах с ламастью», состояние которых, устанавливающееся при неизменных внешних условиях, зависит также от того, как изменялись внешние параметры и температура окружающих тел до их фиксирования. На такие системы, как отмечал Каратеодори, законы классической термодинамики не распространяются.

На основе указанной Каратеодори возможности необратимости квазистатического процесса появились утверждения, что необратимый вследствие сухого трения процесс скольжения твердого тела по поверхности другого твердого тела при бесконечно медленном скольжении будет квазистатическим (равновесным) [18, с. 96]. Однако это неверно.

В [1] отмечается, что неравновесность процессов с трением обусловлена самой природой механического трения. Действительно, трение между двумя соприкасающимися твердыми телами происходит вслед-

ствие того, что поверхности этих тел не абсолютно гладки, а в большей или меньшей степени шероховаты; для того чтобы переместить одно тело относительно другого, необходимо некоторое конечное усилие для преодоления сил, вызванных шероховатостью этих поверхностей. Аналогично в [18, с. 98] указывается, что существование отличного от нуля трения покоя и падающей разрывной характеристики силы сухого трения приводит к тому, что скольжение не может происходить бесконечно медленно и, следовательно, процесс с трением не может быть квазистатическим (равновесным).

1.3 Errors about Principles of Thermodynamics

1. Первое начало термодинамики и закон сохранения и превращения энергии

В некоторых университетских учебных пособиях по термодинамике и статистической физике утверждается, что первое начало термодинамики - это закон сохранения и превращения энергии в самом общем его виде, т.е. закон, учитывающий любые другие формы движения материи.

Однако это неверно.

В самом деле, вплоть до середины XIX века «было почти всеобщим воззрение, что теплота представляет собою особое вещество, которое в большем или меньшем количестве находится во всех телах, чем и обуславливается большая или меньшая высота их температуры» [5, с. 28], В 1842 г. Ю. Майер, а потом путем тщательных опытов в 1842-1850 гг. Дж. Джоуль доказали, что теплота возникает при затрате работы, причем определенная работа при превращении в теплоту образует всякий раз определенное количество теплоты. Это привело к отказу от «материальной» теории теплоты и установило эквивалентность теплоты и работы.

Значение этого открытия состояло в том, что энергия макроскопической системы, как оказалось, может изменяться как при работе системы, так и при сообщении ей количества теплоты. Таким образом, вечный двигатель нельзя осуществить на основе не

только механических, но и тепловых процессов. Закон эквивалентности теплоты и работы, приводящий к установлению закона сохранения и превращения энергии в применении к термодинамическим системам, один из основателей термодинамики Р. Клаузиус назвал первым началом термодинамики [5, с. 89].

М. Планк также определял первое начало термодинамики как универсальный принцип сохранения энергии в его применении к тепловым процессам [19] (см. также [16, с. 23]).

При энергетическом анализе электромагнитных или атомных явлений мы формулируем не первое начало термодинамики, а закон сохранения и превращения энергии соответственно в электродинамике и в атомной физике.

2. Формулируют ли первое и второе начала термодинамики только для закрытых систем?

В книге [9, с. 41] утверждается: «Первым и вторым законами термодинамики устанавливается существование двух функций состояния - энергии и энтропии. Оба закона формулируют полностью только для закрытых систем, но понятия энергии и энтропии используются более широко, в любых термодинамических системах».

Это утверждение ошибочно. В самом деле, первый закон термодинамики формулируется как закон сохранения и превращения энергии в применении к любым термодинамическим системам, как закрытым, так и открытым. Аналогично по второму закону термодинамики у всякой равновесной термодинамической системы существует однозначная функция состояния - энтропия S , которая определяется уравнением

$$dS = \frac{\delta Q}{T}$$

Формула для элементарного количества теплоты как для закрытых, так и для открытых систем!

Вечные двигатели первого и второго рода нельзя осуществить ни с помощью закрытых, ни с помощью открытых систем (одна из формулировок соответственно первого и второго начал термодинамики).

3. О дифференциальном выражении для количества теплоты

Элементарное количество теплоты δQ , сообщенное системе при бесконечно малом равновесном изменении ее состояния, определяется по первому началу термодинамики пфаффовою формой

$$\delta Q = dU + \sum_i A_i da_i = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{a_i} dT + \sum_i \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a_i} \right)_T + A_i \right] da_i \quad (1)$$

В одном университетском курсе молекулярной физики причины, по которым бесконечно малое количество теплоты δQ не является полным дифференциалом, объясняются тем, что количество теплоты характеризуется не только энергией, но также другой величиной, связанной с ним, - энтропией, которая определяется равенством $dS = \frac{\delta Q}{T}$. Поэтому два энергетически эквивалентных количества теплоты $\delta Q_1 = \delta Q_2$ не эквивалентны по содержащейся в них энтропии: количество теплоты, связанное с большей температурой, несет в себе меньше энтропии, чем связанное с меньшей температурой. Поскольку энтропия является функцией состояния, одно и то же количество теплоты вызывает совершенно различные изменения состояния системы.

Приведенное объяснение явно основано на предположении, что поскольку при сообщении телу количества теплоты δQ его энтропия изменяется, то, следовательно, в передаваемом телу количестве теплоты δQ содержится определенное количество энтропии. В действительности же бессмысленно говорить, что количество теплоты δQ содержит (несет в себе) энтропию; хорошо известно, что энтропия тела может быть изменена и без сообщения ему какого-либо количества теплоты!

Существование (по второму исходному положению термодинамики) у всякой термодинамической системы термических уравнений состояния

$$A_i = A_i(T, a_1, \dots, a_n)$$

приводит к тому, что дифференциальное выражение (1) для количества теплоты δQ не удовлетворяет необходимому и достаточному условию (условию взаимности) полного дифференциала и, следовательно, не является полным дифференциалом.

- Элементарное количество теплоты δQ не является полным дифференциалом

Действительно, для того чтобы дифференциальное выражение (1) для δQ было полным дифференциалом, необходимо и достаточно выполнение условий

$$\frac{\partial}{\partial a_i} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_{a_i} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial a_i} \right)_T + A_i \right]$$

или

$$\left(\frac{\partial A_i}{\partial T} \right)_{a_i} = 0,$$

что противоречит существованию у системы термических уравнений состояния

$$A_i = A_i(T, a_1, \dots, a_n).$$

Таким образом, для установления того, что выражение (1) для δQ не является полным дифференциалом, не требуется использования второго начала и бессмысленного представления о содержании в количестве теплоты δQ энтропии.

4. Об изменении энтропии при равновесном и неравновесном процессах

В учебном пособии по статистической физике [10] доказывается, что, в то время как при квазистатическом адиабатном процессе перехода системы из одного состояния

Клиноиноеич, 1982 в другое изменение ее энтропии $dS = 0$, при нестатическом адиабатном процессе между теми же состояниями $dS > 0$.

Это доказательство противоречит второму началу термодинамики, поэтому, подобно проектам вечного двигателя, его, вообще говоря, можно не рассматривать в деталях. В самом деле, по второму началу термодинамики энтропия системы является однозначной функцией ее состояния, поэтому изменение энтропии при переходе системы из одного состояния в другое не зависит от способа перехода - равновесного или неравновесного, если они оба возможны. Но переход системы из одного состояния в другое, совершаемый адиабатно равновесно ($\delta Q = TdS = 0$), нельзя осуществить адиабатно неравновесно ($\delta Q_{\text{нр}} = 0, dS > 0$), так как это противоречит второму началу об однозначности энтропии.

5. Об изменении энтропии в некоторых необратимых процессах

В статье [20] доказывається, будто и при некоторых неравновесных процессах изменение энтропии $dS = \frac{\delta Q_{\text{нр}}}{T}$ ($\delta Q_{\text{нр}}$ – неравновесно сообщенное системе количество теплоты), так что неравенство $dS > \frac{\delta Q_{\text{нр}}}{T}$ не всегда справедливо. Приводим доказательство.

Пусть некоторой системе при постоянном объеме сообщается одно и то же количество теплоты, первый раз равновесно, а второй раз неравновесно. Поскольку работа системы в обоих случаях равна нулю, то $dU = \delta Q_{\text{нр}} = \delta Q = TdS$, откуда

$$dS = \frac{\delta Q_{\text{нр}}}{T},$$

и, следовательно, неравенство $dS > \frac{\delta Q_{\text{нр}}}{T}$ не всегда справедливо.

В этом доказательстве предполагается, что если система равновесно перешла из состояния 1 в состояние 2 без совершения работы ($\delta W = 0$), то она может и неравновесно перейти из состояния 1 в состояние 2, не совершая работы ($\delta W_{\text{нр}} = 0$). Это предположение ошибочно, так как противоречит второму началу термодинамики. В самом деле, согласно этому закону $\delta W > \delta W_{\text{нр}}$. Поэтому если система равновесно перешла из состояния 1 в состояние 2 без совершения работы ($\delta W = 0$), то осуществить ее переход из состояния 1 в состояние 2 неравновесно без совершения работы ($\delta W_{\text{нр}} = 0$) невозможно. При процессах перехода системы равновесно и неравновесно из начального состояния в конечное без совершения работы затрачиваемые при этом соответствующие количества теплоты δQ и $\delta Q_{\text{нр}}$ нельзя сравнивать, так как конечные состояния при таких переходах будут разные.

6. Вычисление возрастания энтропии при тепловом контакте двух тел разной температуры

При кратковременном тепловом контакте двух тел разной температуры количество теплоты $\delta Q > 0$ перешло от первого тела с температурой T_1 ко второму телу с температурой T_2 . Несмотря на то что такой процесс теплопередачи является неравновесным (необратимым), при вычислении изменения энтропии этой системы тел почти во всех учебниках по термодинамике (см., например, [21-23]) считают, что изменение энтропии первого тела $dS_1 = -\frac{\delta Q}{T_1}$, второго тела $dS_2 = \frac{\delta Q}{T_2}$, а изменение энтропии всей системы

$$dS = dS_1 + dS_2 = \delta Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

Как правило, такой подсчет dS_1 , dS_2 и dS никак не обосновывается. Но имеются и обоснования. Так, в [23, с. 105] читаем: «Если бы процесс теплопередачи был обратимым (происходил бы при бесконечно малом перепаде температур), то энтропия тел изменялась бы на $dS_1 = -\frac{\delta Q}{T_1}$ и $dS_2 = \frac{\delta Q}{T_2}$ соответственно. Так как, однако, энтропия каждого из тел является функцией его состояния, то ее изменение не может зависеть от того, каким образом тепло δQ отведено от тела – обратимо или необратимо, а зависит лишь от этого количества тепла. Поэтому и для реального необратимого процесса выражения $dS_1 = -\frac{\delta Q}{T_1}$, $dS_2 = \frac{\delta Q}{T_2}$ остаются верными, а для изменения суммарной энтропии находим

$$dS = dS_1 + dS_2 = \delta Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) > 0.$$

Это обоснование вычисления энтропии при тепловом контакте тел разной температуры ошибочно. В самом деле, при обратимом и необратимом сообщении телу количества теплоты δQ тело переходит в разные состояния, поскольку по второму

началу термодинамики при обратимом сообщении телу теплоты δQ от теплоисточника с температурой T изменение энтропии тела равно $dS = \frac{\delta Q}{T}$, а при необратимом $-dS' > \frac{\delta Q}{T}$.

Изменение энтропии при теплообмене

Процесс теплообмена между телами разной температуры является неравновесным и, следовательно, необратимым. Для вычисления происходящего при этом изменения энтропии системы произведем теплообмен равновесно.

Будем считать, что температуры тел изза кратковременности теплообмена не изменяются. Выберем в качестве рабочего тела для рассматриваемой адиабатически изолированной системы I моль идеального газа. Пусть начальный его объем равен V_1 и температура - T_1 (состояние 1). При тепловом контакте газа с первым телом и изотермическом расширении газа до объема V_2 (состояние 2) газ возьмет у тела количество теплоты $Q = RT_1 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$. Адиабатным расширением газ достигает температуры T_2 и занимает объем V_3 (состояние 3). Приведя газ в контакт со вторым телом, изотермическим сжатием газа до объема V_4 (состояние 4) отдаем второму телу то же количество теплоты $Q = RT_2 \ln \left(\frac{V_3}{V_4} \right)$. Если теперь газ привести в начальное состояние I, то изменение его энтропии будет равно нулю, а изменение энтропии системы при этом - ее изменению при неравновесном процессе теплопередачи в результате кратковременного теплового контакта. Поскольку процесс перехода газа из состояния I в состояние 4 был равновесным (обратимым), то изменение энтропии всей изолированной системы (обоих тел и газа) при этом процессе равно нулю. Следовательно, изменение энтропии ΔS тел при их тепловом контакте и обмене теплотой равно изменению энтропии газа при его равновесном переходе из состояния 4 в состояние 1, т.е.

$$\Delta S = S_1 - S_4 = C_V \ln \left(\frac{T_1}{T_2} \right) + R \ln \left(\frac{V_1}{V_4} \right).$$

Так как согласно полученным формулам для Q

$$\begin{aligned} \frac{-Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} &= R \ln \frac{V_1 \cdot V_3}{V_2 \cdot V_4} = R \ln \frac{V_3}{V_2} + R \ln \frac{V_1}{V_4}, \\ R \ln \frac{V_1}{V_4} &= -\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} - R \ln \frac{V_3}{V_2}, \\ \Delta S &= -\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} + C_V \ln \frac{T_1}{T_2} - R \ln \frac{V_3}{V_2}. \end{aligned}$$

Состояния 2 и 3 лежат на одной адиабате, поэтому

$$\begin{aligned} T_1 V_2^{\gamma-1} &= T_2 V_3^{\gamma-1}, \quad \ln \frac{V_3}{V_2} = \frac{1}{\gamma-1} \ln \frac{T_1}{T_2}, \\ C_V \ln \frac{T_1}{T_2} - R \ln \frac{V_3}{V_2} &= \left(C_V - \frac{R}{\gamma-1} \right) \ln \frac{T_1}{T_2} = 0, \\ \text{так как } C_V - \frac{R}{\gamma-1} &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, изменение энтропии при кратковременном тепловом контакте двух тел разной температуры, равное сумме изменений энтропии этих тел, составляет

$$\begin{aligned} \Delta S &= \Delta S_1 + \Delta S_2 = \\ &= -\frac{Q}{T_1} + \frac{Q}{T_2} = Q \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Отсюда, однако, не следует, что $\Delta S_1 = -\frac{Q}{T_1}$ и $\Delta S_2 = \frac{Q}{T_2}$ как это принимается во многих учебниках по термодинамике при выводе формулы (1), поскольку эти равенства справедливы только при равновесном теплообмене.

Формула (1), очевидно, будет иметь тот же вид и при

$$\Delta S_1 = -\frac{Q}{T_1} - \alpha$$

$$\Delta S_2 = \frac{Q}{T_2} + \alpha$$

где $\alpha \neq 0$.

Для вычисления изменения энтропии каждого тела при неравновесном теплообмене надо знать их начальные и конечные состояния.

7. О формулировке принципа Каратеодори

Изменение энтропии тела при неравномерном теплообмене зависит от начального и конечного состояния

В Физической энциклопедии [Физическая энциклопедия, 1988, с. 360] приводится следующая формулировка принципа Каратеодори: «Вблизи любого состояния термодинамического равновесия и сколь угодно близко к нему существует состояние, в которое нельзя попасть при помощи адиабатического процесса».

Неверность этой формулировки состоит в том, что согласно принципу Каратеодори не только вблизи, но и сколь угодно вдали от любого равновесного состояния термически однородной (и только такой!) системы существуют состояния, в которые нельзя попасть при помощи адиабатического процесса, поскольку при таком процессе система проходит только через состояния с одинаковой энтропией, и поэтому все другие состояния (независимо от их близости или дальности) для нее недостижимы [16].

8. О доказательствах недостижимости абсолютного нуля температуры, исходя из второго начала термодинамики

В ряде учебников приводятся доказательства недостижимости 0 К, исходя из второго начала термодинамики. Вот некоторые из них.

1. КПД цикла Карно равен

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

При $T_2 = 0$ $\eta = 1$, т. е. вся теплота, взятая в цикле у теплоотдатчика, превращается в работу. Поскольку это противоречит второму началу, то 0 К недостижим [25]. Таким образом, получается, что принцип недостижимости 0 К является следствием второго начала термодинамики.

2. Представим себе цикл Карно, к которому теплоприемник имеет температуру $T_2 = 0$ К. Для такой обратимой тепловой машины полное изменение энтропии в цикле было бы равно изменению ее на участке изотермического расширения при температуре T_1

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_1}{T_1},$$

так как участок изотермического сжатия при $T_2 = 0$ К представляет собой по третьему началу изокэнтропу $S = 0$, а остальные два процесса изокэнтропические. Но с другой стороны по второму началу

$$\Delta S = \oint \frac{\delta Q}{T} = 0$$

Возникшее противоречие $Q_1 \neq 0$ доказывает недостижимость нулевой изотермы $T_2 = 0$ К [умер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М., 1977.]

Оба этих доказательства недостижимости 0 К яются ошибочными так как исходят из противоречивого второму началу термодинамики предположения об осуществлении цикла Карно с температурой теплоприемника равной 0 К поскольку как утверждается КПД такого цикла был бы равен единице. Однако невозможность по второму началу цикла Карно с температурой $T_2 = 0$ К выражается не в том что 0 К не достижим (этот вопрос не решается вторым началом), а в том, что такой цикл вырождается в совокупность двух совпадающих соответственно изотерм и адиабат, так что его КПД равен не единице, а нулю! Таким образом, второму началу не противоречит достижение 0 К, но цикл Карно с температурой теплоприемника $T_2 = 0$ К невозможен.

Заметим, что и в наши дни в отдельных учебных пособиях по термодинамике и статистической физике университетского уровня встречаются утверждения, что предположение о достижимости нулевой изотермы

Недостижимость абсолютного нуля не связано со вторым началом термодинамики мы $T = 0$ К отпадает ввиду несовместимости с третьим и вторым началами термодинамики. В действительности же второе начало к недостижимости абсолютного нуля температуры никакого отношения не имеет.

9. О доказательстве совпадения нулевой изотермы с адиабатой, исходя из первого и второго начал термодинамики

Совпадение нулевой изотермы с нулевой адиабатой следует из третьего начала термодинамики. Этот результат нельзя доказать на основе первого и второго начал. Однако в некоторых работах это доказывается. Вот одно из таких доказательств [26, с. 2396]: «Изобразим в S, T -координатах изотерму AB (рис. 4) и устремим ее к оси энтропии.

Тогда $\delta Q \rightarrow 0$. Следовательно, мы, ничего не зная о третьем начале, подучим, что $\delta Q \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$ К.

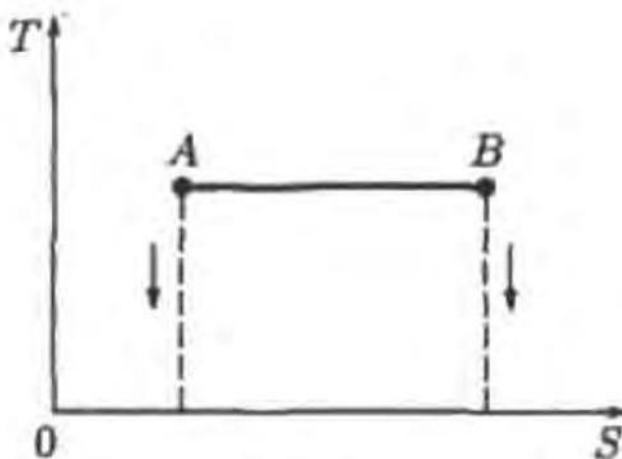


Рис. 4

Ошибка этого доказательства состоит в том, что, принимая совпадение изотермы AB с осью энтропии, автор [Леонова В. Ф. Термодинамика. М., 1968.] допускает возможность цикла Карно с $T_2 = 0$ К. А это противоречит второму началу (теплота Q_1 , взятая у нагревателя, в таком цикле полностью превращалась бы в работу).

Приведем еще одно подобное доказательство. На основании первого и второго начал термодинамики

$$\delta Q = C_V dT + T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV \quad (1)$$

Отсюда получаем, что изотермические процессы ($dT = 0$) при $T = 0$ К всегда происходят без теплообмена ($\delta Q = 0$), и, следовательно, из первого и второго начал

Совпадение нулевых изотермы и адиабаты следует из третьего начала термодинамики однозначно следует совпадение нулевой изотермы с адиабатой.

Ошибка здесь состоит в следующем.

Из (1) находим, что при изотермическом процессе

$$\delta Q = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V dV.$$

Действительно, если уравнение состояния системы таково, что $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \rightarrow \text{const}$ при $T \rightarrow 0$ К (как, например, в случае идеального газа), то $\delta Q = 0$ при $T = 0$ К, если же система такова, что для нес

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \rightarrow \frac{\text{const}}{T}$$

при $T \rightarrow 0$ К (что будет иметь место, например, в случае системы с уравнением состояния $pV = a \ln bT$), то $\delta Q \neq 0$ при $T = 0$. Вывод о совпадении изотермического процесса при $T = 0$ К с адиабатным можно сделать только на основании третьего начала, согласно которому $\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = 0$ при $T = 0$ К для всех тел. Отсюда следует, что ни идеальный газ, ни вещество с уравнением состояния $pV = a \ln bT$ по третьему началу при $T \rightarrow 0$ К существовать не могут, хотя по первому и второму началам они возможны при любой температуре.

10. О построении термодинамики на основе первого начала

В одной из книг по термодинамике [27] предпринята попытка «математического изложения новой системы термодинамики», в основе которой «лежит идея о полной тождественности форм представления всех равновесных взаимодействий независимо от их рода». Это означает, что если система взаимодействует с окружающей средой через воздействия разного рода и каждому воздействию отвечают своя координата x_i и своя сила X_i ($i = 1, 2, \dots, n$) и если в результате взаимодействия системы со средой произошло изменение координаты x_i на dx_i , вследствие чего была совершена элементарная работа

$$\delta W_i = X_i dx_i, \quad (1)$$

то эта работа (взятая с обратным знаком) принимается за меру любого воздействия среды на систему. В случае теплового воздействия мерой его будет количество теплоты δQ , которое согласно (1) равно

$$\delta Q = T dS, \quad (2)$$

где тепловой силой является температура T , а тепловой координатой - энтропия S .

Изменение внутренней энергии dU системы при ее взаимодействии со средой равно сумме количеств всех воздействий:

$$dU = \delta Q - \delta W, \quad (3)$$

что представляет собой уравнение первого начала термодинамики в его обычной форме. Следовательно, существование функции состояния (координаты) энтропии S , устанавливаемое уравнением (2) у всякой равновесной системы, согласно указанной книге непосредственно следует из тождественности форм представления всех равновесных взаимодействий независимо от их рода без использования второго начала для равновесных процессов (уравнение (2)). Основываясь на уравнении (2), справедливым только для равновесных процессов, в книге доказывается также, что неравновесный теплообмен в изолированной системе всегда сопровождается ростом энтропии. При этом считается, что такой результат получен без привлечения второго начала термодинамики для неравновесных процессов и является частным случаем общей тенденции неравновесных взаимодействий в изолированных системах.

Таким образом, оказывается, что при исследовании термодинамических свойств систем второе начало не нужно в полном объеме и основным законом термодинамики является только первое начало (3). Такое построение термодинамики ошибочно.

Отличие теплоты от работы

Идея о тождественности форм представления количественных мер всех равновесных взаимодействий независимо от их рода, несмотря на ее правильность, не вскрывает объективно существующего глубокого качественного отличия теплоты от работы, которое имеет принципиальное значение (характеризуя специфику теплового движения) и устанавливает второе начало термодинамики. В самом деле, в то время как количество теплового воздействия Q никаким способом нельзя превратить в механическую работу без других изменений (компенсаций), количества других воздействий могут превращаться в работу без подобных ограничений. Это приводит к тому, что если количество теплового воздействия Q преарашается в механическую работу при обязательном посредстве рабочего тела, то количество любого другого воздействия может превратиться в работу и без рабочего тела. Второе начало и выражает особенности теплового движения.

Net efficiency of теплового двигателя не может быть равен 1

Как же можно поэтому строить термодинамику без явного учета этой особенности, т. е. без второго начала термодинамики? Согласно этому закону КПД теплового двигателя даже в идеальных условиях не может быть равен 1, в то время как в этих условиях КПД, например, двигателя, превращающего электрическое воздействие в механическую работу (электродвигатель), равен 1. Кроме того, рассматриваемая система построения термодинамики в действительности ни в коей мере не позволяет установить возрастание энтропии изолированной системы, в которой протекает неравновесный теплообмен. В книге [27] этот результат получен не на основе положения о тождественности представления всех равновесных взаимодействий, а фактически при использовании второго начала термодинамики, что видно из приведенного ниже доказательства.

Пусть имеются два тела с температурами T_1 и T_2 . Допустим, что $T_1 > T_2$. При элементарном акте теплообмена тело 1 отдает, а тело 2 получает количество теплоты δQ . В результате произойдет изменение энтропии тел: $dS_1 < 0, dS_2 > 0$. Количество теплоты δQ , которым обменялись тела, можно вычислить через параметры этих тел: $-\delta Q = T_1 dS_1$ и $\delta Q = T_2 dS_2$, откуда $T_1 dS_1 = -T_2 dS_2$ или $T_1 |dS_1| = T_2 dS_2$ и $dS_2 = \left(\frac{T_1}{T_2}\right) |dS_1|$. Так как, по условию, $T_1 > T_2$, то $\frac{T_1}{T_2} > 1$ и

$$dS_2 > |dS_1|. \quad (4)$$

Изменение энтропии dS системы равно сумме изменений энтропий тел: $dS = dS_1 + dS_2$. Учитывая (4), получаем

$$dS > 0, \quad (5)$$

т. е. энтропия изолированной системы, в которой протекает неравновесный теплообмен, всегда возрастает.

Этот вывод получен при допущении, что теплота сама собой переходит от горячего тела к холодному (одна из формулировок второго начала). При обратном предположении для dS получилось бы неравенство со знаком, обратным (5).

В некоторых учебниках по теплотехнике для студентов высших технических заведений (например, в [Теплотехника: Учебник для студентов втузов / А. М. Архаров, С. И. Исаев, И. А. Кожин и др.; Под ред. В. И. Крутова. М., 1986.]) энтропия определяется не исходя из второго начала термодинамики, а просто как «параметр системы, который изменяется только от количества переданной теплоты» [28, с.68]. Такое определение энтропии противоречит второму началу, согласно которому энтропия системы изменяется и без сообщения ей какого-либо количества теплоты.

11. Могут ли в роли термодинамических потенциалов выступать не только энергетические характеристики?

Термодинамическими потенциалами называются такие однозначные функции состояния, частные производные которых определяют все другие характеризующие систему величины и убыль которых при соответствующих условиях равна работе системы. Из этого определения следует, что в роли термодинамических потенциалов могут выступать только энергетические характеристики. Поэтому ошибочно разделять термодинамические потенциалы на энергетические и неэнергетические.

Исходным для введения термодинамических потенциалов является основное уравнение термодинамики, которое для закрытой системы имеет вид

$$TdS = dU + \sum_i A_i da_i \quad (1)$$

а для открытой системы - соответственно [1]

$$TdS = dU + \sum_i A_i da_i - \sum_k \mu_k dN_k. \quad (2)$$

В случае простой закрытой системы, на которую действуют только силы давления, из (1) получаем

$$TdS = dU + pdV. \quad (3)$$

У такой системы существуют лишь два термодинамических потенциала - внутренняя энергия $U(S, V)$ как функция переменных S и V и свободная энергия $F(T, V) = U - TS$ как функция T и V , дифференциал которой $dF = -SdT - pdV$.

Знание любой из этих функций позволяет простым дифференцированием определить все свойства системы (поэтому они являются характеристическими функциями), и, кроме того, их убыль равна при соответствующих условиях работе системы:

$$-dU_S = pdV_S \quad \text{и} \quad -dF = pdV_T.$$

Таким образом, внутренняя энергия $U(S, V)$ является адиабатическим термодинамическим потенциалом простой системы, а свободная энергия $F(T, V)$ - ее изотермическим термодинамическим потенциалом. Из уравнения (3) находим также

$$dS = \frac{1}{T}dU + \frac{p}{T}dV,$$

$$dV = \frac{T}{p}dS - \frac{1}{p}dU,$$

откуда видно, что при независимых U и V энтропия $S(U, V)$ позволяет дифференцированием по этим переменным определить все термодинамические свойства системы, и поэтому энтропия $S(U, V)$ является, как и $U(V, S)$ и $F(T, V)$, характеристической функцией, но в отличие от $U(V, S)$ и $F(T, V)$ не термодинамическим потенциалом. То же самое можно сказать и про объем $V(S, U)$ при независимых переменных S и U .

Два других термодинамических потенциала - энергия Гиббса $G(T, p) = U - TS + pV$ и энтальпия $H(S, p) = U + pV$ - вводятся прежде всего при анализе закрытой системы, на которую действуют еще и немеханические силы и в которой поэтому возможны процессы при постоянных p и T , а также при рассмотрении так называемой расширенной закрытой системы ²⁾.

²⁾ Соаержашеся в [29, с. 580] утверждение, что термодинамический потенциал $G(T, p)$ вводится только для открытых систем, ошибочно.

В первом случае

$$dG = -SdT + Vdp - \delta W_{\text{HM}}$$

$$dH = TdS + Vdp - \delta W_{\text{HM}}$$

а в случае расширенной системы

$$dG = -SdT + Vdp, \quad dH = TdS + Vdp$$

где $\delta W_{\text{я}}$ - работа системы помимо работы сил давления и Vdp - работа расширенной системы [1].

В случае открытой системы уравнение (2) позволяет ввести кроме тех же четырех термодинамических потенциалов

$$U(S, V, N), \quad F(T, V, N)$$

$$G(T, p, N), \quad H(S, p, N)$$

Большой - еще один так называемый большой термо-термодинамический потенциал динамический потенциал при независимых переменных T, V, μ :

$$\Omega(T, V, \mu) = F(T, V, N) - G(T, p, N),$$

дифференциал которого равен

$$d\Omega = -SdT - pdV - \sum_k \overline{N_k} d\mu_k$$

Отметим, что в отличие от термодинамических потенциалов характеристических функций при заданных независимых переменных может быть не одна, а несколько. Так, при независимых переменных T и V кроме свободной энергии $F(T, V)$ Массье пользовался характеристической функцией

$$\varphi(T, V) = S - \frac{U}{T}$$

а Планк при независимых переменных p и T помимо энергии Гиббса $G(T, p)$ использовал характеристическую функцию

$$\Phi(T, p) = S - \frac{U + pV}{T}$$

Обе характеристические функции $\varphi(T, V)$ и $\Phi(T, p)$ (как энтропия и объем) неэнергетические, не являются термодинамическими потенциалами, но связаны соответственно со свободной энергией и энергией Гиббса:

$$\varphi(T, V) = -\frac{F(T, V)}{T}$$

и

$$\Phi(T, p) = -\frac{G(T, p)}{T}$$

Таким образом, термодинамические потенциалы суть характеристические функции, но не все характеристические функции - термодинамические потенциалы.

1.4 Errors about Applications

Зависит ли КПД тепловых машин от вида термодинамического цикла и природы рабочего вещества?

В книге по термодинамике [30, с. 145] доказывается в качестве следствия второго начала термодинамики следующее утверждение, которое автор называет теоремой Карно: «Коэффициент полезного действия обратимых тепловых машин не зависит от вида термодинамического цикла и природы рабочего вещества (рабочего тела) и вполне определяется лишь значениями температур внешних источников - нагревателя (T_1) и холодильника (T_2).»

Приведенное утверждение ошибочно и не является теоремой Карно. По теореме Карно КПД известного цикла Карно не зависит от природы рабочего вещества и определяется лишь значениями температуры нагревателя T_1 и холодильника T_2 :

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1},$$

Для других циклов КПД тепловых машин зависит от природы рабочего вещества при заданных T_1 и T_2 . Рассмотрим, например, КПД цикла, состоящего из двух изотермических и двух изохорных процессов (рис. 5).

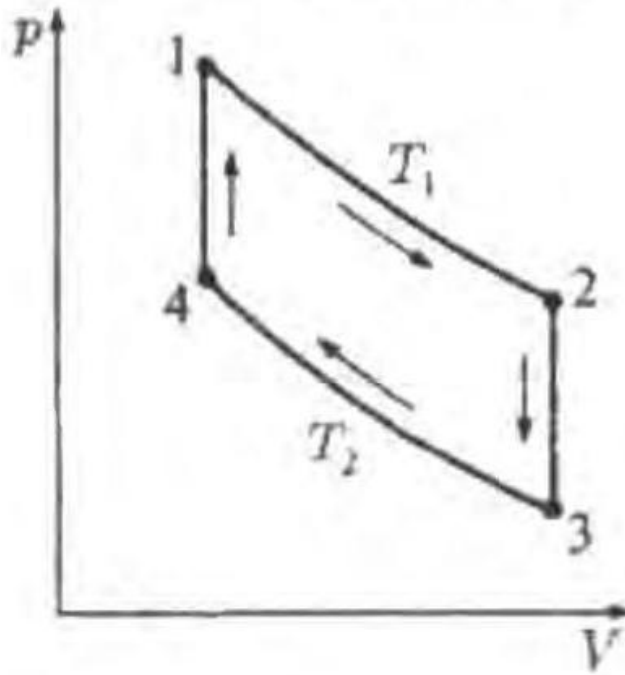


Рис. 5

По определению, КПД цикла есть отношение работы W , совершаемой рабочим телом за цикл, к количеству теплоты Q_1 , получаемому им за этот цикл. По первому началу $W = Q_1 - Q_2$, где Q_2 - количество теплоты, отдаваемое рабочим телом за иикл.

В этом цикле рабочее тело получает теплоту при изотермическом процессе 1 – 2 и при изохорном процессе 4-1, поэтому если в качестве рабочего тела используется идеальный газ, то

$$Q_1 = \nu RT_1 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) + C_V (T_1 - T_2).$$

Отдает же рабочее тело теплоту при изотермическом процессе 3 – 4 и изохорном процессе 2 – 3, поэтому

$$Q_2 = \nu RT_2 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right) + C_V (T_1 - T_2).$$

Таким образом, КПД рассматриваемого цикла равен

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + \frac{C_V(T_1 - T_2)}{\nu R \ln(V_2/V_1)}} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_{\text{Карно}}$$

и, следовательно, зависит от природы рабочего вещества (зависит от теплоемкости C_V газа) и меньше КПД цикла Карно, так как $T_1 > T_2$ и $V_2 > V_1$.

Заметим, что если в рассматриваемом цикле теплота $C_V (T_1 - T_2)$ не отдается рабочим телом в изохорном процессе 2 – 3 холодильнику, а подводится на нагревание тела в изохорном процессе 4-1 (в теплоисточнике, который называется регенератором), как это имеет место в цикле Стирлинга (см. [31, 9.5]), то тогда

$$Q_1 = \nu RT_1 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right),$$

$$Q_2 = \nu RT_2 \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$$

и

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_{\text{Карно}}$$

Можно привести также пример цикла в интервале температур $T_1 - T_2$, КПД η которого, как и КПД $\eta_{\text{Карно}}$ цикла Карно в том же интервале температур, не зависит от природы рабочего вещества и определяется лишь величинами указанных предельных температур T_1 и T_2 , но $\eta < \eta_{\text{Карно}}$. Графиком этого шикла на энтропийной диаграмме является окружность радиуса $R = \frac{T_1 - T_2}{2}$. Его КПД равен

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\oint T ds}{(\oint T ds)_{ds>0}} = \frac{\pi R^2}{\frac{\pi R^2}{2} + 2R(R + T_2)} = \\ &= \frac{T_1 - T_2}{T_1 + \frac{4-\pi}{2\pi}(T_1 + T_2)} < \frac{T_1 - T_2}{T_1} = \eta_{\text{Карно}}. \end{aligned}$$

Изменение энтропии системы «нагреватель—газ—холодильник» при работе тепловой машины по обратимому циклу

В учебном пособии [32, с. 21] для студентов высших учебных заведений предлагается задача: -Тепловая машина работает по циклу, состоящему из двух изохор и двух изобар. Доказать, что при работе машины энтропия системы нагреватель - газ холодильник" увеличивается. Как при этом изменяется энтропия газа? Теплоемкость нагревателя и холодильника считать безграничной».

Приводится и решение задачи:

“ ля краткости вычислений примем такую массу, чтобы в соответствующей системе единиц

$$\frac{m}{M} = R = 1.$$

В этом случае температура нагревателя, равная наиболее высокой температуре иикла, которой соответствует точка c , составляет

$$T_n = p_2 V_2.$$

Температура холодильника (наиболее холодная точка цикла - точка a)

$$T_x = p_1 V_1.$$

Температуры точек b и d соответственно равны $p_2 V_1$ и $p_1 V_2$. Приращение знтропии нагревателя при процессе $a - b$

$$\Delta S_{a-b} = -\frac{C_V V_1 (p_2 - p_1)}{p_2 V_2},$$

при прошессе $b - c$

$$\Delta S_{b-c} = -\frac{C_p p_2 (V_2 - V_1)}{p_2 V_2}.$$

Приращение энтропии холодильника при процессе $c - d$

$$\Delta S_{c-d} = \frac{C_V V_2 (p_2 - p_1)}{p_1 V_1}$$

и при процессе $d - a$

$$\Delta S_{d-a} = \frac{C_p p_1 (V_2 - V_1)}{p_1 V_1}$$

Складывая все приращения энтропии, после преобразования получим

$$\begin{aligned} \Delta S = & C_V (p_2 - p_1) \left[\frac{V_2}{p_1 V_1} - \frac{V_1}{p_2 V_2} \right] + \\ & + C_p (V_2 - V_1) \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \end{aligned}$$

Все слагаемые, стоящие в скобках, больше нуля, и, таким образом,

$$\Delta S > 0.$$

Приращение энтропии газа, совершившего круговой процесс и вернувшегося в исходное состояние, равно нулю” [32, с. 116].

Приведенное решение содержит ряд ошибок. Обсудим их.

Рассматриваемый цикл изображен на рис. 6 и, следовательно, является равновесным. Изменение энтропии идеального газа, совершившего круговой процесс, равно

$$\begin{aligned} \Delta S^{(r)} = & \Delta S_{a-b}^{(r)} + \Delta S_{b-c}^{(r)} + \Delta S_{c-d} + \Delta S_{d-a} = \\ = & C_V \ln \frac{p_2}{p_1} + C_p \ln \frac{V_2}{V_1} - C_V \ln \frac{p_2}{p_1} - \\ & - C_p \ln \frac{V_2}{V_1} = 0 \end{aligned}$$

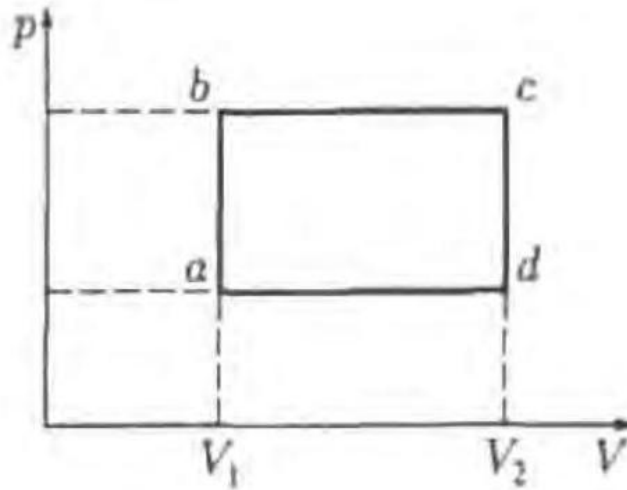


Рис. 6

При равновесном цикле на любом его участке насколько увеличилась (уменьшилась) энтропия газа, настолько же уменьшилась (увеличилась) энтропия окружающих тел, т. е.

$$\begin{aligned}
\Delta S_{a-b} &= -\Delta S_{a-b}^{(r)} = -C_V \ln \frac{p_2}{p_1}; \\
\Delta S_{b-c} &= -\Delta S^{(r)} = -C_p \ln \frac{V_2}{V_1}; \\
\Delta S_{c-d} &= -\Delta S_{c-d}^{(r)} = C_V \ln \frac{p_2}{p_1}; \\
\Delta S_{d-a} &= -\Delta S_{d-a}^{(r)} = C_p \ln \frac{V_2}{V_1}; \\
\Delta S &= -\Delta S^{(r)} = 0.
\end{aligned}$$

Таким образом, изменение энтропии окружающих тел, которые обеспечивают проведение рассматриваемого цикла с газом, равно нулю!

Провести такой цикл можно при использовании множества нагревателей и холодильников. При наличии же только одного нагревателя и одного холодильника осуществить рассматриваемый равновесный цикл невозможно! В таких условиях процесс передачи теплоты нагревателем с температурой $T_e = p_2 V_2$ газу с температурой $T_b = p_1 V_1$ является неравновесным и, следовательно, необратимым. Поэтому ошибочно вычисление приращения энтропии нагревателя при процессе $a - b$ по формуле для равновесного процесса

$$\Delta S_{a-b} = \frac{\Delta Q_{a-b}}{T_c} = -\frac{C_V V_1 (p_2 - p_1)}{p_2 V_2}.$$

Аналогичную ошибку допускают и при вычислении ΔS_{b-c} , ΔS_{c-d} и ΔS_{d-a} , вследствие чего приходят к неверному выводу об увеличении энтропии системы «нагреватель газ - холодильник» при работе рассматриваемой тепловой машины.

3. Уравнение адиабаты фотонного газа

В Физической энциклопедии [24, с. 25-26] читаем: «Для идеального газа адиабата описывается уравнением Пуассона

$$pV^\gamma = \text{const},$$

где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ - отношение теплоемкости при постоянном давлении к теплоемкости при постоянном объеме (для одноатомного газа при обычных температурах $\gamma = 1,67$, для двухатомного газа $\gamma = 1,4$), а для «фотонного газа адиабата описывается уравнением Пуассона, где $\gamma = 4/3$.

В действительности же для фотонного газа адиабата описывается не уравнением Пуассона $pV^\gamma = \text{const}$, где $\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{4}{3}$, а уравнением $pV^{4/3} = \text{const}$, в котором показатель степени $4/3$ не имеет ничего общего с отношением теплоемкостей $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$, поскольку для фотонного газа $C_p = \infty$, а $C_V = 4\sigma T^3 V$.

4. Легкость скольжения коньков по льду

Известно, что точка плавления льда с повышением давления понижается. Основываясь на этой закономерности, скользкость льда, т.е. легкость скольжения коньков по льду, объясняют следующим образом: под давлением острого конька лед плавится при температуре ниже 0°C , образуя жидкую смазку, которая и обеспечивает легкость катания по льду зимой.

Такое объяснение было дано более 100 лет назад английскими физиками Дж. Тиндалем и О. Рейнольдсом и получило широкое распространение (см. [Эпитейн П. С.

Курс термодинамики. М.; Л., 1948., с. 126; задачи и упражнения с ответами и решениями. Фейнмановские лекции по физике. М., 1969. , с. 308|), хотя оно совершенно не соответствует действительности.

В самом деле, из уравнений Клапейро-на-Клаузиуса для фазовых переходов первого рода следует, что для того, чтобы точка плавления льда опустилась на несколько градусов, необходимо такое высокое давление, которое лед не способен выдержать. Действительно, удельный объем льда при 0°C равен $v' = 1,091 \text{ см}^3/\text{г}$. а воды $-v'' = 1 \text{ см}^3/\text{г}$. Теплота перехода $\lambda = 335 \text{ Дж/г}$. Поэтому

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\lambda}{T(v'' - v')} = -135 \cdot 10^5 \text{ Па/К},$$

т. е. для понижения температуры плавления льда на 1 К нужно увеличить давление на $135 \cdot 10^5 \text{ Па}$. А для того чтобы лед начал плавиться, например, при -10°C , нужно увеличить давление в среднем до 135 МПа (такое давление лед не может выдержать).

Как теперь убедительно доказано экспериментально, скользкость льда обусловлена образованием в плоскости скольжения жидкой смазки при превращении в теплоту работы преодолевающих трение движущих сил.

5. О существовании фазовых переходов второго рода

Известно, что при заданных температуре T и давлении p вещество находится в том состоянии, в котором его энергия Гиббса G минимальна. Если изобразить на графике зависимость G двух фаз от T (при $p = \text{const}$), то точка T_0 пересечения фазового перехода обеих кривых будет точкой фазового перехода: при прохождении через T_0 вещество изображается точкой на той кривой, которая соответствует меньшим значениям G . На рис. 7а изображено пересечение кривых G_1 и G_2 при фазовых переходах первого рода. При фазовых переходах второго рода касательные к обеим кривым в точке перехода совпадают (поскольку энтропия выражается производной энергии Гиббса по температуре). При простом касании обеих кривых (рис. 7б) переход происходить не может, ибо как при $T < T_0$, так и при $T > T_0$ вещество все время находилось бы в одной и той же фазе. Поэтому в точке перехода две кривые, касаясь, пересекаются (рис. 7 в), что приводит к равенству не только первых, но и вторых производных от энергии Гиббса - энтропии и теплоемкости. А это соответствует фазовым переходам не второго, а третьего рода. На этом основании немецкие физики Э. Юсти и М. Лауэ пришли к выводу о невозможности фазовых переходов второго рода.

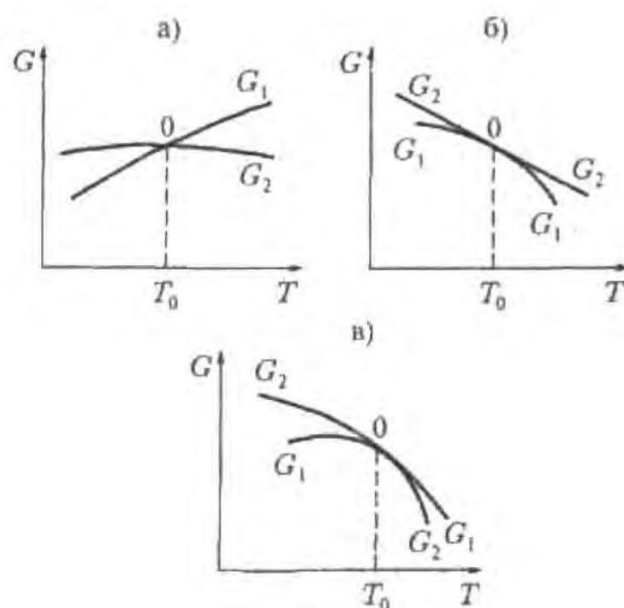


Рис. 7

Ошибка приведенных рассуждений и вывода Юсти и Лауэ основывается на предположении существования перегретых и переохлажденных фаз при фазовых переходах второго рода (подобно тому, как при фазовых переходах первого рода), чего в действительности не наблюдается. Поэтому или правой (от точки перехода) ветви кривой G_1 , или левой ветви на рис. 7б не существует.

6. Существует ли кривая фазового равновесия в случае фазового перехода второго рода?

В некоторых учебных пособиях университетского уровня по термодинамике и статистической физике можно прочесть, что в точках фазового перехода второго рода производные от химического потенциала не теряют разрыва, поэтому кривая фазового равновесия $p = p(T)$ определяется не одним, как в случае фазовых переходов первого рода, а тремя условиями:

$$\begin{aligned}\Delta\mu(T, p) &= \mu''(T, p) - \mu'(T, p) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial T}\Delta\mu &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial p}\Delta\mu &= 0\end{aligned}$$

В действительности же фазового равновесия и соответствующей кривой фазового равно-

Отсутствие кривой фазового равновесия при переходе II рода

Эффект -ДжоуляТомсона весия при переходе второго рода не существует! При этом переходе одна фаза целиком превращается во вторую фазу без равновесия с этой фазой.

7. Эффект Джоуля-Томсона

Эффект Джоуля-Томсона, как известно, состоит в изменении температуры реального газа при его необратимом адиабатическом расширении. Вот как оценивается величина эффекта Джоуля-Томсона в вузовском учебном пособии по термодинамике [Радужкевич Л. В. Курс термодинамики. М., 1971., с. 46]:

"Опыты с этим эффектом проводились пропусканием потока газа через плотную пористую пробку.

При заметном перепаде давления $\Delta p = p_2 - p_1$ можно было заметить и измерить изменение температуры газа позади пробки, Величину зффекта Джоуля-Томсона можно оценить изменением температуры ΔT с изменением объема ΔV при расширении газа или отношением $\frac{\Delta T}{\Delta V}$, Из уравнения

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT$$

имеем при конечных ΔT и ΔV

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT = 0 \quad (2.12)$$

Значение не равной нулю производной $\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T$ можно найти из соотношения

$$C_p - C_V = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

откуда

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T = \frac{C_p - C_V}{\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p} - p$$

Тогда из (2.12) находим:

$$\frac{\Delta T}{\Delta V} = \frac{p}{C_V} - \frac{C_p - C_V}{C_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p} \quad (2.13)$$

Из опыта известно, что $C_p > C_V$, а также что для газов коэффициент теплового расширения всегда положителен, т.е. $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p > 0$. Следовательно, в последней формуле вычитаемое всегда больше нуля, так же как и $\frac{p}{C_V} > 0$. Итак, знак эффекта зависит от разности

$$\frac{p}{C_V} - \frac{C_p - C_V}{C_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p}$$

тогда как $\Delta V > 0$, т. е. ΔT может быть больше или меньше нуля, т. е. при расширении газа может быть его охлаждение, но возможно и нагревание. Однако обычно указанная разность меньше нуля. Для идеального газа, когда $pV = RT$, имеем $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p = \frac{R}{p}$ и по известному уравнению Р. Майера $C_p - C_V = R$ из уравнения (2.13) следует, что

$$\frac{\Delta T}{\Delta V} = 0$$

т. е. эффект Джоуля-Томсона исчезает".

Приведенное вычисление по формуле (2.13) величины, характеризующей эффект Джоуля-Томсона реального газа, ошибочно, так как равенство (2.12) верно лишь для идеального газа. Процесс Джоуля-Томсона является изоэнтальпическим, а не изоэнергетическим!

Утверждение, что по полученной формуле (2.13) величина ΔT может быть больше или меньше нуля и, следовательно, «при расширении газа может быть его охлаждение, но возможно и нагревание», неверно. Согласно формуле (2.13) газ Ван-дер-Ваальса в

процессе Джоуля-Томсона (в противоречии с опытом) всегда охлаждается. В самом деле, известно, что

$$C_p - C_V = T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p$$

поэтому из (2.13) получаем

$$\frac{\Delta T}{\Delta V} = \frac{1}{C_V} \left[p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \right]$$

и так как для газа Ван-дер-Ваальса

$$p = \frac{RT}{V-b} - \frac{a}{V^2},$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \frac{R}{V-b},$$

то

$$\frac{\Delta T}{\Delta V} = -\frac{a}{VC_V} < 0$$

т. е. при любой температуре $\Delta T < 0$, поскольку $\Delta V > 0$.

Такое изложение эффекта Джоуля-Томсона приведено в учебном пособии по термодинамике, а в одном из вузовских учебных пособий по молекулярной физике «уточняется», что этот эффект был установлен в 1852-1862 гг. Джоулем и Томсоном (однофамильцем В. Томсона (Кельвина)). В действительности же одним из авторов открытого эффекта является именно В. Томсон (Кельвин)!

8. Парадокс Гиббса

В работе «О равновесии гетерогенных веществ» Дж. Гиббс [36] показал, что возрастание энтропии, вызванное смешением разного рода газов при постоянных температуре и давлении, не зависит от природы этих газов (пока они разные, подчеркивал Гиббс!), в то время как смешение двух масс одного и того же газа не вызывает возрастания энтропии. Таким образом, смешение одинаковых газов нельзя рассматривать как предельный случай смешения разных газов, и при переходе от смешения разных газов к смешению одинаковых газов энтропия смешения испытывает скачок

$$\Delta S = 2kN \ln 2, \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана, N - число атомов каждого из смешиваемых газов. В этом скачке энтропии смешения и состоит парадокс Гиббса.

Однако многие авторы вопреки Гиббсу парадоксом называют не этот скачок изменения энтропии, а не существующее в действительности возрастание энтропии при смешении одинаковых газов, которое возникает при вычислениях, если использовать выражение для энтропии $\nu = N/N_A$ молей идеального газа в объеме V в виде

$$S = \nu (C_V \ln T + R \ln V + S_0) \quad (2)$$

и считать S_0 не зависящим от ν (или от $N = \nu N_0$). Действительно, используя (2), получаем, что энтропия до смешения двух порций одного и того же газа по ν молей в объеме V равна

$$S_1 = 2\nu (C_V \ln T + R \ln V + S_0),$$

а после смешения, когда весь газ из 2ν молей занимает объем

$$S_H = 2\nu (C_V \ln T + R \ln 2V + S_0).$$

Следовательно, возрастание энтропии при смешении одинаковых газов при постоянных температуре и давлении равно

$$\Delta S = S_H - S_1 = 2kN \ln 2. \quad (3)$$

Клисононтур, 1982

Выражения (3) и (1) совпадают, и, повидимому, на этом основании результат (3) ошибочно называют парадоксом Гиббса [10, с. 93]. Но такой «парадокс» Гиббса в действительности является недоразумением, которое устраняется, если для энтропии идеального газа использовать не формулу (2), а правильное выражение

$$S = \nu \left[C_V \ln T + R \ln \left(\frac{V}{N} \right) + S'_0 \right], \quad (4)$$

где S'_0 не зависит от числа частиц N . Парадокс Гиббса (1) остается и при использовании выражения (4) для энтропии идеального газа.

Иногда при обсуждении парадокса Гиббса допускается и другое недоразумение. При использовании правильного выражения (4) для энтропии газа считается, что так как полученная при этом величина энтропии смешения (2) не зависит от различия между газами, то возрастание энтропии должно иметь место и при смешении одинаковых газов, и это обстоятельство называется парадоксом Гиббса» [22, с. 137]. Такое понимание парадокса Гиббса также неверно, поскольку формулу для энтропии смешения разных газов

$$\Delta S = 2kN \ln 2 \quad (5)$$

нельзя применять к смешению одинаковых газов.

Встречаются и такие изложения парадокса Гиббса, в которых хотя и отмечается, что формула (5) неприменима в случае смешения тождественных газов, но тем не менее, получив по этой формуле возрастание энтропии при смешении тождественных газов, автор утверждает, «то энтропия возросла, а состояние системы не изменилось. В этом и состоит парадокс Гиббса» [37, с. 138].

Само происхождение парадокса Гиббса многие авторы монографий и учебников связывают с недопустимостью предельного перехода от смешения разных газов к смешению одинаковых газов вследствие дискретности различия смешиваемых газов: система из частиц двух сортов (например, из молекул O_2 и N_2) никакими термодинамическими методами не может быть превращена в систему из частиц одного сорта (если, конечно, при этом не прибегать к помощи философского камня», замечает автор одного из учебных пособий по термодинамике и статистической физике). Между тем парадокс Гиббса разъяснил без какого-либо использования философского камня сам Гиббс, указав на принципиальное отличие смеси массы одного и того же газа от смеси масс разных газов: «Когда мы говорим, что при смешивании двух различных газов посредством диффузии, как предполагалось, энергия всей массы остается постоянной, а энтропия получает некоторое приращение, то подразумевается, что газы можно было бы

разделить и вернуть к тем же объемам и температуре, которые были у них вначале, посредством некоторых изменений во внешних телах, например, в результате перехода определенного количества тепла от более теплого тела к более холодному. Но когда мы говорим, что при смешивании двух масс одного и того же газа при подобных обстоятельствах не изменяется ни энергия, ни энтропия, то вовсе не подразумеваем, что смешиваемые газы можно разделить без каких-либо изменений во внешних телах. Напротив, такое разделение газов совершенно невозможно. Мы считаем, что энергия и энтропия газовых масс после смешивания остаются такими же, как и до смешивания, потому что не видим никакой разницы в веществе этих двух масс» [36, с. 168].

Следовательно, сам Гиббс связывал парадокс Гиббса с возможностью или невозможностью разделения смеси на компоненты: можно или нельзя разделить смесь газов на компоненты - этот «скачок» и приводит к отсутствию непрерывного перехода от смешивания различных газов к смешиванию тождественных газов.

В последнее время в нашей стране опубликованы две монографии о парадоксе Гиббса. В первой из них [38] активно защищается точка зрения о существовании непрерывного перехода между поведением при смешивании тождественных и нетождественных частиц, т. е. фактически снимается вопрос о парадоксе Гиббса. Объяснение существования этого парадокса, обусловленного указанным выше гиббсовским «скачком» (можно разделить или нельзя разделить смешанные газы) или, более конкретно, скачком парциальной плотности газа при переходе его от смешивания со сколь угодно близким газом к смешиванию с тождественным газом, объявляется в [38, 39] «ничего не решающим, поскольку разрывность не устраняется, а переносится с одного понятия на другое [39, с. 403, 404]. Защищаемая в [38] точка зрения на парадокс Гиббса является, по нашему мнению, ошибочной, поскольку основана на смешении парадокса Гиббса с процессом Гей-Люссака [40]. Вторая монография [41] имеет компилятивный характер, она вносит путаницу в понимание парадокса Гиббса и искажает его содержание [42].

9. Знак термодинамической температуры

В своем курсе «Теоретической физики» Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц [43, 10] привели любопытное доказательство того, что термодинамическая температура T может быть только положительной и что при $T < 0$ К было бы вообще невозможно существование равновесных тел. Приведем это доказательство.

-Разделим тело на большое число малых (но макроскопических) частей, и пусть $M_a, E_a, \vec{P}_a$ обозначают массу, энергию и импульс a -й части. Энтропия S_a каждой части есть функция ее внутренней энергии, т. е. разности между ее полной энергией E_a и кинетической энергией $\frac{P_a^2}{2M_a}$ ее макроскопического движения. Поэтому полную энтропию тела можно написать в виде

$$S = \sum_a S_a \left[E_a - \frac{P_a^2}{2M_a} \right]. \quad (10.1)$$

Предположим, что тело замкнуто. Тогда наряду с энергией сохраняются полный импульс и полный момент импульса тела:

$$\begin{aligned} \sum_a \vec{P}_a &= \text{const}, \\ \sum_a [\vec{r}_a, \vec{P}_a] &= \text{const}, \end{aligned} \quad (10.2)$$

где $\vec{r}_a$ - радиус-векторы частей тела. В состоянии равновесия полная энтропия S тела как функция импульсов $\vec{P}_a$ имеет максимум при дополнительных условиях (10.2), [43, с. 52-53].

Далее по известному методу неопределенных множителей Лагранжа находятся необходимые и достаточные условия максимума энтропии как функции импульсов и делается весьма важное заключение о том, что температура может быть только положительной: $T > 0$ К.

Как видно из изложенного, доказательство положительного знака термодинамической температуры основывается на положении о том, что в состоянии равновесия энтропия замкнутого тела максимальна. Однако это положение следует из второго начала термодинамики при предположении, что $T > 0$ К. Таким образом, строго доказано то, что предположено!

В самом деле, из второго начала для неравновесных процессов в замкнутой системе имеем

$$TdS > 0,$$

откуда при $T > 0$ К получаем $dS > 0$; следовательно, в состоянии равновесия замкнутой системы ее энтропия максимальна. Полагая же $T < 0$ К, получаем, что в состоянии равновесия замкнутой системы ее энтропия минимальна. Законы термодинамики не определяют знака термодинамической температуры и лишь устанавливают то, что при равновесных процессах T не изменяется. Какой знак следует взять для T положительный или отрицательный, - это вопрос соглашения.

10. О существовании отрицательных термодинамических температур

В ряде учебных пособий по термодинамике и статистической физике доказывается, что термодинамические температуры не могут отличаться знаком, поэтому если принята положительная температура какого-либо состояния произвольного тела (например, температура тройной точки воды, по определению, равна 273,16 К), то термодинамическая температура не может принимать отрицательных значений. Вот это доказательство [37, с. 103]:

“Допустим, что существует тело, термодинамическая температура T_2 которого отрицательна: $T_2 < 0$. Используем это тело в качестве холодильника в тепловой машине Карно. В качестве нагревателя выберем тело, температура T_1 которого положительна: $T_1 > 0$ К. Пусть в процессе Карно нагреватель отдал количество теплоты $Q_1 > 0$. Тогда холодильник получил количество теплоты $Q_2 = T_2 Q_1 / T_1$. Так как, по предположению, $T_2 / T_1 < 0$, то $Q_2 < 0$. Это значит, что в действительности теплоприемник не получил, а отдал теплоту $-Q_2 = |Q_2|$. В результате цикла произведена положительная работа

$$W = Q_1 - Q_2 = Q_1 + |Q_2|.$$

Будем рассматривать теплоотдатчик и теплоприемник как один тепловой резервуар. Единственный результат кругового процесса Карно состоит в том, что такой тепловой резервуар отдал теплоту $Q_1 + |Q_2|$, за счет которой произведена эквивалентная работа $W = Q_1 + |Q_2|$. Но это противоречит второму началу термодинамики, поэтому предположение $T_2 < 0$ К — неправильное: термодинамическая температура не может быть отрицательной».

Чтобы яснее была видна ошибочность этого доказательства, мы разберем вначале задачу Зоммерфельда. Рассмотрим цикл Карно с водой в качестве рабочего тела.

Температуры теплоотдатчика и теплоприемника равны соответственно 6 и 2°C : при 6°C вода изотермически расширяется, а при 2°C – изотермически сжимается. Вследствие аномального поведения воды, когда $t < 4^\circ\text{C}$, при обеих температурах будет подводиться теплота и полностью превращаться в эквивалентную работу, что находится в противоречии со вторым началом, В чем дело?

Вряд ли кому-нибудь придет мысль, что возникшее противоречие указывает на невозможность равновесного состояния воды при 2°C. Как видно из решения этой задачи (см. [1]), противоречие со вторым началом возникало из-за того, что рассматриваемый цикл Карно невозможен, так как для воды не существует адиабаты, соединяющей изотермы $t_1 = 6^\circ\text{C}$ и $t_2 = 2^\circ\text{C}$.

Аналогичная ситуация обнаруживается и в приведенном выше доказательстве невозможности отрицательной термодинамической температуры. Рассматриваемый в этом доказательстве цикл Карно невозможен, так как не существует равновесного адиабатного перехода между состояниями с отрицательной и положительной температурами (см. [1]).

11. Устойчивы ли состояния с отрицательной термодинамической температурой?

В начале 1940-х гг. в результате изучения парамагнитной релаксации в кристаллах было установлено, что во многих случаях совокупность спиновых моментов можно выделить в отдельную, не обладающую пространственными степенями свободы термодинамическую систему, характеризующуюся температурой, отличной от температуры образца. Особенностью этой спиновой системы является ограниченность спектра, что приводит к возможности нахождения ее в равновесных состояниях как с положительной, так и с отрицательной термодинамической температурой.

Поскольку термодинамика определяет температуру лишь для термодинамически равновесных систем, то это понятие применимо и к указанным равновесным состояниям спиновой системы. Однако во многих книгах по термодинамике и молекулярной физике можно встретить высказывания о том, что состояния с отрицательными температурами – это термодинамически неравновесные и неустойчивые состояния, понятие температуры к ним неприменимо и такие состояния лишь формально могут характеризоваться как состояния с отрицательной температурой [Кикоин А., Кикоин И., 1976]. Утверждается также, что «для всех реально существующих систем состояния с отрицательными температурами, строго говоря, являются лишь метастабильными, а не равновесными. В самом деле, состояние системы спинов с магнитными моментами, ориентированными против поля, неустойчиво, так как обладает избытком энергии. За характерное время передачи энергии от спиновых степеней свободы к вращательным и колебательным степеням свободы оно разрушится и перейдет в состояние с положительной температурой, передав избыток энергии другим степеням свободы [23, с. 321].

Термодинамика систем с отрицательными температурами изложена в гл. 7 работы [1]. Из этой главы можно заключить, что все вышеприведенные утверждения о системах с отрицательными температурами ошибочны. Спиновые состояния с отрицательными температурами – это равновесные состояния, и поэтому к ним применимо термодинамическое понятие температуры. Состояния эти устойчивы, но в отличие от обычных систем их устойчивость характеризуется не минимумом внутренней энергии и энергии Гиббса, а максимумом этих функций. Что касается того, что системы с отрицательной температурой остынут при контакте с телами, имеющими положительную температуру, то тело с $t = 10^\circ\text{C}$ тоже остынет при контакте с термостатом, имеющим температуру $t = 5^\circ\text{C}$, однако это не означает, что первоначальное состояние тела было неравновесным и неустойчивым. Теплый воздух в закрытой

комнате зимой также остынет через определенное время теплопередачи через стены, хотя состояние воздуха все время равновесно и устойчиво. Состояния с отрицательной температурой нельзя представлять себе как состояния водного раствора соли в закрытом стакане в первые секунды после его переворачивания вверх дном, когда плотность раствора сверху больше, чем внизу, и система имеет избыток механической энергии, переходящей со временем в энергию теплового движения. При отрицательной температуре в системе могут быть проведены различные обратимые процессы, чего принципиально нельзя было бы сделать при неравновесном состоянии системы.

12. Энтропия, информация и мысленный эксперимент Сциларда

Анализируя вопрос о демоне Максвелла, Л. Сцилард [44] рассмотрел следующий мысленный эксперимент. В закрытом горизонтальном цилиндре, находящемся в контакте с термостатом, содержится газ из одной молекулы. В среднюю часть цилиндра вводится поршень. Молекула оказывается в одной из половин. Для определения направления движения поршня под действием ударов молекулы наблюдатель устанавливает (например, с помощью света) местонахождение молекулы. Если она найдена слева от поршня, то поршень будет двигаться вправо, совершая при достижении основания цилиндра некоторую работу (подъем груза) за счет теплоты Q термостата. Возвращая поршень в первоначальное положение, можно повторить этот процесс произвольное число раз, превращая теплоту в работу и уменьшая энтропию системы. По второму началу термодинамики такое превращение теплоты невозможно без компенсации. Сцилард предположил, что в данном случае компенсацией является информация, получаемая наблюдателем при определении местонахождения молекулы. Эта информация приводит к необходимому увеличению энтропии в системе. Таким образом, впервые устанавливается связь между информацией и энтропией.

Однако мысленный эксперимент Сциларда не может служить основанием для каких-либо выводов. Дело в том, что использование одномолекулярного газа допустимо, пока процессы с ним не вступают в противоречие с газовыми законами. Однако в момент введения поршня в цилиндр газ сожмется до половины своего объема без затраты работы, что противоречит этим законам. Поэтому мысленный эксперимент Сциларда не может использоваться для проверки второго начала термодинамики.

Различия между термодинамической информационной энтропиями

По той же причине эксперимент Сциларда не может служить основанием для отождествления физической энтропии, используемой в термодинамике, с информационной энтропией, введенной Шенноном. В эксперименте Сциларда вообще не требуется никакой предварительной информации о местонахождении молекулы после введения в цилиндр поршня, поскольку само движение поршня указывает на ее местонахождение и превращение теплоты в работу будет происходить независимо от того, где находится молекула.

Термодинамическая энтропия и энтропия информационных процессов - это разные величины, что видно хотя бы из того, что информационная энтропия не является термодинамическим параметром.

В литературе вначале отмечалось отличие этих двух величин, обозначаемых одним словом, но позже многие авторы последовали за Л. Бриллюэном [45], отождествившим термодинамическую и информационную энтропии (одним из оснований для этого являлся мысленный эксперимент Сциларда).

13. О значении изохорной теплоемкости в критической точке «жидкость—газ»

По современным представлениям, теплоемкость C_V в критической точке «жидкость—газ» равна бесконечности. Термодинамика допускает как $C_V^{kp} = \infty$, так и $C_V^{xp} = \text{const}$ (см. [1]). Однако недавно в «Журнале физической химии» был опубликован ряд статей, в которых доказывалось, что допущение $C_V^{sp} = \infty$ приводит к нарушению первого начала термодинамики в критической точке и поэтому принципиально невозможно. Вот это доказательство:

«Известно, что условием удовлетворения первого начала является равенство единице якобиана преобразования

$$D \equiv \frac{\partial(p, V)}{\partial(T, S)},$$

поскольку из

$$\oint dU = \oint TdS - \oint pdV = 0$$

получаем

$$\oint TdS = \oint pdV$$

и, следовательно,

$$\frac{\oint pdV}{\oint TdS} = \frac{\partial(p, V)}{\partial(T, S)} = 1,$$

в соответствии с геометрическим смыслом якобиана как коэффициента изменения элементарных площадок при переходе от p, V к T, S -координатам. Но условие $C_V = \infty$ означает, что касательная к критической изохоре на T, S плоскости совпадает с касательной к критической изобаре, а это приводит к вырождению якобиана преобразования, так как элементарная площадка в вершине прямого угла, образованного критическими изохорой и изобарой на плоскости p, V , исчезает на плоскости T, S » [46, т. 52, с. 2794].

Ошибка здесь содержится в геометрическом доказательстве того, что при допущении $C_V^{kp} = \infty$ элементарная площадка в вершине угла, образованного критическими изохорой и изобарой на плоскости p, V , исчезает на плоскости T, S , и, следовательно, в противоречии с первым началом якобиан D вырождается (равен нулю). В действительности же, как следует из приводимого ниже рассмотрения, элементарная площадка $dpdV$ на плоскости p, V около критической точки, имеющая вид прямоугольника, преобразуется на плоскости T, S в вытянутый параллелограмм, у которого при $C_V^{kp} \rightarrow \infty$ основание увеличивается во столько же раз (стремясь к бесконечности), во сколько раз уменьшается высота (стремясь к нулю, так что касательная к критической изохоре на T, S -плоскости в пределе совпадает с касательной к критической изобаре), а площадь параллелограмма не изменяется, оставаясь равной $dpdV$.

Рассмотрим кратко особенности отображения термодинамических состояний, близких к критической точке на плоскостях p, V и T, S . По первому началу термодинамики соответствующий якобиан перехода $\frac{\partial(p, V)}{\partial(T, S)} = 1$. Поэтому малый элемент площади на p, V -плоскости (например, прямоугольник $dpdV$) отображается в равный ему на площади элемент плоскости T, S (параллелограмм). Вершины прямоугольника $(p, V), (p, V + dV), (p + dp, V), (p + dp, V + dV)$ соответствуют на плоскости T, S точкам

$$(T, S), \quad \left(T + \frac{\partial(p, T)}{\partial(p, V)} dV, S + \frac{\partial(p, S)}{\partial(p, V)} dV \right) \\ \left(T + \frac{\partial(V, T)}{\partial(V, p)} dp, S + \frac{\partial(V, S)}{\partial(V, p)} dp \right)$$

и

$$\left(T + \frac{\partial(V, T)}{\partial(V, p)} dp + \frac{\partial(p, T)}{\partial(p, V)} dV \right. \\ \left. S + \frac{\partial(V, S)}{\partial(V, p)} dp + \frac{\partial(p, S)}{\partial(p, V)} dV \right)$$

В критической точке $\frac{\partial(p, T)}{\partial(p, V)} = 0$, поэтому одна из сторон параллелограмма параллельна оси S . Если в критической точке $C_V = T \frac{\partial(V, S)}{\partial(V, T)} = \infty$, то отсюда с учетом свойств якобианов следует, что кривые $p = \text{const}$ и $V = \text{const}$; на T, S -плоскости параллельны друг другу и оси S , т. е. параллелограмм в этом случае «складывается». Однако при этом по крайней мере одна из его сторон удлиняется (по оси S) таким образом, что его площадь остается равной $dpdV$. Поэтому $D = 1$ в соответствии с первым началом термодинамики. Таким образом, допущение $C_V^{xp} = \infty$ не противоречит этому закону (см. [1]).

В рамках термодинамики невозможно определить поведение C_V в критической точке. Ее законам не противоречит ни $C_V^{\kappa p} = \text{const}$, ни $C_V^{\kappa P} = \infty$. Так, газ Ван-дер-Ваальса имеет конечные значения теплоемкости C_V при подходе к критической точке с обеих сторон ($T < T_{\text{кр}}$ и $T > T_{\text{кр}}$), испытывая в этой точке конечный скачок. Однако это не противоречит законам термодинамики, хотя в настоящее время известно, что теория газа Ван-дер-Ваальса неверно описывает характер сингулярности в критической точке.

Мы привели здесь наиболее типичные ошибки и заблуждения в учебной и научной литературе по термодинамике. Но встречаются и просто удивительные утверждения, как, например: “Минимальное число независимых величин, определяющих все остальные параметры, называется числом термодинамических степеней свободы” [10, с. 41]; -При любых термодинамических процессах $C_p > C_V$. [там же, с. 48]. К подобным «изысканиям» эпиграф к этой главе из сочинений Д. И. Менделеева относится вдвойне.

Part III

Problems in Thermodynamics

6 Problems in Scope of School and University Theory

1 Typical Problems of Thermodynamics

1.1 Advanced problems about different basic thermodynamics

КО-1.1. Центр тяжести столба атмосферы

Найти сумму внутренней энергии идеального газа под поршнем в стоящем вертикально цилиндре и потенциальной энергии поршня. Найти теплоёмкость газа под поршнем. Найти теплоёмкость столба атмосферы.

Найти высоту центра тяжести столба атмосферы.

КО-1.1.

$$E = Nc_V T + Mgh = Nc_P T.$$

Так как каждый слой атмосферы находится под постоянным давлением, создаваемым весом слоев, лежащих выше, теплоёмкость атмосферы $C = N_0 c_P$, где N_0 - число молекул во всем столбе атмосферы. Это число может быть выражено через величину атмосферного давления: для столба атмосферы, площадь сечения которого равна единице, $N_0 mg = P_{\text{атм}}$.

Высота центра тяжести столба атмосферы определяется потенциальной энергией молекул, $N_0 mg \langle z \rangle = N_0 c_P T - N_0 c_V T$, откуда $\langle z \rangle = T/mg$.

Подставляя численные значения величин, следует заменить T на $k_B T$ (k_B - постоянная Больцмана). $\langle z \rangle \sim 8\text{к}$.

Сумма внутренней энергии газа под поршнем и потенциальной энергии поршня совпадает с величиной $H = E + PV$ - энтальпией газа. Переход от энергии к энтальпии в соотношении $dE = TdS - PdV$ - это преобразование Лежандра: $dH = TdS + VdP$. Используя преобразование Лежандра, можно уйти от неудобной задачи конструирования расширенной системы (вроде той, как в этой задаче).

КО-1.2. Действие космических лучей на объем

Частица космических лучей выделила в объеме V энергию E . (Мы рассматриваем небольшой объем и считаем, что в этом объеме энергия распределена равномерно. Выделение энергии можно считать мгновенным.) На сколько изменится давление и температура в этом объеме? Можно ли использовать это явление для наблюдения космических лучей с помощью акустических датчиков, фиксирующих звуковые волны, приходящие из глубины океана?

КО-1.2.

Изменение температуры $\Delta T = \Delta E / C_V$.

Добавочное давление определяется из условия

$$V(P, E) = V(P + \Delta P, E + \Delta E)$$

Разлагая по $\Delta E, \Delta P$ до первого порядка, получаем

$$\Delta P = - \left(\frac{\partial V}{\partial E} \right)_P / \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_E \Delta E = - \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \frac{\Delta E}{C_V}$$

В глубине океана $\left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = 0$ (как в глубине озера зимой), поэтому звуковые волны (в первом порядке по ΔE) возбуждаться не будут.

КО-1.3. Вдувание воздуха в сосуд

Из сосуда откачан воздух. Приоткрыв на короткое время кран, сосуд заполняют атмосферным воздухом. Какой будет температура вошедшего в сосуд воздуха, если теплообмен со стенками сосуда не успевает произойти. Каким будет давление воздуха в сосуде, когда температура его за счет теплообмена сравняется с температурой атмосферного воздуха?

КО-1.3.

$$T = \gamma T_0, \gamma = c_P/c_V, P = P_0/\gamma, \text{ (см. [LL5. 43, задача 17], [12, §22].)}$$

КО-1.4. Сравнение теплоемкостей

1) Сравнить теплоёмкость шарика, лежащего на столе, с теплоёмкостью такого же шарика, подвешенного за верхнюю точку.

2) Сравнить теплоёмкость чрезвычайно жёсткого стержня, растягиваемого данной силой, и того же стержня, сжимаемого такой же силой.

КО-1.4.

Теплоёмкости одинаковы. Подробнее - в дополнении А.
(это огромная задача (????))

КО-1.5. Конвективный перенос воды

Найти изменение температуры воды при конвективном переносе на глубину 1 км с поверхности, считая что теплообмена за время погружения нет. Теплоемкость воды $C_p = 4 \text{ кДж/кг К}$, коэффициент теплового расширения $\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$.

КО-1.5.

Поскольку теплообмена нет, то $S = \text{const}$.

$$\Delta T = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S \Delta P, \quad \Delta P = \rho gh$$
$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S = \frac{D(T, S)}{D(P, S)} = \frac{D(T, S)}{D(T, P)} / \frac{D(P, S)}{D(T, P)} = -\frac{T}{C_p} \frac{D(T, S)}{D(T, P)} = -\frac{T}{C_p} \frac{D(P, V)}{D(T, P)} = \frac{T\alpha}{C_p/V}$$

Окончательно

$$\Delta T = \frac{T\alpha}{C_p/V} \rho gh \approx 0,1^\circ \text{K}$$

(см. также [20]).

КО-1.6. Конденсатор с $\varepsilon(T)$

Конденсатор ёмкости C , заполненный диэлектриком, диэлектрическая проницаемость которого зависит от температуры: $\varepsilon(T)$, находится в термостате. Конденсатор медленно заряжают до напряжения φ . Найти количество тепла, поглощённое конденсатором в этом процессе.

КО-1.6.

Изменение энергии конденсатора при увеличении заряда на одной из пластин на dq (и уменьшении на столько же - на другой) равно

$$dE = TdS + \varphi dq$$

где $dQ = TdS$ - теплота, полученная в этом процессе от термостата. Удобно рассматривать процесс зарядки при постоянной температуре. Для этого перейдем к свободной энергии $F = E - TS$

$$dF = -SdT + \varphi dq \quad (1)$$

Имея в виду, что $\varphi = q/C(T)$, $C(T) = C_0\varepsilon(T)$, находим

$$\Delta F = F(T, q) - F(T, 0) = \frac{q^2}{2C(T)} \quad (2)$$

Согласно (1), $S = -\frac{\partial F}{\partial T}$, так что из (2)

$$\Delta S = S(T, q) - S(T, 0) = -\frac{\partial \Delta F}{\partial T} = -\frac{q^2}{2} \frac{d}{dT} \frac{1}{C(T)} = \frac{q^2}{2C_0} \frac{\varepsilon'(T)}{\varepsilon^2} \quad (3)$$

Для диэлектрика, составленного из свободно ориентирующихся диполей, очевидно, $\varepsilon'(T) < 0$. (С ростом температуры поляризация разрушается.)

Заметим, что свободно ориентирующийся диполь в электрическом поле $\mathcal{E}$ движется подобно математическому маятнику, частота которого при малых колебаниях пропорциональна $\sqrt{g}$, в нашем случае $\propto \sqrt{\mathcal{E}}$; при достаточно медленном изменении электрического поля сохраняется адиабатический инвариант, равный отношению энергии колебаний к частоте, так что энергия колебаний $\propto \sqrt{\mathcal{E}}$. Эта энергия колебаний определяет температуру. При увеличении электрического поля энергия колебаний растет. При контакте диполей с частицами термостата избыточная энергия передаётся ему. Таково представление о микроскопической картине процессов, происходящих при зарядке конденсатора.

Возможна и другая картина поляризации. Пусть поляризация диэлектрика обусловлена зарядами, которые при включении электрического поля отклоняются от положений равновесия. Если при нагревании диэлектрика эти заряды могут переходить в более высокое по энергии состояние, в котором их поляризуемость окажется выше, то $\varepsilon'(T) > 0$.

Таким образом, поглощённое конденсатором тепло $Q = T\Delta S$ может быть как положительным, так и отрицательным.

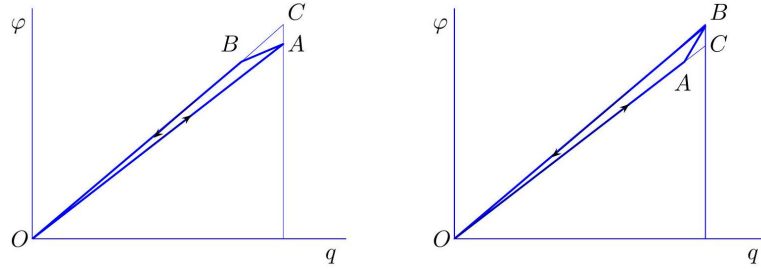


Рис. 3. $OABO$ - цикл Карно с конденсатором в качестве рабочего тела.

Рис. 4. Цикл Карно при $\varepsilon'(T) > 0$. Контакт $OACO$ с нагревателем при зарядке конденсатора - цикл, удобный для расчета работы. $\varepsilon'(T) < 0$ (????)

Заметим, наконец, что рассматриваемый процесс изотермической зарядки конденсатора является обратимым: при разрядке конденсатора то же количество тепла выделяется в термостат. Суммарная энтропия конденсатора и термостата не изменяется.

Безусловно, вычисления с использованием термодинамических потенциалов удобнее, чем с использованием метода циклов". Тем не менее стоит связать эти методы. Для того, кому метод циклов знаком настолько хорошо, что жалко расставаться с ним, не попрощавшись, приведём пояснения с использованием диаграммы на $q\phi$ -плоскости. Примем для определённости, что $\varepsilon'(T) < 0$. Тогда изотерма,

$$\phi = \frac{q}{C_0 \varepsilon(T)}$$

- это прямая, угол наклона которой растёт с ростом температуры.

Мы используем конденсатор в качестве тепловой машины, заряжая его при одной температуре, а разряжая при другой. Цикл $OABO$ составлен из двух близких изотерм: OA (для температуры T - температуры холодильника) и BO (для температуры $T + dT$ - температуры нагревателя), и адиабаты AB . Направление обхода цикла отличается от направления обхода на PV -диаграмме для газа, так как в формулах, выражающих работу над конденсатором при его зарядке, $\delta A = \phi dq$, и над газом при изменении его объёма, $\delta A = -PdV$, стоят разные знаки⁶. Это цикл Карно. Работа A , совершаемая тепловой машиной за цикл, равна площади, охватываемой циклом на диаграмме. Теплота Q , полученная конденсатором от нагревателя (т. е. на изотерме BO , при разрядке), связана с работой A соотношением

$$\frac{A}{Q} = \frac{dT}{T}$$

определяющим коэффициент полезного действия тепловой машины в цикле Карно. Для вычисления площади, охватываемой циклом Карно, заменим его на цикл $OACO$, более удобный для расчёта. Различие площадей - площадь треугольника ACB пропорциональная $(dT)^2$, т. е. это величина второго порядка малости при $dT \rightarrow 0$, так что ею можно будет пренебречь. Работа при изотермической зарядке конденсатора равна площади под изотермой OA :

$$A_T = \frac{q^2}{2C(T)}$$

работа при изотермической разрядке (на изотерме CO) равна

$$A_{T+dT} = -\frac{q^2}{2C(T+dT)}$$

Работа в цикле

$$A = A_{T+dT} + A_T = -dT \frac{\partial A}{\partial T}$$

Интересующая нас теплота, отводимая от конденсатора при его зарядке, совпадает с теплотой, подводимой к нему при его изотермической разрядке на участке BO цикла, $Q = A \frac{T}{dT} = -T \frac{\partial A}{\partial T}$. Разумеется, результат, да и весь ход расчёта, фактически совпадает с приведенным выше расчётом, выполненным с помощью свободной энергии. Очевидно, метод циклов заметно более громоздок. При его использовании требуется постоянно следить за знаками разных слагаемых, за направлениями рассматриваемых процессов и т. п. Например, при $\varepsilon'(T) > 0$ требуются иной рисунок и иные рассуждения (рис.4).

КО-1.7. Теплоемкость конденсатора в двух случаях

Один раз конденсатор, заполненный диэлектриком, присоединён к источнику напряжения U , а другой раз - заряжен до такого же напряжения, а затем отключён от источника. Найти разность значений теплоёмкости конденсатора в этих двух случаях, $c_q - c_U$.

КО-1.7

$$\Delta S = \frac{q^2 \varepsilon'(T)}{2C_0 \varepsilon^2} = \frac{C_0 U^2 \varepsilon'(T)}{2}, \quad c = T \frac{\partial \Delta S}{\partial T}$$

$$c_q = T \frac{q^2}{2C_0} \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon^2} - \frac{2\varepsilon'^2}{\varepsilon^3} \right), \quad c_U = T \frac{C_0 U^2 \varepsilon''}{2}, \quad c_U - c_q = T \frac{q^2 \varepsilon'^2}{C_0 \varepsilon^3}$$

КО-1.8. Конденсатор с $\varepsilon(T)$

Конденсатор ёмкости C , заполненный диэлектриком, диэлектрическая проницаемость которого зависит от температуры: $\varepsilon(T)$, заряжают в условиях тепловой изоляции до напряжения U . На сколько изменится температура конденсатора. Принять, что теплоёмкость его велика и практически не зависит от напряжения.

КО-1.8.

В условиях тепловой изоляции неизменной остаётся величина энтропии конденсатора:

$$S(T, U) = S(T_0, 0) \quad (4)$$

где T_0 - исходная температура конденсатора. Согласно равенству (3) из задачи 1.6

$$S(T, U) = S(T, 0) - \frac{C(T)U^2}{2} \frac{\partial}{\partial T} \frac{1}{C(T)} \quad (5)$$

Приведённых равенств достаточно для того, чтобы найти $T(T_0, U)$. Обозначим $T = T_0 + \Delta T$. Учитывая, что изменение температуры ΔT мало, представим $S(T, 0)$ в виде $S(T_0, 0) + \frac{\partial S}{\partial T} \Delta T = S(T_0, 0) + \frac{C}{T_0} \Delta T$, а в малой добавке, зависящей от напряжения, заменим T на T_0 . В итоге

$$\Delta T = -\frac{\delta Q}{C} \quad (6)$$

где

$$\delta Q = -T_0 \frac{C(T_0)U^2}{2} \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{1}{C(T_0)} \quad (7)$$

- тепло, которое было бы подведено к конденсатору при его изотермической зарядке. Обратим внимание на некоторое сходство решённой задачи с задачей об охлаждении кристаллов с парамагнитными примесями методом адиабатического размагничивания (см. задачу 2.5). Только в этом случае теплоёмкость кристалла не большая, а малая ($C \propto T^3$), поле не электрическое, а магнитное, не включается, а выключается и эффект не малый, а большой.

КО-1.9. Выделение теплоты в диэлектрике при убирании заряда рядом

Заряд q , находящийся на расстоянии l от плоской поверхности диэлектрика, медленно удаляется на бесконечность. Какое количество тепла выделится при этом в диэлектрике, если его температура поддерживается постоянной?

⁰⁶ Мы обычно рассматриваем работу, совершаемую над телом, подобно тому, как это сделано в курсе Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица.

Solution

(???????)

КО-1.10. Энергия конденсатора

Конденсатор заполнен диэлектриком, диэлектрическая проницаемость которого $\varepsilon = 1 + A/T$. Найти энергию конденсатора, заряженного до напряжения U .

КО-1.10.

(?? не пойму, кажется простой задача...)

Энергия конденсатора $E = \frac{1}{2}C_0U^2$, где C_0 - ёмкость конденсатора без диэлектрика.

КО-1.11.

Тонкая диэлектрическая пластинка находится в большом плоском конденсаторе. Конденсатор медленно заряжают, так что в нём возникает электрическое поле $\mathcal{E}$. На сколько изменится температура пластинки, если считать её теплоизолированной?

Диэлектрическая проницаемость пластинки равна $\varepsilon(T)$, теплоёмкость в расчёте на единицу объёма - C . Изменение температуры можно считать малым.

Рассмотреть случаи, когда пластинка расположена параллельно пластинам и перпендикулярно им.

КО-1.11.

В том случае, когда пластинка расположена параллельно пластинам конденсатора (т.е. перпендикулярно силовым линиям), напряжённость электрического поля в конденсаторе $\mathbf{E}_0$ совпадает с индукцией поля $\mathbf{D}$ внутри пластинки. Если заряжать конденсатор при постоянной температуре, то

свободная энергия, локализованная внутри пластины, вырастет на величину $\Delta F = \frac{V}{4\pi} \int_0^D E dD = \frac{VE_0^2}{8\pi\varepsilon(T)}$, (здесь V - объём пластины). Прирост энтропии при этом $\Delta S = S(T, E_0) - S(T, 0) = -\frac{\partial \Delta F}{\partial T} = \frac{V\varepsilon'(T)E_0^2}{8\pi\varepsilon^2}$. Пластинка поглотит из термостата теплоту $Q_T = T\Delta S$.

Если же пластина теплоизолирована, то $S(T, 0) = S(T + \delta T, E_0)$, откуда $\delta T \approx -Q_T/C$, где C - теплоёмкость пластины.

В случае, когда пластинка расположена параллельно силовым линиям, напряжённость электрического поля в конденсаторе $\mathbf{E}_0$ совпадает с напряжённостью электрического поля $\mathbf{E}$ внутри пластинки. В этом случае удобно воспользоваться потенциалом $\Phi = F - \frac{V}{4\pi}ED$, для которого $d\Phi = -SdT - \frac{V}{4\pi}DdE$. Теперь

$\Delta\Phi = \Phi(T, E) - \Phi(T, 0) = -\frac{V\varepsilon(T)E_0^2}{8\pi}$. Прирост энтропии при этом $\Delta S = S(T, E_0) - S(T, 0) = -\frac{\partial \Delta\Phi}{\partial T} = \frac{V\varepsilon'(T)E_0^2}{8\pi}$.

Обратим внимание, что прирост энтропии больше, чем для пластинки, расположенной перпендикулярно силовым линиям, так как во втором случае поле внутри пластинки не экранируется при поляризации диэлектрика.

Заметим также, что добавочная свободная энергия $\Delta F = \frac{V\varepsilon(T)E_0^2}{8\pi}$, локализованная внутри пластинки, больше, чем в отсутствие пластинки. Это могло бы привести к ошибочному заключению о выталкивании пластинки из области, где есть электрическое поле. Однако при наличии пластинки, расположенной вдоль силовых линий электрического поля, весьма существенно изменяется также энергия поля вне её.

КО-1.12.

Диэлектрический шар находится в большом плоском конденсаторе. Конденсатор медленно заряжают, так что в нём возникает электрическое поле $\mathcal{E}$. На сколько изменится температура шара, если считать его теплоизолированным? Диэлектрическая проницаемость шара равна $\varepsilon(T)$, теплоёмкость в расчёте на единицу объёма - C . Изменение температуры можно считать малым. (См. [2, §11].

КО-1.12.

Воспользуемся полной свободной энергией $\mathcal{F}$, из которой исключена энергия поля, которое существовало бы во всём пространстве в отсутствие тела. Так как внешнее поле $\mathcal{E}$ однородно,

$$d\mathcal{F} = -SdT - Pd\mathcal{E} \quad (8)$$

где $\mathcal{S}$ - энтропия шара, $\mathcal{P}$ - его дипольный момент. Дипольный момент выражаем через объём шара V и его поляризацию $\mathbf{P}$, которая выражается через электрическое поле $\mathbf{E}$ внутри шара, а оно - через внешнее поле вдали от шара (поле в конденсаторе):

$$\mathcal{P} = V\mathbf{P}, \quad \mathbf{P} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi}\mathbf{E}, \quad \mathbf{E} = \frac{3}{2 + \varepsilon}\mathcal{E}$$

(см., например, [2, §8]). Дальнейший ход решения задачи вполне аналогичен пути решения задач 1.6, 1.8.

$$\Delta\mathcal{F} = \mathcal{F}(T, \mathcal{E}) - \mathcal{F}(T, 0) = \frac{3V\mathcal{E}^2}{8\pi} \frac{1 - \varepsilon}{2 + \varepsilon} = \frac{3V\mathcal{E}^2}{8\pi} \left(\frac{3}{2 + \varepsilon} - 1 \right)$$

$$\Delta\mathcal{S} = - \left(\frac{\partial \Delta\mathcal{F}}{\partial T} \right)_{\mathcal{E}} = \frac{9V\mathcal{E}^2}{8\pi} \frac{\varepsilon'(T)}{(2 + \varepsilon)^2}, \quad \delta T = - \frac{T\Delta\mathcal{S}}{VC}$$

Подчеркнём, что в равенстве (8) работа $-\mathcal{P}d\mathcal{E}$ содержит не то значение электрического поля, которое имеется около шара или внутри него, а поле вдали от шара, т. е. то, которое было бы в отсутствие шара. Фактически свободная энергия $\mathcal{F}$ учитывает вклад в свободную энергию полей в пространстве, окружающем шар.

Эту задачу можно рассматривать как иллюстрацию к материалу, изложенному в [LL8, §11].

1.2 Advanced problems in scope of microcanonical and canonical distributions

КО-2.1.

Цепочка состоит из N звеньев длины a . Каждое звено может свободно поворачиваться, ориентируясь по или против оси x , направленной вверх. Верхний конец цепочки закреплён, к нижнему - подвешен груз веса f . Найти зависимость среднего значения длины цепочки от температуры. (Это примитивная модель молекулы каучука. Она улавливает" необычную зависимость длины молекул от температуры).

Резинка длины l , на которой подвешен груз f , при нагревании укорачивается: $\left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_f < 0$. Как изменится её температура при адиабатическом растягивании?

КО-2.1.

[8, гл. 1, задача 13]. ⁷ Пусть число сегментов, направленных вниз, равно $N_+ = N/2 + m$, а вверх $N_- = N/2 - m$. Тогда длина цепи равна $l = 2ma$. В качестве энергии цепочки принимаем потенциальную энергию груза

$$E = -lf = -2maf$$

(За начало отсчета принят уровень точки подвеса. В рассматриваемой модели молекулы кинетическая энергия теплового движения звеньев не учитывается.) Энтропия состояния с заданной длиной

$$S = \ln C_N^{N_+} = \ln \frac{N!}{N_+! N_-!}$$

Связь температуры с энергией

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{-2af} \frac{\partial S}{\partial m} = \frac{1}{2af} \ln \frac{N_-}{N_+}$$

откуда

$$\frac{N - 2m}{N + 2m} = e^{-2maf/T}, \quad m = \frac{N}{2} \operatorname{th} \frac{af}{T}, \quad l = Na \operatorname{th} \frac{af}{T}$$

С ростом температуры длина цепочки убывает. Для резины этому отвечает условие

$$\left(\frac{\partial l}{\partial T} \right)_f < 0 \tag{9}$$

С точки зрения формальных вычислений, эта задача не отличается от задач о двухуровневой системе, о намагничивании газа магнитных диполей со спином 1/2.

⁰⁷ Решение этой задачи с использованием микроканонического распределения не проще, чем с использованием канонического, но именно такой подход к задачам мы хотим проиллюстрировать.

Изменение температуры резинки при адиабатическом изменении длины характеризуется термодинамическим коэффициентом

$$\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S$$

Преобразуем его, используя соотношение $\frac{\partial(T,S)}{\partial(f,l)} = -1$.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S = \frac{\partial(T,S)}{\partial(l,S)} = -\frac{\partial(f,l)}{\partial(f,T)} \frac{\partial(f,T)}{\partial(l,T)} \frac{\partial(l,T)}{\partial(l,S)} = -\left(\frac{\partial l}{\partial T}\right)_f \left(\frac{\partial f}{\partial l}\right)_T \frac{T}{C_l}$$

Поскольку для каучука, очевидно,

$$C_l > 0, \left(\frac{\partial l}{\partial f}\right)_T > 0 \quad (10)$$

с учётом неравенства (9) получаем $\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S > 0$: при растягивании резины она нагревается. В части курса, посвященной фазовым переходам и флуктуациям, будет показано, что неравенства вида (10) являются необходимыми условиями термодинамического равновесия для любого вещества.

КО-2.2.

Для системы, состоящей из большого числа N одинаковых гармонических осцилляторов, найти статистический вес состояния с энергией $E = (3N/2 + L)\hbar\omega$ (первое слагаемое - уровень нулевых колебаний). Найти зависимость энергии и теплоёмкости системы от температуры.

КО-2.2.

L квантов можно распределить между N осцилляторами Γ способами. Чтобы найти это число, представим себе, что в ряд поставлены $N - 1 + L$ объектов. Любое возможное распределение квантов по осцилляторам можно получить, объявив L из этих объектов квантами, а остальные $N - 1$ - перегородками между N ящиками - осцилляторами. Такой выбор возможен

$$\Gamma = C_{N-1+L}^L = \frac{(N-1+L)!}{(N-1)!L!} \approx \frac{(N+L)!}{N!L!}$$

способами.

Энтропия системы есть $S = \ln \Gamma$, а температура определяется из соотношения

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{\hbar\omega} \frac{\partial S}{\partial L} = \frac{1}{\hbar\omega} \ln \left(\frac{N+L}{L} \right)$$

Отсюда

$$E = N\hbar\omega \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega/T} - 1} \right) = N\frac{\hbar\omega}{2} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2T}$$

$$C = N \left(\frac{\hbar\omega}{2T} \right)^2 \operatorname{sh}^{-2} \left(\frac{\hbar\omega}{2T} \right)$$

При высоких температурах, $\hbar\omega \ll T$,

$$E = NT \left(1 + O \left(\frac{\hbar\omega}{T} \right) \right)$$

(тот факт, что в разложении нет члена с $(\hbar\omega/T)^0$, очевиден из-за нечётности функции $\operatorname{cth} x$.)

Теплоёмкость $C \approx N$.

При низких температурах, $\hbar\omega \gg T$,

$$E \approx E_0 + N\hbar\omega \exp(-\hbar\omega/T), \quad C = N \left(\frac{\hbar\omega}{T} \right)^2 \exp(-\hbar\omega/T) \ll N$$

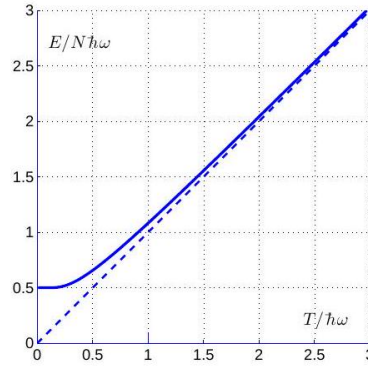
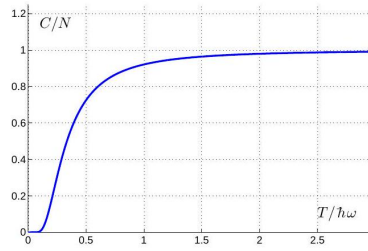


Рис. 5. Средняя энергия гармонического осциллятора в зависимости от температуры


 Рис. 6. Теплоёмкость гармонического осциллятора в зависимости от температуры
 Зависимости $E(T)$, $C(T)$ представлены на рис. 5, 6 .

КО-2.3.

Найти число квантовых состояний частицы между стенками $0 \leq x \leq L$ с энергиями в интервале от ε до $\varepsilon + d\varepsilon$. Рассмотреть случаи, когда стенки непроницаемы и когда выполняются циклические граничные условия. (Одномерная задача).

То же для частицы в кубе с ребром L .

КО-2.3.

В одномерной задаче волновые функции и уровни энергии частицы

$$\psi_n = \sqrt{\frac{2}{L}} \sin k_n x, \quad k_n = \frac{\pi n}{L}, \quad n = 1, 2, \dots$$

$$\varepsilon_n = \frac{p_n^2}{2m}, \quad p_n = \hbar k_n = \frac{\hbar \pi n}{L}$$

В шкале импульсов уровни энергии распределены равномерно, в интервале dp находится $dn = \frac{L dp}{\pi \hbar}$ уровней. Учитывая, что

$$p = \sqrt{2m\varepsilon}, \quad dp = \sqrt{\frac{m}{\varepsilon}} d\varepsilon, \quad \text{получаем } dn = \frac{L d\varepsilon}{\pi \hbar} \sqrt{\frac{m}{\varepsilon}}.$$

Переходя к трёхмерной задаче, будем считать, что частица движется в кубе со стороной L . В уравнении Шредингера переменные x, y, z разделяются. Собственным значениям энергии в пространстве импульсов отвечают точки, координаты которых распределены вдоль каждой из осей (p_x, p_y, p_z) с постоянным шагом $L/(\pi \hbar)$ (точнее, вдоль каждой из полуосей $p_{x,y,z} > 0$). Каждому из состояний в импульсном пространстве соответствует объём $(\pi \hbar/L)^3$. Объёму d^3p в импульсном пространстве отвечает $dn = d^3p/(\pi \hbar/L)^3$ состояний. Здесь подразумевается, что объём в импульсном пространстве d^3p достаточно велик, чтобы оказалось $dn \gg 1$. Это обеспечивается макроскопическим значением величины $V = L^3$. При соединении нескольких объёмов $V_1, V_2, \dots$ число состояний растёт пропорционально их сумме. Очень часто можно бывает также рассматривать в качестве объёма V малый (с других точек зрения) объём dV , не нарушая условия $dn \gg 1$. Чтобы перейти к интервалу энергии $d\varepsilon$, заменим d^3p на $p^2 dp d\Omega_p = \sqrt{2m\varepsilon} d\varepsilon (4\pi/8)$. В итоге

$$dn = L^3 \sqrt{2m\varepsilon} d\varepsilon / (2\pi^2 \hbar^3)$$

Этот же результат можно получить, если принять для волновых функций циклические граничные условия:

$$\psi(0) = \psi(L), \psi'(0) = \psi'(L)$$

Тогда

$$\psi_n = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_n x}, k_n = \frac{2\pi n}{L}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

(и аналогично - для движений в направлениях y и z .) Состояния в шкале импульсов расположены вдвое реже, но каждому значению энергии (кроме основного) соответствует два значения импульса, отличающихся знаком. В таком случае направление импульса может лежать в любом квадранте, а размер ячейки в импульсном пространстве, отвечающей одному квантовому состоянию частицы, $(2\pi\hbar/L)^3$, в 8 раз больше.

Заметим, наконец, что число состояний частицы в периодическом поле (в одномерной задаче) или в поле кристаллической решётки выражается подобным же образом, но с заменой импульса на квазиимпульс.

КО-2.4.

Найти форму энергетического спектра электронов при β -распаде атомного ядра (${}^A Z \rightarrow {}^A(Z+1) + e + \bar{\nu}$), считая, что все квантовые состояния системы электрон + антинейтрино при заданной их суммарной энергии ($\varepsilon_e + \varepsilon_{\bar{\nu}} = E$) равновероятны¹. Энергией отдачи ядра можно пренебречь.

КО-2.4.

Ответ: $dN_e \propto \sqrt{\varepsilon_e} (E - \varepsilon_e)^2 d\varepsilon_e$ (при $m_{\nu} = 0, \varepsilon_e \ll m_e c^2$).

КО-2.5.

Для получения низких (гелиевых²) температур $T_0 \gtrsim 1$ К используют контакт тела с кипящим при низком давлении гелием. Для получения еще более низких температур часто используют метод адиабатического размагничивания. Кристалл, в который введена примесь парамагнитной соли, намагничивают при температуре $T_0 \sim 1$ К, теплоизолируют, а затем медленно выключают внешнее магнитное поле. Происходит адиабатическое размагничивание кристалла, и он охлаждается.

При низких температурах теплоёмкость кристалла ${}^2C = AT^3$. Найти температуру кристалла после выключения магнитного поля. Считать, что атомы примеси имеют спин $1/2$.

КО-2.5.

Статистическая сумма частицы примеси (точнее, часть ее, связанная с ориентацией магнитных моментов в магнитном поле) $z = e^{\mu\mathcal{H}/T} + e^{-\mu\mathcal{H}/T}$, свободная энергия газа³, содержащего N частиц, $F_{\mathcal{H}} = -NT \ln z$, его энтропия -

$$\begin{aligned} S_{\mathcal{H}} &= -\frac{\partial F_{\mathcal{H}}}{\partial T} = N \ln z + \frac{NT}{z} \frac{\partial z}{\partial T} = \\ &= N \ln \left(e^{\mu\mathcal{H}/T} + e^{-\mu\mathcal{H}/T} \right) - \frac{N\mu\mathcal{H}}{T} \operatorname{th} \frac{\mu\mathcal{H}}{T} \end{aligned}$$

Теплоёмкость кристалла при низких температурах $C_0 = AT^3$, где A - величина, не зависящая от температуры (закон Дебая). Соответствующая энтропия $S_0 = AT^3/3$.

При адиабатическом размагничивании

$$S_0 + S_{\mathcal{H}} = S = \text{const.} \quad (11)$$

На рис. 7 показана зависимость $T(\mathcal{H})$, отвечающая (11). При очень низких температурах $S_0 \ll S_{\mathcal{H}}, S_{\mathcal{H}} \approx \text{const}$, так что, очевидно, $T \propto \mathcal{H}$.

⁰¹ Это предположение справедливо с высокой степенью точности. Разумеется, причина этого не в характерном для задач статистической физики перемешивании¹, обусловленном длительным движением системы при наличии очень слабого взаимодействия её с окружающей средой, а в особенностях β -распада. Эта задача приведена здесь как пример эффективного использования важного для нас представления о статистическом весе.

² Величина коэффициента A определяется теплоёмкостью кристаллической решётки. Оценку её можно найти, например, в [LL5. 66], [Kubo SM., 53], [11, п. 7.9].

Повышение концентрации примеси ведет к усилению эффекта охлаждения. Однако при понижении температуры возможно возникновение спонтанного намагничивания, исключающего дальнейшее размагничивание. Поэтому оптимальная концентрация примеси не может быть слишком велика. (См. также [Kubo SM., §15].)

КО-2.6.

Найти теплоёмкость двухуровневой системы, верхний уровень которой имеет очень высокую кратность вырождения g , так что даже $\ln g \gg 1$.

КО-2.6.

([Kubo SM., 44]). Разумеется, речь идет о совокупности очень большого числа таких систем, требуется же определить теплоёмкость в расчете на одну систему. Переход к такой совокупности и возврат к одной системе мы оставим за рамками вычислений. Энергию и теплоёмкость в расчете на одну систему мы обозначаем в данном случае E и C .

Приняв за начало отсчета энергию основного уровня и обозначив энергию верхнего уровня ε , получаем выражение для стат-

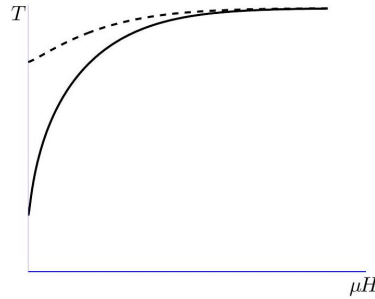


Рис. 7. Зависимость температуры кристалла от приложенного магнитного поля при адиабатическом размагничивании (при различных концентрациях примеси парамагнитных ионов)

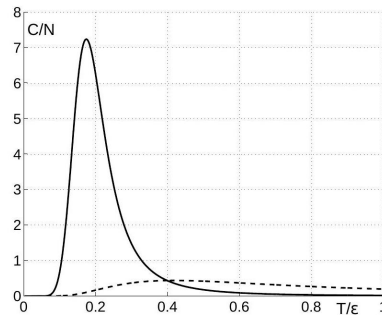


Рис. 8. Теплоемкость двухуровневой системы с сильно вырожденным верхним уровнем ($g = 150$) в зависимости от температуры. Пунктиром показана та же зависимость при $g = 1$ суммы одной двухуровневой системы

$$Z = 1 + ge^{-\varepsilon/T}$$

Средняя энергия

$$\langle E \rangle \equiv E = -\frac{dZ}{d(1/T)} = \frac{\varepsilon ge^{-\varepsilon/T}}{1 + ge^{-\varepsilon/T}} = \frac{\varepsilon}{\frac{1}{g}e^{\varepsilon/T} + 1}$$

При $T \ll \varepsilon$ энергия $E \approx 0$, при $T \gg \varepsilon$ энергия $E \approx \varepsilon$. Обозначим $x = (1/g)e^{\varepsilon/T}$. Значение $E = \varepsilon/2$ достигается при $x(T) = 1$. Можно ожидать, что при таком примерно значении температуры окажется максимальной и теплоёмкость $C = dE/dT$. Теплоёмкость

$$C = \left(\frac{\varepsilon}{T}\right)^2 \frac{\frac{1}{g}e^{\varepsilon/T}}{\left(\frac{1}{g}e^{\varepsilon/T} + 1\right)^2} = \frac{(\varepsilon/T)^2}{(\sqrt{x} + 1/\sqrt{x})^2}$$

При $T \ll \varepsilon$ экспоненциальная функция $x(T)$ меняется гораздо быстрее ⁸ чем $(\varepsilon/T)^2$, и можно найти приближенное положение максимума теплоёмкости T_0 , находя

значение x , при котором достигается минимум знаменателя. Это значение, как мы и ожидали, $x = 1$, откуда $\varepsilon/T_0 \approx \ln g$. Таким образом, температура, при которой теплоёмкость достигает максимума приближенно равна

$$T_0 \approx \frac{\varepsilon}{\ln g} \ll \varepsilon$$

а значение теплоёмкости в максимуме

$$C(T_0) \approx \frac{(\ln g)^2}{4} \gg 1$$

Ширину ΔT пика теплоёмкости можно оценить из условия

$$E(T \rightarrow \infty) = \int_0^{\infty} C dT \approx \Delta T C(T_0) \approx \varepsilon$$

откуда

$$\Delta T \approx \frac{4\varepsilon}{(\ln g)^2} = \frac{4T_0}{\ln g} \ll T_0$$

Таким образом, максимум теплоёмкости смещается в сторону более низких температур, а ширина пика сужается (рис. 8).

КО-2.7.

Газ находится в объёме V , в малой части которого V_1 имеется потенциальная яма" глубины $-U_0$. Найти теплоёмкость газа.

КО-2.7.

Вклад в статистическую сумму кинетической энергии молекул таков же как для газа в постоянном объеме. Вклад потенциальной энергии (записанный для одной частицы) -

$$z_U = (V - V_1) + V_1 e^{U_0/T} = V_1 e^{U_0/T} \left(1 + \frac{V - V_1}{V_1} e^{-U_0/T} \right)$$

с точностью до множителя, не дающего вклада в теплоёмкость, подобен статистической сумме, двухуровневой системы с сильно вырожденным верхним уровнем. Зависимость $C(T)$ имеет максимум при $T \sim U_0 / \ln \frac{V-V_1}{V_1}$.

⁸ При $T \ll \varepsilon$, $x \approx 1$ имеем $\left| \frac{d}{dT} \frac{\varepsilon^2}{T^2} \right| / \left| \frac{dx}{dT} \right| = \frac{2T}{\varepsilon} x \ll 1$.

Предложенная модель двухуровневой системы помогает понять, почему максимум теплоёмкости сдвигается в область температур, низких по сравнению с U_0 .

КО-2.8.

Газ состоит из молекул, которые имеют определённый дипольный момент и могут произвольным образом ориентироваться в пространстве. Найти диэлектрическую проницаемость газа в пределе высоких температур.

КО-2.8.

Для изотропного диэлектрика диэлектрическая проницаемость ϵ находится из соотношения

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi |\mathbf{P}|}{|\mathbf{E}|}$$

где $\mathbf{P}$ есть вектор дипольного момента единицы объема, наведенный приложенным внешним электрическим полем $\mathbf{E}$, ($E d \ll T$ для не очень низких температур)

$$\mathbf{P} = n \langle \mathbf{d} \rangle = n \frac{\int \mathbf{d} e^{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}/T} d\Omega}{\int e^{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}/T} d\Omega} \approx n \frac{\int \mathbf{d} (1 + \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}/T + \dots) d\Omega}{\int (1 + \mathbf{d} \cdot \mathbf{E}/T + \dots) d\Omega} = \frac{n d^2 \mathbf{E}}{3T}$$

где n - концентрация молекул, $\mathbf{d}$ - дипольный момент молекулы, $d\Omega$ - элемент телесного угла вдоль направления дипольного момента молекулы. При вычислении интеграла использовано, что

$\langle \mathbf{d} \rangle = 0, \langle d_i d_j \rangle = \delta_{i,j} d^2 / 3$. Таким образом, диэлектрическая проницаемость газа молекул, обладающих собственным дипольным моментом, равна

$$\epsilon = 1 + \frac{4\pi n d^2}{3T}$$

КО-2.9.

Найти энергию взаимодействия двух молекул $\langle U \rangle$, имеющих электрические дипольные моменты, усреднённую по их направлениям, в зависимости от расстояния между молекулами в случае, когда $U \ll T$.

КО-2.9.

Энергия взаимодействия двух диполей $\mathbf{d}_1$ и $\mathbf{d}_2$, находящихся на расстоянии R , равна

$$U = \frac{\mathbf{d}_1 \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \mathbf{n})(\mathbf{d}_2 \mathbf{n})}{R^3}$$

здесь $\mathbf{n}$ - единичный вектор, задающий направление от одного диполя к другому. Действуя так же, как в предыдущей задаче, и принимая во внимание, что усреднение по направлениям двух диполей должно быть независимым, получаем

$$\langle U \rangle = -\overline{U^2}/T = -\frac{2}{3} \frac{d_1^2 d_2^2}{TR^6}$$

где черта над выражением означает усреднение по направлениям векторов $\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2$.

При попытке усреднения по расположению молекул необходимо было бы принять во внимание не только их притяжение, но и отталкивание на малых расстояниях.

КО-2.10.

N шаров движутся на плоском бильярде, испытывая упругие столкновения друг с другом и со стенками. Определить распределение шаров по компоненте скорости v_x . Принять, что для замкнутой системы шаров справедливо микроканоническое распределение. (В этой задаче подразумевается, что бильярд реализован на компьютере.)

КО-2.10.

Распределение по импульсам для системы N шаров

$$dw = A \delta(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \dots + \varepsilon_N - E) d^2 p_1 d^2 p_2 \dots d^2 p_N$$

где $\varepsilon_i = \frac{p_i^2}{2m}$, E - полная энергия системы шаров, A - нормировочная константа. Чтобы получить распределение по компоненте скорости v_x одного шара (например, первого), следует проинтегрировать dw по всем компонентам импульсов, кроме dp_{1x} . При этом учтем, что $d^2 p_i \propto d\varepsilon_i$, а также сделаем замены переменных $\varepsilon_i = (E - mv_{1x}^2/2) z_i$, $i = 2, 3, \dots, N$, $v_{1y} = \sqrt{(E - mv_{1x}^2/2)/mz_{1y}}$, позволяющие привести интеграл к безразмерному виду (и тем самым уйти от его фактического вычисления)

$$dw = A' \int \delta((E - mv_{1x}^2/2)(z_{1y} + z_2 + z_3 + \dots + z_N - 1)) \cdot dz_{1y} dz_2 \dots dz_N (E - mv_{1x}^2/2)^{N-1/2} = A'' (E - mv_{1x}^2/2)^{N-3/2}$$

В итоге,

$$\frac{dw}{dv_x} = B \left(1 - \frac{mv_{1x}^2}{2E}\right)^{N-3/2}$$

Из условия нормировки, $\int dw = 1$, может быть найдена и постоянная $B = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2m}{E}} \frac{(2N-4)!!}{(2N-3)!!}$.

КО-2.11.

N компьютерных шаров движутся на наклонном плоском бильярде, испытывая упругие столкновения друг с другом и с бортиками. Определить распределение шаров по высоте (полагая, что верхнего бортика шары не достигают).

1.3 Problems about ideal gases 1

O1-1.1(1 мин) Соотношение на производные

Доказать, что если три величины x, y, z связаны функциональным уравнением $f(x, y, z) = 0$, то их производные $(\partial x / \partial y)_z, (\partial y / \partial z)_x, (\partial z / \partial x)_y$ удовлетворяют соотношению

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = -1.$$

Solution

(?? напишу потом это!!!)

Мы хорошо знаем, что это уже выведенное соотношение Максвелла, так что все это не вызывает вопросов.

O1-1.2

Доказать, что коэффициент объемного расширения α , температурный коэффициент давления λ и изотермическая сжимаемость β физически однородного и изотропного тела связаны соотношением

$$V_0 \alpha = P_0 V \lambda \beta$$

где V_0 и P_0 - объем и давление тела при 0°C .

1.

2. Указание. Коэффициенты α, λ, β определяются выражениями

$$\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \quad \lambda = \frac{1}{P_0} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V, \quad \beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T.$$

Кроме этого, коэффициенты α и λ часто определяются такими выражениями:

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \quad \lambda = \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V$$

Для твердых и жидких тел между этими определениями по существу нет разницы. Первое определение обладает тем преимуществом, что для идеальных газов величины α и λ оказываются постоянными, тогда как при втором определении они меняются обратно пропорционально абсолютной температуре T .

O1-1.3 Температурный коэффициент ртути

Коэффициент объемного расширения ртути α при 0°C и атмосферном давлении равен $1,8 \cdot 10^{-4} \text{C}^{-1}$. Сжимаемость $\beta = 3,9 \times 10^{-6} \text{atm}^{-1}$. Вычислить температурный коэффициент давления λ для ртути.

Solution

(?? из определений все же получится, да?)

1.3. $\lambda = 46 (\text{C}^{-1})^{-1}$.

O1-1.4

На сколько надо увеличить внешнее давление, чтобы сохранить постоянным объем ртути при нагревании ее от 0 до $0,2^\circ\text{C}$? (см. предыдущую задачу.)

1.

4. На 9900 атм .

O1-1.5

Вычислить для идеального газа следующие величины: коэффициент объемного расширения α , температурный коэффициент давления λ , изотермическую сжимаемость β_T , изотермический модуль объемной упругости $K_T = -V(\partial P/\partial V)_T$. (См. задачу O1-1.2.)

1.

$$5. \alpha = \frac{1}{T_0}; \lambda = \frac{1}{T_0}; \beta_T = \frac{1}{P}; K_T = P.$$

Здесь T_0 - абсолютная температура, соответствующая нулевой температуре по шкале Цельсия. Если пользоваться вторым определением коэффициентов α и λ , приведенными в указании к решению задачи 1.2, то мы получили бы $\alpha = \lambda = 1/T$, т.е. при таком определении коэффициенты α и λ для идеальных газов не были бы постоянными.

O1-1.6

Компенсационный маятник состоит из длинной тонкой никелевой трубки пренебрежимо малой массы, небольшая часть объема которой заполнена ртутью. Коэффициент линейного расширения никеля $\alpha_N = 1,0 \cdot 10^{-5} \text{C}^{-1}$, коэффициент объемного расширения ртути $\alpha = 18,0 \cdot 10^{-5} \text{C}^{-1}$. Какую часть объема трубки следует заполнить ртутью, чтобы период колебаний маятника не изменялся с изменением температуры? Для простоты сначала рассмотреть маятник как математический, т.е. считать, что центр качаний его совпадает с центром масс ртути. Затем учесть несовпадение центра качания с центром масс ртути.

1.

$$6. x = 0,131.$$

Решение. Расстояние между точкой подвеса и центром масс маятника $a = l(1 - x/2)$, где l - длина никелевой трубки.

Будем приближенно рассматривать маятник как математический. Компенсация теплового расширения сводится тогда к требованию, чтобы величина a не изменялась с изменением температуры, т.е. $\frac{da}{dt} = 0$, или

$$2\left(1 - \frac{x}{2}\right) - l \frac{dx}{dl} = 0$$

Найдем $\frac{dx}{dl}$. Длина никелевой трубки $l = l_0(1 + \alpha_N t)$, ее внутренний объем $V = V_0(1 + 3\alpha_N t)$, объем ртути $v = v_0(1 + \alpha t)$. Часть объема трубки, занятая ртутью, равна $x = v/V = x_0[1 + (\alpha - 3\alpha_N)t]$, где $x_0 = v_0/V_0$ - значение дроби x при $t = 0^\circ\text{C}$. Отсюда находим

$$dx = x_0(\alpha - 3\alpha_N)dt \approx x(\alpha - 3\alpha_N)dt, \quad dl = l_0\alpha_N dt \approx l\alpha_N dt,$$

$$\frac{dx}{dl} = \frac{x}{l} \left(\frac{\alpha}{\alpha_N} - 3 \right)$$

Условие компенсации принимает вид отсюда

$$\left(1 - \frac{x}{2}\right) - \frac{x}{2} \left(\frac{\alpha}{\alpha_N} - 3 \right) = 0$$

откуда

$$x = \frac{2}{\alpha/\alpha_N - 3} = \frac{1}{8}$$

Учтем теперь несовпадение центра качания с центром масс маятника. Используя известную формулу для приведенной длины L физического маятника, нетрудно получить

$$L = \frac{2}{3} \cdot \frac{3 - 3x + x^2}{2 - x} l.$$

Надо потребовать, чтобы эта величина не изменялась с изменением температуры, т.е. $\frac{dL}{dx} = 0$. Рассуждая, как выше, приходим к уравнению

$$(x^3 - 5x^2 + 9x - 6) + (\alpha/\alpha_N - 3)(x^2 - 4x + 3)x = 0$$

или после подстановки численного значения $\alpha/\alpha_N = 18$:

$$16x^3 - 65x^2 + 54x - 6 = 0$$

Для отыскания нужного корня этого кубического уравнения полагаем $x = 1/8 + \delta$, где δ - малая поправка. Подставляя это выражение в предыдущее уравнение и отбрасывая кубы и квадраты поправки δ , получаем для нее линейное уравнение, из которого находим $\delta = 0,006$. Следовательно,

$$x = 0,125 + 0,006 = 0,131$$

O1-1.7

Найти плотность ρ морской воды на глубине 5 км, если на поверхности океана плотность $\rho_0 = 1,03$ г/см³, а сжимаемость воды в пределах давлений от 1 до 500 атм равна $\beta = 47,5 \cdot 10^{-6}$ атм⁻¹.

1.

7. $\rho = \rho_0(1 + \beta P) = 1,054$ г/см³

O1-1.8

Электрическая газонаполненная лампа накаливания наполнена азотом при давлении в 600 мм рт. ст. Емкость лампы 500 см³. Какое количество воды войдет в лампу, если у нее отломить кончик под водой при нормальном атмосферном давлении?

1.

8. $m \approx 105$ г.

O1-1.9

Цилиндрическая пипетка длиной l наполовину погружена в ртуть. Ее закрывают пальцем и вынимают. Часть ртути вытекает. Какой длины x столбик ртути останется в пипетке? Атмосферное давление равно H мм рт. ст.

1.

9. $x = \frac{H+l-\sqrt{H^2+l^2}}{2}$.

O1-1.10

Давление воздуха, заключенного в закрытом колене манометра высотой l , уравнивает столб ртути высотой h при барометрическом давлении H_0 и абсолютной температуре T_0 . Какой столб ртути h_1 будет уравнивать давление этого воздуха при барометрическом давлении H_1 и температуре T_1 ?

1.

10.

$$h_1 = -\frac{1}{2}(2l + H_1 - h) + \sqrt{\frac{1}{4}(2l + H_1 - h)^2 + \frac{2T_1}{T_0}(H_0 + h)l - H_1(2l - h)}.$$

O1-1.11.

Два сосуда A и B с воздухом соединены между собой капилляром с краном. Сосуд A погружен в водяную ванну с температурой $t_1 = 100^\circ\text{C}$, а сосуд B - в охлаждающую смесь с температурой $t_2 = -20^\circ\text{C}$. В начале сосуда были разобщены друг от друга краном, и давления воздуха в сосудах A и B были равны соответственно $P_1 = 400$ мм рт. ст. и $P_2 = 150$ мм рт. ст. Найти давление, установившееся после открытия крана, если объем сосуда A равен $V_1 = 250$ см³, а B - $V_2 = 400$ см³.

1.

11. $P = 224,4$ мм рт. ст.

O1-1.12

Аэростат объемом V м³ наполнен водородом при температуре $t_1 = 15^\circ\text{C}$. При неизменном давлении атмосферы под влиянием солнечной радиации его температура поднялась до $t_2 = 37^\circ\text{C}$, а излишек газа вышел через аппендикс, благодаря чему масса аэростата с газом уменьшилась на $M = 6,05$ кг. Плотность водорода $\rho_0 = 8,9 \cdot 10^{-5}$ г/см³. Определить объем аэростата V .

1.

12. $V = \frac{M}{\rho_0 \left(\frac{1}{1+\alpha t_1} - \frac{1}{1+\alpha t_2} \right)} \approx 1000$ м³, где α - коэффициент объемного расширения газов.

O1-1.13

Фабричная труба высотой $l = 50$ м выносит дым при температуре $t_1 = 60^\circ\text{C}$. Определить статическое давление P , производящее тягу в трубе. Температура воздуха $t_2 = -10^\circ\text{C}$. Плотность воздуха $\rho_0 = 1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³.

1.

13. $P = \rho_0 g l \left(\frac{1}{1+\alpha t_2} - \frac{1}{1+\alpha t_1} \right) = 14$ мм вод. ст., где α - коэффициент объемного расширения газов.

O1-1.14

В тонкостенный сферический баллон массой $M = 1$ кг нагнетается азот при температуре $T = 300\text{K}$. Найти максимальное количество азота, которое можно поместить в сосуд, если допустимое напряжение в стенках баллона $\sigma = 50\text{H/мм}^2$. Плотность стали $\rho = 7,8$ г/см³.

1.

14. $m = \frac{2M\sigma}{3\rho RT} \mu = 488$ г, где μ - молярная масса азота.

O1-1.15

Найти число ходов n поршня, чтобы поршневым воздушным насосом откачать сосуд емкостью V от давления P_1 до давления P_2 , если емкость хода поршня равна v . Вредным пространством пренебречь.

1.

15. $n = \frac{\ln(P_2/P_1)}{\ln[V/(V+v)]}$.

(?? мб внешним, овч опечатался?)

O1-1.16

Скорость откачки газа во вращающемся масляном насосе $150\text{см}^3/\text{с}$. Сколько потребуется времени, чтобы колбу в 5 л откачать от нормального атмосферного давления до давления 10^{-2} мм рт. ст.?

1.

16. $\tau = \frac{V}{K} \ln \frac{P_0}{P} \approx 370$ с, где K - скорость откачки масляного насоса, т. е. объем газа, откачиваемый насосом за 1 с.

O1-1.17

Сосуд с объемом 1 литр наполнен водой при температуре 27°C . Чему стало бы равным давление P внутри сосуда, если бы взаимодействие между молекулами воды внезапно исчезло?

1.

17. $P = 1,37 \cdot 10^3 \text{ атм.}$

1.

18. 1) $P = 0,03 \text{ атм;}$ 2) $P \sim 7,6 \cdot 10^4 \text{ атм.}$

1.

19. $P_{\text{бомб}} = \frac{N \rho Z k T}{A} \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ атм,}$ где N - число Авогадро, $Z = 92$ - атомный номер урана, $A = 238$ - его относительная атомная масса; $P_3 = \frac{1}{2} \rho_3 g R \approx 1,7 \cdot 10^6 \text{ атм,}$ где R - радиус Земли.

O1-1.18

Восемь граммов кислорода занимают объем $V = 560 \text{ л.}$ Определить давление этого газа в том же объеме при температурах 1) $T = 820\text{K}$ и 2) $T = 10 \text{ кэВ,}$ когда атомы кислорода полностью ионизированы.

O1-1.19

При взрыве атомной (урановой) бомбы в ее центре достигаются температуры порядка $T \approx 10 \text{ кэВ.}$ Принимая ориентировочно плотность урана в центре бомбы равной $\rho = 20 \text{ г/см}^3$, найти давление внутри бомбы при этой температуре. Сравнить это давление давлением в центре Земли, вычисленным в предположении, что плотность Земли постоянна и равна $\rho_3 = 5,5 \text{ г/см}^3$. Давление светового излучения не учитывать.

O1-1.20

Три сосуда с объемами V_0, V_1, V_2 , содержащие идеальный газ, соединены вместе тонкими трубками (объемом трубок можно пренебречь). Вначале все три сосуда находились при одинаковой температуре T_0 , а давление в них было равно P_0 . Затем сосуд V_0 оставили при температуре T_0 , а сосуды V_1 и V_2 нагрели до температур T_1 и T_2 соответственно. Найти давление P , установившееся в сосудах.

1.

20. $P = \frac{P_0}{T_0} (V_0 + V_1 + V_2) \left(\frac{V_0}{T_0} + \frac{V_1}{T_1} + \frac{V_2}{T_2} \right)^{-1}.$

1.

21. $m = \frac{\mu P S l}{R(T_2 - T_1)} \ln \frac{T_2}{T_1},$ где μ - молярная масса воздуха.

1.

22. $V = 200 \text{ см}^3.$

1.

$$23. \frac{1}{\mu} = \frac{M_1}{M} \frac{1}{\mu_1} + \frac{M_2}{M} \frac{1}{\mu_2} + \frac{M_3}{M} \frac{1}{\mu_3} + \dots$$

O1-1.21.

Определить массу воздуха m , заключенного между двумя оконными рамами при атмосферном давлении P , считая, что температура между рамами меняется по линейному закону от T_1 до T_2 ($T_2 > T_1$). Площадь окна равна S , расстояние между ними l .

O1-1.22

Оценить размер цилиндра автомобиля «осквич». При засасывании в цилиндр воздуха из атмосферы, смешанного с брызгами бензина, горючая смесь подогревается до температуры $\sim 80^\circ\text{C}$. Расход бензина при езде со скоростью 60 км/(3000 об/мин двигателя, двигатель четырехцилиндровый) составляет около 8 кг на 100 км. Бензин представляет собой смесь углеводородов (C_nH_{2n}) с относительной молекулярной массой ~ 100 ; точка кипения его $\sim 80^\circ\text{C}$.

O1-1.23

Имеется смесь различных идеальных газов с массами $M_1, M_2, M_3, \dots$ и молярными массами $\mu_1, \mu_2, \mu_3, \dots$ соответственно. Показать, что уравнение состояния такой смеси можно записать в виде $PV = \frac{M}{\mu} RT$, где $M = M_1 + M_2 + M_3 + \dots$ — полная масса смеси, а постоянная μ играет роль средней молярной массы смеси. Найти μ .

O1-1.24

Какую скорость v должна иметь свинцовая пуля, чтобы при ударе о стальную плиту она расплавилась? Температура пули $t_0 = 27^\circ\text{C}$, температура плавления свинца $t_1 = 327^\circ\text{C}$, удельная теплота плавления свинца $q = 5 \text{ кал/г}$, удельная теплоемкость свинца $c = 0,03 \text{ кал/(г}\cdot^\circ\text{C)}$.

1.

$$24. v = 340 \text{ м/с.}$$

1.

$$25. \frac{\delta Q}{dt} = \frac{\lambda \mu P K}{RT} \approx 5 \text{ кал/с} \approx 21 \text{ Вт, где } K - \text{производительность насоса, } \mu - \text{молярная масса воды.}$$

1.

$$\begin{aligned} 26. & 1) Q_{142} = Q_{132} - A_{132} + A_{142} = 60 \text{ Дж;} \\ & 2) Q'_{21} = Q_{132} - A_{132} + A_{21} = 70 \text{ Дж;} \\ & 3) Q_{14} = U_4 - U_1 + A_{142} = 50 \text{ Дж;} Q_{42} = Q_{142} - Q_{14} = 10 \text{ Дж.} \end{aligned}$$

O1-1.27

При полном сгорании моля метана в углекислоту и воду выделяется $Q_1 = 887 \text{ кДж}$. При образовании из элементов моля воды выделяется $Q_2 = 287 \text{ кДж}$, а при полном сгорании углерода с образованием моля CO_2 выделяется тепло $Q_3 = 407 \text{ кДж}$. Определить теплоту Q образования моля метана из твердого углерода и газообразного водорода.

1.

$$27. Q = 2Q_2 + Q_3 - Q_1 = 94 \text{ кДж.}$$

O1-1.28

Согласно закону Джоуля внутренняя энергия идеального газа зависит только от его температуры и не зависит от давления. Пользуясь этим и уравнением Клапейрона, показать, что энтальпия $I = U + PV$ идеального газа не зависит от давления, а является функцией только его температуры.

O1-1.29

Доказать, что если начальные и конечные продукты реакции являются идеальными газами, то: 1) тепловой эффект реакции при постоянном объеме не зависит от объемов газов после реакции; 2) тепловой эффект реакции при постоянном давлении не зависит от давлений газов.

O1-1.30

Рассматривая воздух как идеальный газ, показать, что при нагревании воздуха, находящегося в комнате, его внутренняя энергия не изменяется, если только внешнее давление остается постоянным

1.

30. Результат следует из формулы $U = C_V \frac{PV}{R}$.

31,32

1.

31. $Q = 0$.

1.

32. $Q = 910$ Дж.

O1-1.34

В цилиндре под невесомым поршнем находится идеальный газ в равновесии с атмосферой. На поршень начинает действовать внешняя сила, в результате чего газ изотермически сжимается, и его давление возрастает в два раза. Начальный объем газа $V_1 = 5$ л. Вычислить работу, совершаемую внешней силой, и количество тепла, полученное в этом процессе газом.

O1-1.35

Найти изменение внутренней энергии ΔU массы азота при его квазистатическом адиабатическом расширении от объема $V_1 = 10$ л, занимаемого при нормальном давлении P_1 , до объема $V_2 = 320$ л.

O1-1.36

Батарея конденсаторов емкостью $C = 100$ мкФ, заряженная до напряжения $U = 300$ В, разряжается через искровой промежуток, помещенный внутри баллона объемом $V = 10$ см³. Баллон наполнен аргоном при нормальных условиях. Оценить изменение ΔP давления в аргоне.

O1-1.37

Для аргона отношение $\gamma = C_P/C_V = 1,68$. Определить давление P_2 , получившееся после адиабатического расширения этого газа от объема $V_1 = 1$ л до объема $V_2 = 2$ л, если начальное давление $P_1 = 1$ атм.

O1-1.38

Политропическим процессом называется процесс, происходящий с постоянной теплоемкостью C . Кривая, изображающая политропический процесс, называется политропой. Найти уравнение политропы для идеального газа, теплоемкость C_V которого не зависит от температуры. Рассмотреть частные случаи: 1) $C = C_V$; 2) $C = C_P$; 3) $C = 0$; 4) $C = \infty$.

O1-1.39

При каких значениях показателя политропы n идеальный газ при сжатии нагревается, а при каких охлаждается?

1.4 Problems about ideal gases 2**O1-1.40**

При некотором политропическом процессе гелий был сжат от начального объема в 4 л до конечного объема в 1 л. Давление при этом возросло от 1 до 8 атм. Найти теплоемкость C всей массы гелия, если его начальная температура была 300K.

O1-1.43

Положительную или отрицательную работу совершает идеальный газ при круговом процессе 1 – 2 – 3 – 1 (рис. 376)? Чему равна эта работа для m граммов азота? Известно, что $V_2/V_1 = T_2/T_1$.

O1-1.44

В теплоизолированном от внешней среды цилиндре под поршнем находится 8 г гелия при температуре $T_1 = 200\text{K}$. Общее количество вещества, из которого изготовлен цилиндр и поршень, равно одному молю. Обратимым образом газ за счет движения поршня сжимается до объема $V_2 = V_1/8$, но температура стенок за это время не успевает измениться, и лишь потом вся система приходит в равновесие. Найти установившуюся температуру T .

O1-1.45

1) Нагревается или охлаждается идеальный газ, если он расширяется по закону $PV^2 = \text{const}$? 2) Какова его молярная теплоемкость в этом процессе?

O1-1.46

Решить предыдущую задачу для идеального газа, расширяющегося по закону $P^2V = \text{const}$.

O1-1.47

Вычислить молярную теплоемкость идеального газа для процесса; в котором давление P пропорционально объему V . Теплоемкость C_V газа не зависит от температуры.

O1-1.48

Молярная теплоемкость азота в некотором процессе постоянна и равна 23,556 Дж/(К - моль). Как зависит давление газа P от температуры T в этом процессе?

O1-1.49

Вычислить молярную теплоемкость $C(V)$ идеального газа с заданным значением параметра $\gamma = C_P/C_V$ в процессе, представленном на графике (рис. 377). Значения P_0 и V_0 известны. Определить максимальную температуру, которую достигает газ в этом процессе. Указать политропические процессы, графики которых на PV -диаграмме касаются прямой (на рис. 377) в точках, соответствующих $C(V) = 0$ и $C(V) = \infty$. Начертить график зависимости $C(V)$.

O1-1.50

Найти в координатах (V, T) уравнение процесса для идеального газа, при котором молярная теплоемкость газа меняется с температурой по линейному закону $C = C_0 + \alpha T$, где α - некоторая постоянная. Рассмотреть частный случай $C_0 = 0$.

O1-1.51.

Найти в координатах (V, T) уравнение адиабаты для идеального газа в области температур, в которой теплоемкость газа меняется по закону $C_V = C_{V_0} + \alpha T^2$, где α - некоторая постоянная.

O1-1.52

Для идеального газа с произвольным показателем адиабаты γ найти уравнение процесса, при котором молярная теплоемкость C зависит от температуры T по закону $C = \alpha T^2$, где $\alpha = \text{const}$.

O1-1.53

Моль идеального газа с молярной теплоемкостью $C_V = 5R/2$ три раза обратимо переводится из состояния 1 в состояние 2 в результате поочередного выполнения трех различных термодинамических процессов $1-3-2$, $1-4-2$, и $1-2$ (рис. 378). Найти количества тепла Q_{132} , Q_{142} , и Q_{12} , получаемые газом в ходе каждого из этих процессов. Найти молярную теплоемкость C_{12} газа для процесса $1-2$. при T_1 газа в состоянии 1.

O1-1.54

Моль идеального газа нагревают в цилиндре под невесомым поршнем, удерживаемым в положении равновесия пружиной, подчиняющейся закону Гука (рис. 379). Стенки цилиндра и поршень адиабатические, а дно проводит тепло. Начальный объем газа V_0 , при котором пружина не деформирована, подобран так, что $P_0 S^2 = k V_0$, где P_0 - наружное атмосферное давление, S - площадь поршня, k - коэффициент упругости пружины. Найти теплоемкость газа для этого процесса.

O1-1.55

Боковые стенки цилиндра AC и BD , его крышка CD и поршень MN сделаны из материала, не проводящего тепло (рис. 380). Дно AB проводит тепло. Поршень MN может двигаться в цилиндре без трения. Сверху и снизу поршня находится по одному молью одного

Solutions.1. Идеальный газ. Работа, теплота, внутренняя энергия. Первое начало термодинамики. Теплоемкость

1.

33. $Q = \frac{AC_P}{R} = 25 \text{ Дж.}$

1.

34. $A_{\text{вн. сил}} \approx 100 \text{ Дж; } Q = -350 \text{ Дж.}$

1.

35. $\Delta U = \frac{P_1 V_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{1-\gamma} - 1 \right] \approx -1900 \text{ Дж, где } \gamma = \frac{C_P}{C_V} = 1,4.$

1.

36. $\Delta P = \frac{CU^2}{3V} = 3 \cdot 10^5 \text{ Па.}$

1.

37. $P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^\gamma = 0,312 \text{ атм.}$

1.

38. $TV^{n-1} = \text{const}; PV^n = \text{const}; \text{ где } n = \frac{C-C_P}{C-C_V}.$

1. $V = \text{const}$; 2) $P = \text{const}$; 3) $PV^\gamma = \text{const}$; 4) $PV = \text{const}$.

Постоянная n называется показателем политропы.

1.

39. Нагревается при $n > 1$, охлаждается при $0 < n < 1$, если считать $dV < 0$.

1.

40. $C = v(3C_V - 2C_P) = -0,163 \text{ кал/К}$, где $v = 0,163$ - число молей гелия.

1.

42. $A = \frac{P_1 V_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{P_2 V_2}{n-1} \left[\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{n-1} - 1 \right]$, в частности, для изотермического процесса $A_T = P_2 V_2 \ln \frac{V_2}{V_1}$, где $P_2 V_2 = RT$; для адиабатического процесса $A_{\text{ад}} = A$, если заменить показатель политропы n на показатель адиабаты γ .

1.

43. $A > 0$, $A = \frac{m}{\mu} R T_1 \left[\left(\frac{V_2}{V_1} - 1 \right) - \ln \frac{V_2}{V_1} \right]$.

1.

44. $T = 500 \text{ К}$.

1.

45. 1) Газ охлаждается при расширении, причем его температура пропорциональна $\sqrt{P}$. 2) $C = C_V - R$.

1.

46. 1) Газ при расширении нагревается, причем его температура пропорциональна $\sqrt{V}$. 2) $C = C_P + R$. При расширении к газу должно подводиться тепло.

1.

47. $C = \frac{1}{2} (C_V + C_P) = C_V + \frac{R}{2} = C_P - \frac{R}{2}$.

1.

48. $P \sim T^{2/3}$.

1.

49. $C(V) = R \frac{\gamma V_0 - (1+\gamma)V}{(\gamma-1)(V_0-2V)}$; $T_{\max} = \frac{P_0 V_0}{4R}$. В точке $C(V) = 0$ прямая на рис. 377 касается адиабаты, а в точке $C(V) = \infty$ - изотермы.

1.

50. $VT^{(C_V - C_0)/R} e^{-\alpha T/R} = \text{const.}$

1.

51. $VT^{C_{V_0}/R} e^{\alpha T^2/2R} = \text{const.}$

1.

52. $VT^{1/(\gamma-1)} e^{-\alpha T^2/2R} = \text{const.}$

1.

53. $Q_{132} = \frac{19}{2}RT_1$; $Q_{142} = \frac{17}{2}RT_1$; $Q_{12} = 9RT_1$; $C_{12} = 3R$.

1.

54. $C = C_V + \frac{R}{2}$.

1.

55. $C_1 = \frac{V_1+V_2}{V_2+\gamma V_1} \gamma C_V$, $C_2 = 0$; $C_1 = C_V \frac{V_1+\gamma V_2}{V_1+V_2}$, $C_2 = \infty$.

Решение. Элементарное количество тепла, получаемое первым газом, $\delta Q_1 = C_V dT_1 + P_1 dV_1 = C_V dT_1 + RT_1 dV_1/V_1$, а вторым $-\delta Q_2 = 0$. Поэтому $C_2 = 0$ и $C_V dT_2 + RT_2 dV_2/V_2 = 0$. Из равенства давлений P_1 и P_2 следует $V_1/V_2 = T_1/T_2$, откуда $dV_1/V_1 + dV_2/V_2 = dT_1/T_1 - dT_2/T_2$. А так как объем системы $V_1 + V_2$ во время процесса не изменяется, то $dV_1 + dV_2 = 0$. Исключая dV_2 и dT_2 , получим

$$\left(\frac{1}{V_1} + \frac{1}{V_2} + \frac{R}{C_V} \frac{1}{V_2} \right) dV_1 = \frac{dT_1}{T_1}.$$

Используя также соотношение $C_P - C_V = R$, находим

$$\delta Q_1 = \left(C_V + R \frac{V_2}{V_2 + \gamma V_1} \right) dT_1$$

Следовательно,

$$C_1 = C_V + \frac{V_2}{V_2 + \gamma V_1} R = \frac{V_1 + V_2}{V_2 + \gamma V_1} \gamma C_V$$

При $V_1 = V_2$

$$C_1 = 2\gamma C_V / (\gamma + 1)$$

Если крышку CD сделать теплопроводящей и поддерживать температуру верхнего газа постоянной, то $C_2 = \infty$, а $C_1 = C_V \frac{V_1+\gamma V_2}{V_1+V_2}$.

1.

$$56. C_1(V_2) = \frac{C_V}{1 - V_2/(5V_0)}.$$

1.

$$57. V_1 = \frac{RT_0^2}{P_0(T_0+T)} = 9,47 \text{ л}; V_2 = \frac{RT_0T}{P_0(T_0+T)} = 12,9 \pi;$$

$$P = P_0 \frac{T_0 + T}{2T_0} = 1,18 \text{ атм}; m = \frac{RT_0}{2q} \ln \frac{P}{P_0} \approx 0,56 \text{ г}.$$

1.

$$58. \gamma = \frac{4}{3}.$$

1.

$$59. A = 2C_V T_0 (2^{(\gamma-1)/2} - 1); C = -C_V.$$

1.

$$60. Q = \frac{2RT_0}{\gamma-1} \left[\left(\frac{V_0}{V_0 - hS} \right)^\gamma - 1 \right].$$

1.

$$61. T_{\max} = \frac{\mu(P_2 V_1 - P_1 V_2)^2}{4mR(P_2 - P_1)(V_1 - V_2)} = 490 \text{ К}, \text{ где } \mu - \text{ молярная масса гелия, а } m - \text{ его масса}.$$

1.

$$62. V_0 = \frac{2}{5} \frac{Q}{\rho g H} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^\gamma = 98,7 \text{ м}^3, \text{ где } \gamma = \frac{C_P}{C_V} = \frac{7}{5}; \text{ конечный объем нефтехранилища} \\ V = \frac{2}{5} \frac{Q}{\rho g H} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma} \right)^{\gamma-1} = 342 \text{ м}^3.$$

1.

$$63. \gamma = \frac{V}{hS} \frac{T_1^2 - T_2^2}{T_2^2}.$$

1.

$$64. T - T_0 = \frac{mv^2}{2\nu C_V} \approx 28000 \text{ К}, \text{ где } v - \text{ число молей};$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/(\gamma-1)} \approx 1000; \frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \approx 10^5$$

1.

65. Решение. Для упрощения расчета предположим, что через змеевик прошел 1 моль газа. Работа, совершенная газом, равна $A = P_2V_2 - P_1V_1 = R(T_2 - T_1)$. Приращение его внутренней энергии $U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1)$. Тепло, полученное газом, $Q = U_2 - U_1 + A$. Подставляя сюда выражение для $U_2 - U_1$ и A , найдем, что тепло $Q = (C_V + R)(T_2 - T_1)$, или $Q = C_P(T_2 - T_1)$, так как $C_V + R = C_P$. Отсюда ясно, что в данном опыте измеряют теплоемкость C_P .

1.

66. $T = 2\pi\sqrt{\frac{Ml_0}{Mg + P_0S}}$. В предельном случае, когда $P_0 = 0$, $T = 2\pi\sqrt{\frac{l_{11}}{g}}$, т. е. период колебаний совпадает с периодом колебаний математического маятника длиной l_0 .

1.

67. $T = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\gamma}\frac{Ml_0}{Mg + P_0S}}$. Формула верна и в том случае, когда γ зависит от температуры, так как для ее получения используется уравнение адиабаты в дифференциальной форме. В предельном случае, когда $P_0 = 0$, $T = 2\pi\sqrt{\frac{1}{\gamma}\frac{l_0}{g}}$.

1.

$$68. \tau = \frac{2\pi}{S} \sqrt{\frac{M}{P_0(\gamma_1/V_1 + \gamma_2/V_2)}}.$$

O1-1.62

Для создания подземного нефтехранилища в полости с начальным объемом V_0 производят взрыв, при котором высвобождается энергия 4,2 ГДж. Образовавшиеся газообразные продукты взрыва, расширяясь адиабатически, в доли секунды образуют хранилище. При каком начальном объеме полости увеличение ее объема будет максимальным? Взрыв производится на глубине $H = 100$ м, плотностью, а продукты взрыва - двухатомным газом.

O1-1.63

Для определения отношения удельных теплоемкостей c_P и c_V газа измерили период T_1 малых колебаний ртути в U-образной стеклянной трубке с незапаянными концами. После этого на обе ветви трубки были насажены большие одинаковые полые стеклянные шары с исследуемым газом, вследствие чего период колебаний изменился и стал равным T_2 . Считая процесс сжатия и разрежения газа в шарах адиабатическим, вывести формулу для $\gamma = c_P/c_V$. Объем каждого шара равен V см³, давление газа в них в состоянии покоя h см рт. ст., а площадь поперечного сечения трубки S см². Объемом незаполненной части трубки можно пренебречь по сравнению с объемом шара V .

O1-1.64

Для получения газов при сверхвысоких температурах и давлениях иногда применяется установка, состоящая из закрытого с одного конца цилиндра-ствола и поршня-пули, влетающей в цилиндр с открытой стороны. При хорошей обработке ствола и пули удастся добиться малой утечки газа через зазор. Благодаря очень высоким температурам сильно сжатые газы в этих условиях еще можно считать идеальными. Оценить верхний предел температуры T , давления P и плотности ρ аргона, подвергнутого сжатию в такой установке, если пуля массой $m = 100$ г влетает в ствол, имеющий объем $V = 200$ см³, с начальной скоростью $v = 250$ м/с. Начальная температура и давление соответственно равны $T_0 = 300$ К и $P_0 = 1$ атм.

O1-1.65

Для измерения теплоемкости газа исследуемый нагретый газ заставляют протекать через спиральную металлическую трубку (змеевик), опущенную в воду калориметра. На одном конце змеевика поддерживают постоянными давление P_1 и температуру T_1 . На выходе змеевика поддерживают давление P_2 и измеряют температуру газа T_2 . По повышению температуры воды в

калориметре можно определить количество тепла, отданное газом. Разделив полученную величину на понижение температуры и на число молей прошедшего газа, находят его молярную теплоемкость. Какая теплоемкость измеряется таким методом?

O1-1.66

В длинной вертикальной цилиндрической трубке, закрытой с нижнего конца, может ходить без трения поршень, масса M которого велика по сравнению с массой газа, заключенного внутри трубки. В положении равновесия расстояние между поршнем и дном трубки равно l_0 . Определить период малых колебаний, которые возникнут при отклонении поршня от положения равновесия, в предположении, что они являются изотермическими, а газ идеальным. Площадь поперечного сечения трубки равна S , нормальное атмосферное давление P_0 . Рассмотреть предельный случай, когда $P_0 = 0$.

O1-1.67

Решить предыдущую задачу в предположении, что колебания - адиабатические. Будет ли сказываться на результате зависимость показателя адиабаты γ для газа от температуры?

O1-1.68

Два баллона с объемами V_1 и V_2 , наполненные разными газами, соединены цилиндрической трубой с площадью поперечного сечения, равной S . В трубе находится поршень массой M . В положении равновесия давление газов по обе стороны поршня одинаково и равно P_0 . Найти период τ малых колебаний, которые возникнут при отклонении поршня от положения равновесия в предположении, что процесс сжатия и расширения газов адиабатический. Показатели адиабат для газов равны соответственно γ_1 и γ_2 . Объемом трубы по сравнению с объемами V_1 и V_2 пренебречь, трение между поршнем и стенками трубы не учитывать.

O1-1.69

Двухступенчатый компрессор адиабатически и квазистатически сжимает некоторое количество идеального газа, теплоемкости которого C_P и C_V не зависят от температуры. Сначала газ сжимается от давления P_0 до промежуточного давления P_1 . Затем сжатый газ при постоянном давлении P_1 охлаждается до начальной температуры T_0 . Наконец, газ сжимается до окончательного давления P_2 . При каком значении промежуточного давления P_1 полная работа компрессора минимальна и чему она равна? Давления P_0 и P_1 , а также начальная работа $A_{\min}$ с работой A_1 , которую надо было бы затратить на сжатие газа до того же давления P_2 , применяя одноступенчатый компрессор? Найти эту связь для гелия и воздуха, если $P_0 = 1$ атм, $P_2 = 200$ атм.

1.

69. Решение. Рассмотрим четыре состояния газа:

$$\begin{array}{ll} 1) P_0, V_0, T_0; & 2) P_1, V, T \\ 3) P_1, V_1, T_0; & 4) P_2, V_2, T_2 \end{array}$$

Из первого состояния во второе, а также из третьего в четвертое газ переходит адиабатическим сжатием, а потому

$$P_0 V_0^\gamma = P_1 V^\gamma, P_1 V_1^\gamma = P_2 V_2^\gamma$$

В первом и третьем состояниях температуры газа одинаковы. Следовательно, $P_0 V_0 = P_1 V_1$. Работа двухступенчатого компрессора

$$A = \frac{P_0 V_0}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{(1-\gamma)/\gamma} + \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{(1-\gamma)/2} - 2 \right]$$

Она имеет минимум при $P = \sqrt{P_0 P_2}$. Минимальная работа:

$$A_{\min} = \frac{2P_0 V_0}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{l_2}{l_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} - 1 \right]$$

Работа одноступенчатого компрессора при тех же начальном и конечном давлениях:

$$A_1 = \frac{P_0 V_0}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_2}{P_0} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]$$

Следовательно,

$$A_{\min} = 2A_1 \left[\left(\frac{P_2}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} + 1 \right]^{-1}$$

Для гелия $\gamma = 5/3$, $A_{\min} = 0,515A_1$; для воздуха $\gamma = 7/5$, $A_{\min} = 0,64A_1$.

O1-1.70

Двухступенчатый компрессор адиабатически и квазистатически сжимает некоторое количество идеального газа, теплоемкости которого C_P и C_V не зависят от температуры. Сначала газ сжимается от объема V_0 до промежуточного объема V_1 . Затем сжатый газ при постоянном объеме V_1 охлаждается до начальной температуры T_0 . После этого газ сжимается до объема V_2 . При каком значении пр

O1-1.77

В объеме V_0 при температуре $t = 0^\circ\text{C}$ содержится v молей водорода и $v/2$ молей кислорода. Найти выражение для максимального давления P при той же температуре водяного пара, полученного при взрыве смеси, если молярная теплоемкость водяного пара C , а молярная теплота образования воды из кислорода и водорода Q .

O1-1.78

Смесь газов с известным показателем адиабаты γ допускает нагрев только до максимальной температуры $T_{\max}$. Определить число ступеней сжатия n , необходимое для повышения давления от P_0 до P_1 , если каждое сжатие проводится адиабатически, и после каждой ступени газ охлаждается до начальной температуры T_0 . Определить также полную работу A , затраченную при таком сжатии. К чему стремится A при $T_{\max} \rightarrow T_0$?

O1-1.79 C_v горячего кислорода

Определить удельную теплоемкость при постоянном объеме кислорода, нагретого до очень высокой температуры (порядка нескольких килоэлектрон-вольт).

O1-1.80(2 мин) c_P Смеси газов

Подсчитать по классической теории удельную теплоемкость при постоянном давлении газа следующего молярного состава:

$$\text{He} - 20\%; \text{H}_2 - 30\%; \text{CH}_4 - 50\%.$$

(Молярный состав указывает отношение количества молей данного газа к общему количеству молей всей смеси газов.)

Solution

(???? по идее легко же должно быть???)

O1-1.81

При некоторых условиях часть молекул водорода диссоциирована на атомы с коэффициентом диссоциации α (отношение числа диссоциированных молекул к исходному числу). Найти молярную теплоемкость C_V этого газа при $\alpha = 0,25$. Молярные теплоемкости атомарного водорода $C_{V1} = 2,94$ кал / (моль $\cdot^\circ\text{C}$), молекулярного водорода $C_{V2} = 4,9$ кал / (моль $\cdot^\circ\text{C}$).

O1-1.82

Давление водорода при температуре $T = 350\text{K}$ составляет 1 Тор. Каково будет давление газа, если его при постоянном объеме нагреть до температуры 300 эВ? Потенциал ионизации атома водорода 13,6 эВ.

O1-1.83

Какая часть α молекул парообразного йода I_2 диссоциирована на атомы при 600°C , если удельная теплоемкость c_P , измеренная при этой температуре, оказалась равной $0,14 \text{ Дж}/(\text{г К К})$? Относительная атомная масса йода $A = 126,9$.

содержащей равное количество атомов дейтерия и трития. Она подвергается кратковременному (в течение времени $\sim 10^{-11} \text{ с}$) всестороннему облучению светом лазера. При этом энергия, поглощенная дейтерием, составляет $\mathcal{E} = 10^2 \text{ Дж}$. Оценить температуру мишени и давление в ней сразу после вспышки лазера, предполагая, что вещество мишени еще не успело разлететься. Плотность мишени $\rho = 0,2 \text{ г/см}^3$.

O1-1.91

Для получения самоподдерживающейся термоядерной реакции в чистом дейтерии необходимо нагреть его до температуры $T \approx 10^9 \text{ К}$. Среди различных способов для достижения этого было предложено использовать излучение мощного лазера. Мишень из замороженного дейтерия, имеющая форму шарика, подвергается кратковременному (в течение времени $\sim 10^{-11} \text{ с}$) всестороннему облучению светом лазера. За время облучения вещество мишени еще не успевает разлететься, что необходимо для возможности термоядерной реакции. Какова должна быть энергия $\mathcal{E}$, поглощаемая дейтериевым шариком с радиусом $r = 5 \text{ мкм}$, чтобы была достигнута необходимая температура? Плотность мишени $\rho = 0,15 \text{ г/см}^3$.

O1-1.92

Найти адиабатический модуль объемного сжатия идеального газа $K_{\text{ад}} = -V(\partial P/\partial V)_{\text{ад}}$ и сравнить его с изотермическим модулем объемного сжатия $K_T = -V(\partial P/\partial V)_T$.

O1-1.93

* Доказать, что адиабатическая и изотермическая сжимаемости физически однородного и изотропного вещества связаны соотношением

$$\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{\text{ад}} = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T,$$

$\gamma = C_P/C_V$. Показать, что это соотношение является следствием только первого начала термодинамики и функциональной зависимости между P, V и T (уравнения состояния).

O1-1.94

Доказать, что для любого физически однородного тела имеет место соотношение

$$(C_P - C_V) \frac{\partial^2 T}{\partial P \partial V} + \left(\frac{\partial C_P}{\partial P} \right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P - \left(\frac{\partial C_V}{\partial V} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = 1.$$

Это соотношение справедливо для всякой эмпирически определенной температуры T и в принципе может служить для проверки первого начала термодинамики.

O1-1.97

В предыдущей задаче после того, как установилось состояние равновесия, давление газа снова меняют скачкообразно до первоначального значения P_1 . Вычислить окончательную температуру T_3 и окончательный объем газа V_3 , когда он опять придет в состояние термодинамического равновесия. Показать, что в результате обоих адиабатических процессов температура и объем газа всегда возрастают. Рассмотреть специальный случай, когда изменение давления $P_2 - P_1$ мало. Определить для этого случая порядок малости изменений температуры $T_3 - T_1$ и объема $V_3 - V_1$.

O1-1.98

Газ находится в цилиндре с поршнем, нагруженным песком. Стенки цилиндра и поршень - адиабатические. Снимая песчинку за песчинкой, производят адиабатическое расширение газа. Затем газ адиабатически сжимают, возвращая на поршень последовательно по одной песчинке. Пользуясь результатами решения предыдущей задачи, показать, что в предельном случае, когда масса песчинки исчезающе мала, а их число бесконечно велико, газ в обратном процессе пройдет через ту же последовательность равновесных состояний, что и в прямом процессе.

O1-1.99

По теплоизолированной трубке, разность давлений на концах которой равна 100 атм , течет вода. Температура воды на входе $t_1 = 20^\circ\text{C}$. На сколько градусов повысится ее температура на выходе? Сжимаемостью воды пренебречь.

O1-1.100

Один моль идеального двухатомного газа квазистатически сжимается под поршнем таким образом, что в каждый момент времени количество теплоты, отводимое от газа, равно удвоенному изменению его внутренней энергии. Определить давление газа после того, как его объем изменится в два раза. Начальное давление газа равнялось P_1 .

O1-1.101.

При квазистатическом расширении одного моля идеального многоатомного газа к нему подводится количество теплоты, в каждый момент времени вдвое превышающее изменение внутренней энергии газа. Определить температуру газа после того, как его объем изменится в три раза. Начальная температура газа равнялась T_1 .

Solutions.1. SECOND ARRAY OF SOLUTIONS Идеальный газ. Работа, теплота, внутренняя энергия. Первое начало термодинамики. Теплоемкость

1.

$$70. V_1 = \sqrt{V_0 V_2};$$

$$A_1 = \frac{2P_0 V_0}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{V_0}{V_2} \right)^{(\gamma-1)/2} + 1 \right], \quad A_{\min} = 2A_1 \left[\left(\frac{V_0}{V_2} \right)^{(\gamma-1)/2} + 1 \right]^{-1}$$

Для аргона $A_{\min} = 0,42A_1$; для азота $A_{\min} = 0,62A_1$.

1.

71. Решение. При переходе из начального состояния (объем V_1 , температура T_1) в конечное (объем V_2 , температура T_2) внешнее давление совершает над газом работу $A = P_2(V_1 - V_2)$, которая идет на приращение внутренней энергии $U_2 - U_1 = C_V(T_2 - T_1)$. Применяя уравнение Клапейрона $PV = RT$, а также соотношение Майера $C_P - C_V = R$, после несложных преобразований получим

$$T_2 = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P_2 - P_1}{P_1} \right) T_1$$

При квазистатическом адиабатическом процессе

$$T_2^{\text{КВСТ}} = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

В первом случае с изменением P_2 температура T_2 меняется линейно, а во втором экспоненциально, причем в бесконечно малой окрестности точки P_1 оба изменения идут одинаково быстро. Отсюда следует, что $T_2^{\text{КВСТ}} > T_2$, если $P_2 - P_1 > 0$, и $T_2^{\text{КВСТ}} < T_2$, если $P_2 - P_1 < 0$. Значит, повышение температуры при внезапном адиабатическом сжатии и понижение при внезапном адиабатическом расширении меньше соответствующих величин при квазистатическом адиабатическом процессе.

1.

72. $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{S[(P_0 + \rho g l) \frac{\gamma}{x_0} + 2\rho g]}} = 0,11 \text{ с}$, где $\gamma = \frac{7}{5}$ - показатель адиабаты, $\rho = 13,6 \text{ г/см}^3$ - плотность ртути.

1.

$$73. |\Delta x| = \frac{\Delta g}{g} H \frac{S_0}{S} \left(1 + \frac{S_0 H}{V} \right)^{-1} \approx 0,01 \text{ см, где } H = 76 \text{ см рт. ст.}$$

1.

74. $\frac{P}{(\gamma-1)} = \sum \frac{P_i}{(\gamma_i-1)}$, где $P = \sum P_i$ - давление смеси газов.

1.

75. $T = 300 \text{ K}$.

1.

76. $\Delta U = (m_1 c_{P_1} + m_2 c_{P_2}) \Delta t / \gamma = 1,26 \text{ кДж}$.

1.

77. $P = \frac{2}{3} P_0 \left(1 + \alpha \frac{Q}{C} \right)$, где P_0 - начальное давление смеси, α - коэффициент объемного расширения.

1.

78. $n = \frac{R}{C_V} \frac{\ln(P_1/P_0)}{\ln(T_{\max}/T_0)}$; $A = \frac{n\nu RT_0}{\gamma-1} \left(\frac{T_{\max}}{T_0} - 1 \right)$; при $T_{\max} \rightarrow T_0$ $A \rightarrow \nu RT_0 \ln \frac{P_1}{P_0}$, где ν - число молей смеси газов.

1.

79. $c_V = \frac{27}{32} R = 1,68 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{K}) \approx 7,0 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{K})$.

1.

80. $c_P = \frac{71}{188} R \approx 0,75 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{K}) \approx 3,14 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{K})$.

1.

81. $C_V = (2C_{V1} - 2C_{V2}) \alpha + C_{V2} = 5,15 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{K}) \approx 21,5 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{K})$.

1.

82. $P \approx 5,3 \cdot 10^6 \text{ Па}$.

1.

83. $\alpha = \frac{4AC_P - 7R}{3R} \approx 0,5$.

1.

84. $T = \frac{q}{3k} + \frac{5}{6} T_0$; $P = \frac{2Nq}{3V_0} + \frac{5}{3} P_0$.

1.

85. $Q = 3,37 \text{ кДж}$.

1.

86. $\Delta T = -\frac{A}{R} = -5,05 \text{ K}$.

1.

87. $T = \frac{T_0}{\sqrt[4]{2}} = 246 \text{ K}$.

1.

88. $A = (C_{V1} + C_{V2}) T_0 \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^{\frac{2R}{C_{V1} + C_{V2}}} - 1 \right]$.

1.

89. $\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{\ln(l_{01}/l_1)}{\ln(l_{02}/l_2)}$.

1.

90. $T = \frac{\mathcal{E}(A_D + A_T)}{8\pi R r^3} \approx 10^8 \text{ K}$; $P = \frac{4\rho R T}{A_D + A_T} \approx 10^9 \text{ атм}$, где A_D и A_T - атомные массы дейтрона и тритона соответственно.

1.

91. $\mathcal{E} = \frac{4\pi\rho R T}{A_D} r^3 \approx 0,98 \text{ Дж}$, где A_D - атомная масса дейтерия.

1.

92. $K_{ад} = \gamma P = \gamma K_T$.

1.

93. $\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{ад} = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$.

Решение. Из известного выражения для разности молярных теплоемкостей однородного изотропного вещества

$$C_P - C_V = \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

следует, что

$$\delta Q = C_V dT + \frac{C_P - C_V}{(\partial V / \partial T)_P} dV$$

Для адиабатического процесса $dQ = 0$. Поэтому

$$dT_{aa} + \frac{\gamma - 1}{(\partial V / \partial T)_P} dV_{aI} = 0$$

Подставляя сюда

$$dT_{aA} = \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P dV_a + \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V dP_a$$

получим

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{ad} = -\frac{1}{\gamma} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Сравнивая это с

$$\left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

находим искомый результат.

1.

94. Решение. Рассматривая внутреннюю энергию U как функцию P и V , напомним

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_P dV + \left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_V dP$$

Считая же ее функцией T и P , получим

$$\left(\frac{\partial U}{\partial P} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V = C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V$$

Введем энтальпию $I = U + PV$. Тогда

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_P = \left(\frac{\partial(I - PV)}{\partial V} \right)_P = \left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)_P - P$$

Далее,

$$\left(\frac{\partial I}{\partial V} \right)_P = \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P = C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P$$

Следовательно,

$$dU = \left[C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P - P \right] dV + C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V dP$$

Так как dU - полный дифференциал, то

$$\frac{\partial}{\partial P} \left[C_P \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_P - P \right] = \frac{\partial}{\partial V} \left[C_V \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_V \right].$$

Выполнив дифференцирование, получим требуемое соотношение.

1.

$$95. C_P - C_V = R + V \left(\frac{\partial C_V}{\partial V} \right)_P - P \left(\frac{\partial C_P}{\partial P} \right)_V.$$

1.

$$96. T_2 = \frac{C_V T_1 + P_2 V_1}{C_P}; V_2 = \frac{RT_2}{P_2}.$$

Решение. Тепло, полученное газом при адиабатическом расширении или сжатии, равно нулю. Работа, совершенная газом, $A = P_2 \Delta V$, поэтому $\Delta U + P_2 \Delta V = 0$. Так как $U = C_V T$, то отсюда находим

$$C_V (T_2 - T_1) + P_2 (V_2 - V_1) = 0$$

или

$$C_V (T_2 - T_1) + RT_2 = P_2 V_1$$

откуда и следует ответ.

1.

97. Решение. Используя решение предыдущей задачи, находим

$$T_3 = \frac{C_V T_2 + P_1 V_2}{C_P}, \quad V_3 = \frac{RT_3}{P_1}$$

С помощью уравнения Клапейрона $PV = RT$ и соотношения Майера $C_P - C_V = R$ выражение для T_3 нетрудно преобразовать к виду

$$T_3 = T_1 + \frac{C_V}{C_P^2} \frac{V_1 (P_2 - P_1)^2}{P_2}$$

Отсюда видно, что в результате обоих адиабатических процессов температура, а с ней и объем газа всегда возрастают. Если давление меняется мало, то из полученных формул следует, что температура и объем меняются на бесконечно малые величины второго порядка. В первом порядке они остаются неизменными.

1.

$$99. T_2 - T_1 = \frac{P_2 - P_1}{\rho c} \approx 2,4 \text{ К, где } \rho \text{ и } c - \text{соответственно плотность и удельная теплоемкость } \rho^c \text{ воды.}$$

1.

$$100. P_2 = P_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^n = P_1 \cdot 2^{17/15} = 2,19 P_1.$$

1.

$$101. T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} = T_1 \left(\frac{1}{3} \right)^{-1/6} = 1,2 T_1.$$

1.

$$102. C = 2,1R \text{ (определяется это из соображений размерностей в уравнении политропы); } C_V(T) = C - R + \beta T; C_V(T_0) = 1,72R = 14,3 \text{ Дж/(К моль).}$$

1.

$$103. C = 3,48R \text{ (определяется это из соображений размерностей в уравнении политропы); } C_V(T) = C - 2R - \alpha T^{22}; C_V(T_0) = 2,12R = 17,6 \text{ Дж/(К · моль).}$$

1.5 Advanced problems about Boltzmann gas

КО-3.1.

Оценить температуру в центре Солнца. (Радиус Солнца ~ 1 млн км, его масса $\sim 2 \cdot 10^{33}$ г.)
Указание: удобно воспользоваться теоремой о вириале.

КО-3.2. Энтропия при уборе перегородки

Два различных идеальных газа, находившиеся в объёмах V_1 и V_2 , имели одинаковые температуры и давления и были разделены перегородкой. Перегородку убирают, и газы смешиваются (путем диффузии), равномерно заполняя весь объем $V_1 + V_2$. На сколько изменится суммарная энтропия газов? Числа частиц в указанных объёмах были равны N_1 и N_2 .

КО-3.2.

Первоначальное значение энтропии равно

$$S_H = S_1 + S_2, \quad S_i = N_i \ln \frac{V_i}{N_i} + N_i f(m_i, T), \quad i = 1, 2$$

где функция f включает в себя величины, не зависящие от плотности N_i/V_i . После смешивания каждый из газов находится в объёме $V = V_1 + V_2$ и энтропия равна

$$S_K = S_1 + S_2, \quad S_i = N_i \ln \frac{V_1 + V_2}{N_i} + N_i f(m_i, T), \quad i = 1, 2$$

Изменение энтропии равно

$$\Delta S = N_1 \ln \frac{V_1 + V_2}{V_1} + N_2 \ln \frac{V_1 + V_2}{V_2} > 0$$

Если бы газы не были бы разными, то изменение энтропии было бы, естественно, равно нулю.

Тот факт, что переходе от газов, молекулы которых различаются как угодно мало, к газам с тождественными молекулами энтропия смешения изменяется скачком, составляет содержание парадокса Гиббса.

КО-3.3.

Найти теплоёмкость больцмановского газа, заключённого в ящик высотой L при температуре T в поле тяжести.

КО-3.3.

Энергия частицы есть

$$\varepsilon = \frac{p^2}{2m} + mgz$$

поэтому статистическая сумма частицы z представляется в виде произведения двух сомножителей, один из которых получается интегрированием по импульсам, а другой - по координатам, $z = z_p + z_u$, так что средняя энергия в расчёте на частицу

$$\langle E/N \rangle = -\frac{d}{d\beta} (\ln z_p + \ln z_u)$$

содержит вклады от кинетической энергии ($c_V T$) и от потенциальной:

$$\begin{aligned} \langle U/N \rangle &= -\frac{d}{d\beta} \ln \left(\int e^{-\beta mgz} d^3 r \right) = \\ &= T + \frac{mgL}{\exp(mgL/T) - 1} \end{aligned}$$

При низких температурах, $T \ll mgL$,

$$\langle E/N \rangle \approx (c_V + 1) T = c_P T, C = N c_P$$

(ср. с задачей 1.1); при высоких -

$$\langle E/N \rangle \approx (c_V) T = c_V T, C = N c_V$$

КО-3.4. Больцмановский газ в потенциале

Больцмановский газ находится в поле

$$U(z) = \begin{cases} U_0 \ln \frac{r}{a} & \text{при } r < a \\ \infty & \text{при } r > a \end{cases}$$

Найти теплоёмкость газа и его давление на стенку при $r = a$.

КО-3.4.

Вклад в статсумму частицы от распределения по импульсам таков же, как для газа в заданном объёме. Вклад от распределения по координатам

$$z_u = \int_0^a e^{-U/T} dV = 4\pi a^{U_0/T} \int_0^a r^{2-U_0/T} dr = \frac{V}{1 - T_0/T} \quad (12)$$

где обозначено

$$V = \frac{4}{3}\pi a^3, \quad T_0 = \frac{U_0}{3}$$

При $T < T_0$ интеграл (12) расходится, так что в этом случае потребуется дополнительное исследование.

Вклад z_u в свободную энергию газа

$$F_u = -NT \ln V + NT \ln(1 - T_0/T) \quad (13)$$

потенциальная энергия газа

$$E_u = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \frac{F_u}{T} = -\frac{NT_0}{1 - T_0/T} \quad (14)$$

теплоёмкость

$$C = N(c_V + c_u), \quad Nc_u = \frac{\partial E_u}{\partial T} = \frac{N}{(T/T_0 - 1)^2} \quad (15)$$

При $U_0 \rightarrow 0$, разумеется, $C_u \rightarrow 0$. При $T \rightarrow T_0 + 0$ оказывается $E_u \rightarrow -\infty, C_u \rightarrow \infty$, понизить температуру такого газа ниже T_0 невозможно: нужно было бы отвести бесконечное количество энергии. Нетрудно сообразить, что эта энергия берётся за счёт падения частиц в центр поля.

Концентрация частиц $n \propto e^{-U/T} = (a/r)^{U_0/T}$,

$$n = \frac{N}{V} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) \left(\frac{a}{r}\right)^{3T_0/T}$$

Найдём, сколько частиц окажется в очень малой окрестности центра, при $r < \varepsilon$.

$$N_\varepsilon = 4\pi \int_0^\varepsilon nr^2 dr = N \left(\frac{\varepsilon}{a}\right)^{3(1-T_0/T)}$$

При $T \rightarrow T_0 + 0$ оказывается $N_\varepsilon \rightarrow N$: в центр попадают все частицы. Подробнее о предельных температурах см. [Kubo SM., 67].

Давление газа при $r = a$ находим как $P = nT$,

$$P|_{r=a} = \frac{NT}{V} \left(1 - \frac{T_0}{T}\right)$$

Попытка выразить давление как $P = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T$ (с F из (13)) приводит к ошибочному результату, легко сообразить, почему.

Заметим, что в поле с более сильной особенностью, чем логарифмическая, например, в поле $U = -\alpha/r$ частицы классического идеального газа в статистическом равновесии упадут в центр поля при любой температуре: $\int_{r<\varepsilon} n dV \rightarrow \infty$. Это означает, конечно, что такая модель газа в таком случае неприменима. Тем интереснее будет увидеть, как справились с этой трудностью при рассмотрении равновесной плазмы.

КО-3.5. Оценка свойств молекул в аудитории

Оценить количество N молекул в аудитории с кинетической энергией не менее ε_0 для $\varepsilon_0 = 1, 2, 3, 4$ эВ (согласно распределению Максвелла). Для случая, когда окажется $N \ll 1$, оценить время, спустя которое появится хотя бы одна молекула с такой энергией.

КО-3.5.

Из распределения по скоростям

$$w(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2T} v^2 dv$$

можно получить распределение по энергиям. Например, для $\varepsilon = mv^2/2$ получаем

$$dw = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-\varepsilon/T} \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} d\left(\frac{\varepsilon}{T}\right)$$

Вероятность найти молекулу с энергией $\varepsilon \geq \varepsilon_0$ для $\varepsilon_0 \gg T$ даётся интегралом

$$w_0 = w(\varepsilon \geq \varepsilon_0) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\varepsilon_0/T}^{\infty} e^{-\varepsilon/T} \sqrt{\frac{\varepsilon}{T}} d\left(\frac{\varepsilon}{T}\right) \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{T}} e^{-\varepsilon_0/T}$$

Для $\varepsilon_0 = 1$ эВ при нормальных условиях в 1 см³ находится примерно 600 молекул. Однако уже для $\varepsilon_0 = 2$ эВ вероятность найти такую молекулу составляет $\sim 10^{-34}$, поэтому таких энергичных частиц нет даже в большой аудитории.

Скоро ли появится молекула с энергией $\varepsilon > \varepsilon_0 \sim 2$ эВ? Для одной молекулы испытания" происходят с частотой её столкновений (при каждом столкновении изменяется её скорость). Это частота $\nu \sim v_T/l$, где $v_T \sim \sqrt{T/m}$ - характерная (тепловая) скорость молекулы, $l \sim 1/n\sigma$ - длина свободного пробега, n - концентрация газа, σ - сечение столкновений молекул. Для N молекул число испытаний" за время t равно $N\nu t$ ($N = nV$ - число молекул в комнате, объём которой равен V). Среднее число успешных испытаний" составляет $w_0 N\nu t$. Время ожидания появления молекулы с энергией выше ε_0 оценивается как $t \sim 1/(w_0 N\nu) \sim \sqrt{\frac{T}{\varepsilon_0}} e^{\varepsilon_0/T} / (N\nu) \sim 10^{-36+17\varepsilon_0/(\vartheta \text{ В})}$ с. Для $\varepsilon_0 \geq 3_{\text{эВ}}$ это время превышает возраст Вселенной.

КО-3.6. Энергия молекулы, падающей на стенку

Средняя кинетическая энергия молекулы больцмановского газа равна $\frac{3}{2}T$. Найти среднюю величину кинетической энергии молекулы, падающей на стенку.

КО-3.6.

Поскольку частицы, имеющие большее значение скорости, быстрее достигают стенки, можно ожидать что искомая энергия $\langle \varepsilon \rangle$ больше средней энергии молекулы в объёме газа, $3T/2$.

Пусть ось z направлена перпендикулярно стенке наружу. Разобьём кинетическую энергию молекулы $mv^2/2$ на два слагаемых:

$\varepsilon_{xy} = m(v_x^2 + v_y^2)/2$ и $\varepsilon_z = mv_z^2/2$. Число частиц, налетающих на единичную площадку стенки за единицу времени, выражается через концентрацию молекул n_0 и функцию распределения по компоненте скорости v_z

$$f(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi T}} e^{-mv_z^2/2T}$$

как

$$n = n_0 \int_0^{\infty} v_z f(v_z) dv_z = n_0 \sqrt{\frac{T}{2\pi m}} \int_0^{\infty} z e^{-z^2} dz = \frac{n_0}{2} \sqrt{\frac{T}{2\pi m}}$$

а вклад ε_z в кинетическую энергию этих частиц

$$n \langle \varepsilon_z \rangle = n_0 \int_0^{\infty} \varepsilon_z v_z f(v_z) dv_z = n_0 \sqrt{\frac{T}{2\pi m}} T \int_0^{\infty} z^3 e^{-z^2} dz = \frac{n_0}{2} \sqrt{\frac{T}{2\pi m}} T.$$

Таким образом $\langle \varepsilon_z \rangle = T$. На величину $\langle \varepsilon_{xy} \rangle = T$, движение в направлении z , приводящее к столкновению со стенкой, не влияет. В итоге $\langle \varepsilon \rangle = 2T$. (Для двухатомного газа это движение не влияет и на энергию вращений и колебаний молекул).

Если в откачанный сосуд впустить через отверстие размера $d \ll \lambda$ (где λ - длина свободного пробега) небольшую порцию газа с температурой T (небольшую - для того, чтобы можно было пренебречь обратным потоком), то после установления равновесия температура газа в сосуде станет равной $T' = (2/3)\langle \epsilon \rangle = 4T/3$.

Для обратного случая, $d \gg \lambda$, температура вошедшего в отверстие одноатомного газа $T' = 5T/3$ (см. задачу 1.3, §39). Различие этих результатов не должно нас удивлять, потому что механизмы увеличения средней энергии попавших в сосуд частиц различны: в случае $d \ll \lambda$ в отверстие попадает больше быстрых частиц, а в случае $d \gg \lambda$, газ движется, как сплошная среда, и над ним совершает работу атмосферный воздух.

КО-3.7.

Сколько воды испарится при 20°C за 1 с с 1 см^2 её поверхности, обдуваемой сухим воздухом? Давление насыщенных паров при 20°C равно 18 мм рт. ст. Какой поток тепла должен бы подводиться к поверхности, чтобы обеспечить такую скорость испарения?

КО-3.7.

Пусть поверхность воды находится в контакте с насыщенным паром. Тогда поток молекул, покидающих воду, компенсируется потоком молекул, попадающих в нее из пара. Плотность потока молекул, достигающих поверхности воды, найдена в предыдущей задаче:

$$j = \frac{n_0}{2} \sqrt{\frac{T}{2\pi m}} = \frac{P}{\sqrt{2\pi m T}}$$

Если принять, что каждая молекула, достигающая поверхности воды, поглощается, то такой же должна быть и плотность потока молекул, покидающих воду. [LL5. 39].

Необходимый подвод тепла в задаче определяется как $Q = qj$, где $q = 2500 \text{ (Дж/г)} / (6 \cdot 10^{23} \text{ частиц} / 18 \text{ г}) = 7,5 \cdot 10^{-20} \text{ Дж/частица}$ - скрытая теплота испарения. В итоге

$$j = 2,4 \cdot 10^{20} 1/(\text{см}^2\text{с}) \cdot Q = 180 \text{ КВ/см}^2.$$

(Величина q включает не только среднюю энергию вылетающих частиц и их энергию связи, но и работу вытеснения, связанную с увеличением объема вещества при испарении. Впрочем, доля работы вытеснения невелика.) Необходимый подвод тепла очень велик, так что найденная скорость испарения может поддерживаться в течение малого времени. Поверхность воды очень быстро охладится.

Насколько справедливо предположение, что прилипает каждая молекула? В работе [13] указано, что к поверхности воды в условиях, примерно таких, как в этой задаче, прилипает на самом деле лишь одна молекула из 25. Это снижает численные оценки скорости испарения, необходимого подвода тепла и скорости охлаждения воды, но не отменяет тот факт, что поверхность воды очень быстро охладится и скорость испарения очень быстро упадет.

КО-3.8.

Газ представляет собой смесь частиц нескольких типов с массами m_i и концентрациями n_i , $i = 1, 2, \dots$ Сечение столкновений частиц, "1" и "2" зависит от их относительной скорости, $\sigma(v_{\text{отн}})$. Выразить среднее число столкновений этих частиц в единице объема за единицу времени.

КО-3.8.

Выберем одну частицу типа 1" со скоростью $\mathbf{v}_1$ и выразим среднее число столкновений ее $d\nu$ за 1 секунду с частицами типа

2", скорость которых лежит в области d^3v_2 вблизи $\mathbf{v}_2$. Плотность потока таких частиц, записанная в системе отсчета, в которой частица 1" неподвижна перед столкновением, ${}^9j' = v_{\text{отн}} n_2 f_2(v_2) d^3v_2$, где $v_{\text{отн}} = |\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1|$ - скорость частицы "2" в системе частицы 1", а число столкновений выражается через сечение: $d\nu = \sigma(v_{\text{отн}}) j'$. Полное число столкновений в объеме dV (за 1 секунду) получаем, просуммировав по всем скоростям частиц 2" и по всем частицам 1":

$$\nu = \int \sigma(v_{\text{отн}}) v_{\text{отн}} n_2 f_2(v_2) d^3v_2 n_1 f_1(v_1) d^3v_1 dV$$

Как и следовало ожидать, величина ν не изменяется при замене $1 \rightleftharpoons 2$

Далее ограничимся случаем, когда скорости частиц нерелятивистские.

Удобно перейти в интеграле к относительной скорости и скорости центра масс:

$$\mathbf{v}_{\text{отн}} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1, \quad \mathbf{V}_{\text{нм}} = (m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2) / (m_1 + m_2).$$

Тогда

$$f_1(v_1) f_2(v_2) d^3v_1 d^3v_2 = f_{\text{дм}}(V_{\text{дм}}) f_{\text{отн}}(v_{\text{отн}}) d^3V_{\text{дм}} d^3v_{\text{отн}}$$

где

$$f_{\text{дм}}(V_{\text{дм}}) = \left(\frac{m_1 + m_2}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-(m_1 + m_2)V_{\text{дм}}^2 / 2T},$$

$$f_{\text{отн}}(v_{\text{отн}}) = \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-mv_{\text{отн}}^2 / 2T}$$

э Для релятивистских скоростей частиц в системе покоя частицы, " концентрация частиц " равна $n'_1 = n_1/\Gamma$, где $\Gamma = 1/\sqrt{1 - v_1^2/c^2}$, а плотность потока частиц, " (тех, скорость которых в лабораторной системе лежит в области d^3v_2 вблизи $\mathbf{v}_2$) $j' = n'_2 v_{\text{отн}} f_2(v_2) d^3v_2$, где $v_{\text{отн}} = \sqrt{(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)^2 - [\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2]^2 / c^2} / (1 - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 / c^2)$, $n'_2 = n_2 (1 - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 / c^2) \Gamma$.

$m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ - приведенная масса. Проинтегрировав по скорости центра масс, получим для числа столкновений в объёме dV за время dt

$$d\nu_{12} = 4\pi n_1 n_2 \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} dV dt \int_0^\infty v_{\text{отн}}^3 \sigma(v_{\text{отн}}) e^{-mv_{\text{отн}}^2 / 2T} dv_{\text{отн}}$$

Если речь идет о столкновениях одинаковых частиц, то найденный результат нужно разделить пополам, $n_1 n_2 \rightarrow n^2/2$, так как в этом случае в нашей схеме расчёта каждое столкновение окажется учтённым дважды (каждая из частиц может играть роль как покоящейся, так и налетающей).

КО-3.9.

Пусть вероятность столкновений молекул максвелловского газа определяется сечением столкновения, зависящим от их относительной скорости: $\sigma = \sigma_0 (1 + v_0^2/v_{\text{отн}}^2)$. Найти частоту столкновений и среднюю длину свободного пробега молекул.

КО-3.10. Плотность атмосферы

Найти распределение плотности в атмосфере планеты, считая её изотермической.

КО-3.10.

Концентрация газа с массой молекулы m на расстоянии r от центра планеты $n = n_0 \exp \left[\gamma m m_0 \left(\frac{1}{rT} - \frac{1}{r_0 T} \right) \right]$. При $r \rightarrow \infty$ концентрация стремится к постоянной $n_0 \exp \left(-\frac{v_2^2}{v_T^2} \right)$, где v_2 - вторая космическая скорость, а v_T - тепловая. Полное число молекул, окружающих планету бесконечно. Если представить себе, что в начальном состоянии весь газ был связан с планетой, то в равновесном состоянии должно быть $n_0 \rightarrow 0$, т. е. планета теряет атмосферу (правда, в интереснейшем случае - очень медленно).

Некоторые звёздные скопления можно рассматривать как газ, молекулы которого - отдельные звёзды, находящиеся в создаваемом ими же поле тяготения. Устанавливается распределение по энергиям звёзд, очень похожее на максвелловское, но самые быстрые из них покидают скопление, так что такие звёздные скопления постепенно испаряются.

КО-3.11. Падение газа на звезду

В гравитационном поле звезды массы M и радиуса R находится разреженный больцмановский газ, состоящий из частиц массы m . Температура газа T , плотность его на большом удалении от звезды n . Найти число частиц газа, падающих на звезду за одну секунду.

Считать, что длина свободного пробега частиц газа велика по сравнению с радиусом звезды.

КО-3.11.

Число частиц, падающих на звезду за единицу времени,

$$\nu = n \int \sigma v f(\mathbf{v}) d^3v = 4\pi n \int_0^\infty \sigma v^3 \left(\frac{m}{2\pi T} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2T} dv$$

где $\sigma = \pi R^2 \left(1 + \frac{2GM}{v^2 R}\right)$ - сечение падения частицы на шар радиуса R с учётом притяжения, обусловленного потенциальной энергией $U = -\frac{GMm}{r}$, а $f(\mathbf{v}) = \left(\frac{m}{2\pi T}\right)^{3/2} e^{-mv^2/2T}$ - функция распределения частиц по скоростям. Окончательно

$$\nu = R^2 n \sqrt{\frac{8\pi T}{m}} \left(1 + \frac{GMm}{RT}\right)$$

Подчеркнём, что это решение относится к случаю, когда газ вокруг звезды настолько разреженный, что длина свободного пробега превышает размер звезды, так что в основном на звезду падают частицы, находившиеся далеко от неё.

В подобных условиях поток частиц на звезду весьма мал.

КО-3.12.

Оценить время, за которое планета может потерять свою атмосферу. (Принимая, что атмосфера изотермическая).

КО-3.12.

Число частиц, покидающих Землю, можно приравнять к числу частиц, падающих на нее в условиях, когда концентрация n распространяется до бесконечности. Хотя в действительности на каком-то расстоянии от Земли становятся существенными влияния Луны и Солнца, интересующее нас число улетающих частиц определяется процессами, происходящими в атмосфере и её окрестностях, и не должно сильно измениться при замене истинной ситуации на эту несколько идеализированную модель.

Легко проверить, что концентрация газа n в космическом пространстве, отвечающая условиям равновесия с концентрацией n_0 на поверхности Земли, $n = n_0 \exp(-v_2^2/v_T^2)$, достаточно мала, чтобы длина свободного пробега в таком газе была много больше радиуса Земли.

Число частиц, падающих на Землю за секунду, находим, как это сделано в задаче 3.11. Сечение падения $^{10}\sigma = \pi r_0^2 (1 + v_2^2/v^2)$. Сечение падения частицы на Землю определяется, среди прочего, ее радиусом, который естественно отсчитывать в данном случае до верхних слоев

Число столкновений в секунду $\nu = 4\pi n \langle \sigma v \rangle$, $\langle \sigma v \rangle \approx \pi r_0^2 v_2^2/v_T^2$. Время потери атмосферы оцениваем, как $t_0 \sim N/\nu$.

Для Земли время t очень велико, для Луны - нет. Различие обусловлено, в первую очередь, различием величин второй космической скорости. (См. также [12, §79])

КО-3.13. Статсумма водорода

К какому вкладу в статистическую сумму атома водорода приводит учёт возбужденных состояний атома?

КО-3.13.

Вклад в статистическую сумму возбужденных состояний атома

$$z = 4 \sum_{n=1}^{\infty} n^2 \exp \frac{e^2}{2n^2 a T}$$

(e - заряд электрона, a - боровский радиус, множитель 4 - из-за спинового вырождения), рассматриваемый формально, расходится. В действительности верхний предел суммирования по n , $n_{\max}$, возникающий, например, из-за большого размера возбужденных атомов, невелик, функция $n^2 \exp \frac{e^2}{2n^2 a T}$ быстро убывает с ростом n и при $n < n_{\max}$ не достигает ещё своего минимума, так что при расчете термодинамических свойств атомарного водорода достаточно сохранить только первое слагаемое и принимать $z = 4$.

КО-3.14. Магнитный момент газа

Больцмановский газ заряженных частиц находится в поле $U = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2$ и постоянном однородном магнитном поле, направленном по оси z . Пренебрегая взаимодействием зарядов между собой, найти магнитный момент газа. Выразить магнитную восприимчивость в расчёте на одну частицу.

КО-3.14.

Уровни энергии для частицы в однородном магнитном поле и кратности их вырождения можно найти, например, следующим образом. В книге [21, задача 11.8] приведено каноническое преобразование, приводящее к диагональному виду гамильтониан заряженной частицы в магнитном поле. Это линейное преобразование, и легко видеть, что такое же преобразование для операторов координат и импульсов представляет собой унитарное преобразование, которое приводит гамильтониан к виду

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_2 + \frac{\hat{p}_z^2}{2m}$$

атмосферы. Для этого расстояния от Земли и определяется вторая космическая скорость, входящая в сечение падения.

где $\hat{H}_{1,2}$ - гамильтонианы осцилляторов с частотами ¹¹

$$\omega_{1,2} = \tilde{\omega} \pm \omega_B, \omega_B = \frac{eB}{2mc}, \tilde{\omega} = \sqrt{\omega^2 + \tilde{\omega}_B^2}$$

Движение вдоль магнитного поля не зависит от поля и не даёт вклада в магнитные свойства газа. Уровни энергии для поперечного движения $E_{n_1, n_2} = \hbar\omega_1(n_1 + 1/2) + \hbar\omega_2(n_2 + 1/2)$ совпадают с уровнями энергии пары независимых гармонических осцилляторов (и являются невырожденными), так что можно сразу же записать вклад поперечного движения в свободную энергию

$$F_{\perp} = \sum_{1,2} \left(\frac{\hbar\omega_{1,2}}{2} + T \ln \left(1 - e^{-\hbar\omega_{1,2}/T} \right) \right)$$

Магнитный момент газа

$$\mathcal{M} = -\frac{\partial F_{\perp}}{\partial B} = -N \sum_{1,2} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar\omega_{1,2}/T} - 1} \right) \hbar \frac{\partial \omega_{1,2}}{\partial B}$$

Подставив

$$\hbar \frac{\partial \omega_{1,2}}{\partial B} = \pm \frac{\omega_{1,2}}{\tilde{\omega}} \mu, \mu = \frac{e\hbar}{2mc}$$

получаем

$$\mathcal{M} = -\frac{N\mu}{2} \left(\frac{\omega_2}{\tilde{\omega}} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_2}{2T} - \frac{\omega_1}{\tilde{\omega}} \operatorname{cth} \frac{\hbar\omega_1}{2T} \right)$$

Определим магнитную восприимчивость в расчете на одну частицу как $\chi = \frac{1}{N} \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial B} \Big|_{B=0}$. При вычислении можно заменить

$$\hbar \frac{\partial \omega_{1,2}}{\partial B} \Big|_{B \rightarrow 0} \rightarrow \pm \mu, \quad \omega_{1,2} \rightarrow \omega, \quad \tilde{\omega} \rightarrow \omega$$

¹¹ Частоты $\omega_{1,2}$ легко найти, рассматривая движение частицы по окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

В результате

$$\chi = -\frac{\mu^2}{\hbar\omega} \left(\operatorname{cth} \frac{\hbar\omega}{2T} - \frac{\hbar\omega}{2T} \operatorname{sh}^{-2} \frac{\hbar\omega}{2T} \right).$$

При $T \ll \hbar\omega$ получаем $\chi = -\frac{\mu^2}{\hbar\omega} = -\frac{e^2}{4mc^2} \frac{\hbar}{m\omega}$, что соответствует атомному диамагнетизму (см., например, [5, 113]). При $T \gg \hbar\omega$ получаем $\chi = -\frac{\mu^2}{3T}$ - диамагнетизм Ландау.

КО-3.15.

Рассмотреть зависимость теплоёмкости от температуры для газов CO_2 и SO_2 . Молекулы CO_2 имеют линейную форму, а молекулы SO_2 - треугольную.

3 Относительная скорость - это величина скорости одной из частиц в той системе отсчёта, где другая покоится.

КО-3.15.

Вклад в теплоёмкость c_V поступательных степеней свободы всегда составляет $3/2$ в расчёте на молекулу. Вклады вращательных степеней свободы "вымерзают" при очень низких температурах (для водорода вращательная теплоёмкость проявляется при $T < 100$ K, квантовые свойства вращательного движения проявляются у молекул с очень малыми моментами инерции, например, у CH_4).

Вклад каждой вращательной степени свободы при достаточно высоких температурах (т. е. при $T \gtrsim 10$ K) равен $1/2$. Молекула углекислого газа линейная, поэтому у неё две вращательных степени свободы, молекула воды имеет форму треугольника и у неё вращательных степеней свободы три. Пока не включились колебания, теплоёмкость в расчёте на молекулу у углекислого газа равна $5/2$, у водяного пара -3 .

Каждая колебательная степень свободы даёт при достаточно высоких температурах вклад в теплоёмкость, равный 1 (хотя реально это не всегда достижимо из-за диссоциации молекул при таких высоких температурах). Кроме того нужно заметить, что разным колебательным степеням свободы, как правило, отвечают разные частоты, так что включаются колебательные вклады в теплоёмкость при разных температурах.

Всего у трехатомной молекулы 9 степеней свободы. Три из них приходится на поступательное движение. Для линейной молекулы есть две вращательных степени свободы, поэтому на колебательные приходится четыре степени свободы. Для нелинейной есть три вращательных и следовательно три колебательных степеней свободы.

Для очень высоких температур, когда в теплоёмкость дают вклад все степени свободы, для линейной молекулы $C_v = 3/2 + 2 \cdot 1/2 + 4 \cdot 1 = 13/2$, а для нелинейной $C_v = 3/2 + 3 \cdot 1/2 + 3 \cdot 1 = 6$.

КО-3.16.

Выразить теплоёмкости C_V и C_P частично ионизированной плазмы через её степень ионизации $\alpha(T)$. Нарисовать графики $C_V(T)$ и $C_P(T)$. (Считая зависимость $\alpha(T)$ известной).

КО-3.16.

Энергия газа

$$E = (N_A + N_e + N_i) \frac{3}{2}T + N_i I = N_0 \frac{3}{2}T + N_0 \alpha(T) \left(\frac{3}{2}T + I \right)$$

где N_0 - число атомов до нагревания, приведшего к ионизации, N_A, N_i, N_e - число нейтральных атомов, ионов и электронов, I энергия ионизации атома. Теплоёмкость при постоянном объёме

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V = N_0 \left[\frac{3}{2}(1 + \alpha) + \frac{d\alpha}{dT} I \right]$$

С ростом температуры растёт число частиц и при полной ионизации удваивается. Поэтому удваивается и теплоёмкость. Ионизация происходит в узком интервале температур в окрестности температуры много меньшей I (если концентрация газа не слишком велика). В этой области имеется узкий пик в зависимости $C_V(T)$.

На рис. 9 показана зависимость степени ионизации плазмы от температуры. На рис. 10 – $C_V(T)$. (Зависимость $\alpha(T)$ для рисунков взята из [Kubo SM., §49], принято $\frac{2V}{N_0} \left(\frac{mI}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} = 10^3$.)

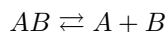
Теплоёмкость при постоянном давлении выражается аналогично через энтальпию. (Именно C_P входит в условие устойчивости атмосферы с градиентом температуры относительно конвекции.)

КО-3.17.

Найти зависимость степени диссоциации двухатомного газа от температуры при заданном объёме.

КО-3.17.

Диссоциацию можно представлять себе как химическую реакцию



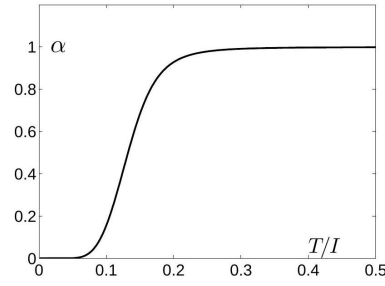


Рис. 9. Зависимость степени ионизации плазмы от температуры при постоянном объёме

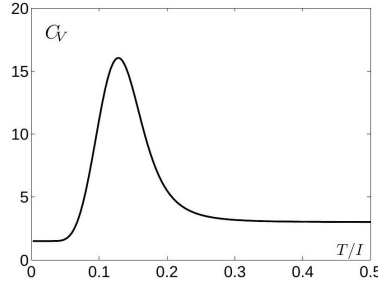


Рис. 10. Зависимость теплоёмкости плазмы от температуры при постоянном объёме

Пусть при очень низких температурах было N_0 молекул. При повышении температуры часть молекул диссоциирует, так что останется N_m молекул и $N_A = N_B = N_0 - N_m$ атомов типа A и B . Введем степень диссоциации $\alpha \equiv N_A/N_0$. Эта величина может изменяться в пределах $0 \leq \alpha \leq 1$. Число атомов и молекул выражаются через степень диссоциации следующим образом:

$$N_A = N_B = \alpha N_0, \quad N_m = (1 - \alpha)N_0$$

Условие химического равновесия

$$\mu_{AB} = \mu_A + \mu_B \quad (16)$$

где μ - химический потенциал газа. Для идеального газа

$$\mu_i = -T \ln \frac{z_i}{N_i}, \quad i = A, B, AB \quad (17)$$

где z - статистическая сумма одной молекулы.

Условие (16) учётом (17) даёт

$$\frac{z_A z_B}{N_A N_B} = \frac{z_{AB}}{N_{AB}}$$

или

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{z_A z_B}{z_{AB} N_0}$$

Обозначим энергию диссоциации молекулы W . Если сообщить такую энергию атомам покоящейся молекулы, то они разлетятся в разные стороны, причем скорость их по мере разлета будет стремиться к нулю. Записывая статсуммы для разных частиц, нужно согласовать их начала отсчета энергии: принимая за ноль энергии покоящихся атомов A и B , будем считать энергию покоящейся молекулы AB равной $-W$. Статсумма частицы A

$$z = g_A V \int e^{-p^2/2mT} \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} = g_A V \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

аналогична статсумма атома B . Для молекулы нужно добавить множители ¹²

$$z_{rot} = \frac{2IT}{\hbar^2}, \quad z_{vib} = \frac{e^{W/T}}{1 - e^{-\hbar\omega/T}}$$

В итоге

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha} = \frac{V}{N_0 (2\pi)^{3/2}} \left(\frac{m_{AB}}{m_A m_B} \right)^{3/2} \frac{2IT^{1/2}}{\hbar^5} (1 - e^{-\hbar\omega/T}) e^{-W/T} \quad (18)$$

Для разреженного газа уже при $T \lesssim \hbar\omega$ большая часть молекул диссоциирует. В этом случае

$$\frac{\alpha^2}{1-\alpha} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/2} e^{-W/T}$$

где

$$T_0^{-1/2} = \frac{V}{N_0(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{m_{AB}}{m_A m_B}\right)^{3/2} \frac{2I}{\hbar^5}$$

Температуру $T_{\text{дис}}$, при которой степень диссоциации $\alpha = 1/2$, находим, решая это уравнение методом последовательных приближений.

$$T_{\text{дис}} \approx \frac{1}{2} \frac{W}{1 + \ln(W/T_0)}$$

Обратим внимание на странное поведение α в (18) при $T \rightarrow \infty$. Причина - в некорректном учёте колебательных уровней энергии при вычислении z_{vib} (подробнее см. в [Kubo SM., §50]).

КО-3.18.

Найти изменение момента инерции молекулы, вызванное её тепловым расширением".

КО-3.19.

Водород, имевший комнатную температуру, быстро охладил до температуры $T_0 \ll T_{\text{rot}} = \hbar^2/2I$, так что соотношение чисел молекул орто- и параводорода осталось равно 3 : 1. Затем происходит переход к соотношению, равновесному при низкой температуре. Какова будет в итоге температура водорода, если принять, что он теплоизолирован и объём его неизменен?

КО-3.20.

Сколько тепла выделится в реакции $2\text{O}_3 \rightleftharpoons 3\text{O}_2$ при $T = 27^\circ\text{C}$, $P = 1$ атм? Для оценок принять энергию диссоциации O_2 равной 5,12 эВ, энергию разрыва связи $\text{O}_3 \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$ - равной 1,04 эВ. На сколько изменится найденная величина, если реакция идёт при постоянном объёме?

КО-3.21.

В этой задаче обсуждается мысленный эксперимент, впрочем, не так уж далёкий от опыта Эйнштейна - де-Гааза.

В процессе решения задачи допустимо так или иначе уточнять и модифицировать её условия.

На цилиндр, который может свободно вращаться вокруг своей оси, вдоль направления оси падает N электронов, поляризованных вдоль той же оси. Электроны застревают в цилиндре и частично деполяризуются. Вследствие сохранения проекции момента импульса на ось, цилиндр приходит во вращение. Первый (простой) вопрос: откуда взялась энергия вращения?

Главный вопрос: как узнать, какой угловой скорости достигнет цилиндр?

КО-3.21.

Если перевернётся N_1 электронов, закон сохранения момента импульса приводит к равенству $I\Omega = \hbar N_1$, где I - момент инерции цилиндра, Ω - его угловая скорость. Энергия вращения $E_k = \Omega^2/2I$ будет взята из внутренней энергии, так что энтропия цилиндра уменьшится на $S_0 = E_k/T$, где T - температура цилиндра. (Её считаем неизменной, принимая, что теплоёмкость цилиндра достаточно велика.) Энтропия электронов, связанная с ориентацией их спинов, станет равна $S_e = \ln C_N^{N_1} = \ln \frac{N!}{N_1!(N-N_1)!}$. Величина N_1 определяется условием, чтобы прирост энтропии был максимальным: $\frac{\partial}{\partial N_1} (S_e - S_0) = 0$, откуда $\Omega = N\hbar/I (1 + e^{\hbar\Omega/T})$.

1.6 Problems about speed of sound and leakage of gases

О1-2.1(2 мин) Скорость звука при нагревании

Найти увеличение скорости звука в воздухе при нагревании последнего от 0 до 1°C .

⁰¹² Если атомы A и B тождественны, то нужно добавить еще множитель число симметрии" - аналог множителя $1/N!$ в статсумме газа.

2.

1. $\Delta v_{3B} \approx \frac{v_{3B}}{2T} \Delta T \approx 0,61 \text{ м/с.}$

О1-2.2.(2 мин) Скорость звука в водороде (???)

Скорость звука в воздухе при 0°C составляет 332м/с . Определить скорость звука в водороде при той же температуре. Молярную массу воздуха принять равной $\mu = 28,8\text{г/моль}$.

2.

2. $v_{3B} \approx 1260 \text{ м/с.}$

О1-2.3(2 мин) γ по скорости звука (???)

Определить $\gamma = C_P/C_V$, если скорость звука в воздухе при температуре 0°C и нормальном давлении $P = 76\text{см рт. ст.}$ равна $v = 332\text{м/с}$ и плотность воздуха $\rho = 0,001292\text{г/см}^3$.

2.

3. $\gamma = 1,41.$

О1-2.4

Найти выражение для скорости звука в смеси $v_1, v_2, v_3, \dots$ молей различных идеальных газов при температуре T .

2.

4. $v_{3B} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$, где μ - средняя молярная масса, а γ - показатель адиабаты смеси.

$$\mu = \frac{\nu_1 \mu_1 + \nu_2 \mu_2 + \dots}{\nu_1 + \nu_2 + \dots}; \quad \gamma = \frac{\nu_1 C_{P1} + \nu_2 C_{P2} + \dots}{\nu_1 C_{V1} + \nu_2 C_{V2} + \dots}$$

О1-2.5

Вычислить скорость звука в кислороде при температуре $T = 1 \text{ КэВ}$.

2.

5. $v_3 = \sqrt{\frac{15RT}{\mu_0}} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ см/с} = 300\text{к/с}$, где μ_0 - атомн. масса кислорода.

О1-2.6

Измерением скорости звука в газе можно контролировать его чистоту. С какой относительной точностью $\Delta v_3/v_s$ нужно измерить скорость звука в гелии, чтобы можно было заметить в нем примесь аргона ($\mu = 40 \text{ г/моль}$) в количестве 1% (по количеству молей)?

2.

6. $\Delta v_3/v_3B = 4,5\%.$

O1-2.7

Две органические трубы с одинаковой длиной продувают: одну воздухом при комнатной температуре T_0 , а другую гелием. Какова должна быть температура гелия T , чтобы тоны второй трубы были на одну октаву выше соответствующих тонов первой (отношение частот равно 2). Считать известными показатели адиабат газов и их молярные массы.

2.

$$7. T = 4 \frac{\gamma_{\text{воз}} \mu_{\text{He}}}{\gamma_{\text{He}} \mu_{\text{воз}}} T_0 = 136 \text{ К.}$$

O1-2.8

Для дыхания акванавтов (исследователей морских глубин) употребляется смесь, состоящая из 95% гелия и 5% кислорода (по массе). Во сколько раз изменяются в такой атмосфере характерные частоты голоса акванавтов (по сравнению с обычными)? Считать известными показатели адиабат газов и их молярные массы.

2.

8. Увеличатся в 2,86 раза.

O1-2.9

Оценить скорость звука в снежной лавине, спускающейся по склону горы, считая, что плотность движущегося снега $\rho = 0,25 \text{ г/см}^3$. Размеры кристалликов льда много меньше длины волны звука. Между кристалликами нет твердых связей, они разделены воздушными прослойками.

2.

9. Надо рассмотреть массу лавины M , содержащую 1 моль воздуха: $M \approx \rho V_{\text{воз}} \frac{\rho_{\text{л}}}{\rho_{\text{л}} - \rho}$, где $V_{\text{воз}}$ - молярный объем воздуха.

$$v_{\text{з в}} = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{\text{а}}} = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\mu_{\text{воз}}} \frac{1}{1 - \rho} \sqrt{\frac{\mu_{\text{воз}}}{M}}} \approx 27 \text{ м/с.}$$

O1-2.10 Вытекание углекислого газа

Найти конечную температуру T_2 и верхний предел скорости v стационарного потока углекислого газа CO_2 , вытекающего через сопло в атмосферу из баллона, где он имел температуру $T_1 = 300 \text{ К}$ и находился под давлением $P_1 = 10 \text{ атм}$, если давление наружного воздуха $P_2 = 1 \text{ атм}$. Показатель адиабаты для CO_2 равен $\gamma = 1,30$, удельная теплоемкость $c_P = 0,202 \text{ кал / (г} \cdot ^\circ\text{С)}$.

2.

$$10. T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 177 \text{ К}, v = \sqrt{2 c_P T_1 \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} = 460 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

O1-2.11

Воздух, сжатый в большом баллоне при температуре $T_1 = 273 \text{ К}$, вытекает в атмосферу по трубке, в конце которой он приобретает скорость $v = 400 \text{ м/с}$. Найти температуру вытекающего воздуха T_2 в конце трубки, а также давление P_1 воздуха в баллоне. Процесс истечения газа считать адиабатическим.

2.

11. $T_2 = T_1 - \frac{\mu v^2}{2C_P} = 193 \text{ K}; P_1 = P_2 \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 3,4 \text{ атм}$, где μ - молярная масса, C_P - молярная теплоемкость, P_2 - атмосферное давление.

O1-2.12.

Найти конечную температуру T_2 и верхний предел скорости v стационарного потока перегретого водяного пара, вытекающего через сопло в атмосферу из камеры, где он имел температуру $T_1 = 600 \text{ K}$ и находился под давлением $P_1 = 5 \text{ атм}$, если давление наружного воздуха равно $P_2 = 1 \text{ атм}$. Перегретый пар считать идеальным газом с молярной теплоемкостью $C_P = 4R$.

2.

$$12. T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/4} \approx 400 \text{ K}; v = \sqrt{\frac{8RT_1}{\mu} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{1/4} \right]} \approx 860 \text{ м/с}.$$

Бальчугов.Ёлшин.Ульянов.3.1. сопло Лавалья

Параметр воздуха на входе в сопло Лавалья: $p = 15 \text{ атм}, t = 600^\circ \text{C}$. Определить температуру воздуха на выходе из сопла, если давление на выходе составляет $p_2 = 1 \text{ ат}$. Считать процесс истечения адиабатным.

Solution

(???)

Удельный объем воздуха на входе в сопло Лавалья определяем по уравнению состояния идеального газа:

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{286,7 \cdot 873}{15 \cdot 98100} = 0,17 \text{ М}^3/\text{кг}$$

Удельный объем на выходе из сопла по уравнению адиабаты:

$$v_2 = \sqrt[k]{\frac{P_1 \cdot v_1^k}{P_2}} = \sqrt[1,4]{\frac{15 \cdot 98100 \cdot 0,17^{1,4}}{98100}} = 1,18 \text{ М}^3/\text{кг}$$

По уравнению Менделеева определяем температуру воздуха на выходе из сопла:

$$T_2 = \frac{P_2 \cdot v_2}{R} = \frac{1 \cdot 98100 \cdot 1,18}{286,7} = 403,7 \text{ K}.$$

$$t_2 = 403,7 - 273,15 = 130,6^\circ \text{C}.$$

Бальчугов.Ёлшин.Ульянов.3.4.

Перегретый водяной пар с давлением $P_1 = 16 \text{ ат}$ и температурой $t_1 = 400^\circ \text{C}$ адиабатно расширяется в сопле до давления $P_2 = 1 \text{ ат}$. Расход пара $4,5 \text{ кг/с}$. Показатель адиабаты $k = 1,29$. Определить минимальное сечение сопла и его выходное сечение.

Solution

(???)

Удельный объем перегретого пара $v_1 = 0,1899 \text{ М}^3/\text{кг}$ (Приложение 3). Минимальное сечение сопла определяется из уравнения:

Сечение в устье сопла определяется по уравнению: $f = \frac{mv_2}{w} = \frac{mv_2}{\sqrt{2(i_1 - i_2)}}$. Пользуясь i, s - диаграммой, получаем:

$$i_1 - i_2 = 607 \text{ кДж/кг}; x_2 = 0,988; w = \sqrt{2 \cdot 607 \cdot 1000} = 1102,8 \text{ М/с}.$$

Значение v_2 находим из диаграммы водяного пара: $v_2 = 1,66 \text{ М}^3/\kappa^2$. Таким образом, $f = \frac{4,5 \cdot 1,66}{1102,8} = 0,00677 \text{ М}^2 = 67,7 \text{ сМ}^2$.

O1-2.13

Допустим, что температура горения химического горючего для ракетных двигателей $T = 3000\text{K}$, средняя молярная масса продуктов горения $\mu = 30 \text{ г/моль}$ и что истечение продуктов горения происходит в вакуум адиабатически. Найти, во сколько раз стартовая масса одноступенчатой ракеты M_0 должна превышать ее конечную массу M , чтобы ракета могла достичь первой космической скорости $v = 8 \text{ км/с}$. Молярную теплоемкость продуктов горения ориентировочно принять равной $C_P = 8 \text{ кал / (моль} \cdot ^\circ\text{C)}$. При вычислении скорости ракеты силу тяжести и трение о воздух не учитывать.

2.

$$13. \frac{M_0}{M} = e^{v/v_0} \approx 22, \text{ где } v_0 = \sqrt{\frac{2C_P T}{\mu}} \approx 2,58 \text{ км/с.}$$

O1-2.14 Течь в космическом корабле

При полете космического аппарата, заполненного смесью равных по весу аммиака NH_3 и гелия, образовалась течь. Какова скорость истечения газа через течь, если его температура $T = 300\text{K}$?

2.

$$14. v = \sqrt{\frac{2}{\mu} C_P T} \approx 1,4 \text{ км /}, \text{ где } \mu - \text{средняя молярная масса, а } C_P - \text{средняя молярная теплоемкость смеси.}$$

O1-2.15 Падение температуры при разовом открытии отверстия

Баллон с теплоизолированными стенками содержит 5 молей идеального газа ($\gamma = 4/3$) под давлением много больше атмосферного при температуре $T_0 = 300\text{K}$. Открыв вентиль, 1 моль газа выпускают в атмосферу. Затем кран закрывают. Найти конечную температуру газа в баллоне.

2.

$$15. T_K = T_0 \left(\frac{\nu_K}{\nu_0} \right)^{R/C_V} = 278 \text{ K.}$$

O1-2.16

Два одинаковых баллона с теплоизолированными стенками отделены друг от друга краном. В баллоне 1 находится идеальный газ под давлением 20 атм. Баллон 2 откачан до форвакуума. Открыв кран, из первого баллона выпускают во второй баллон струю газа, затем перекрывают кран и после установления равновесия регистрируют во втором баллоне давление 320 мм рт. ст. Начальная температура газа в первом баллоне была 300K, показатель адиабаты $\gamma = 1,3$. Найти конечную концентрацию газа в баллоне 2.

2.

$$16. n_K = \frac{p_{\text{пр}} g h}{k \gamma T_0} \approx 7,9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}.$$

O1-2.17

Определить максимальную скорость, которой может достигнуть газ при адиабатическом истечении из баллона, если абсолютная температура газа в баллоне равна T .

2.

17. $v = \sqrt{\frac{2C_P T}{\mu}}$. Указанная максимальная скорость достигается при адиабатическом истечении газа в вакуум (или практически, когда $P/P_0 \gg 1$, где P - давление газа в баллоне, а P_0 - наружное давление).

O1-2.18

Найти скорость адиабатического истечения идеального газа из сосуда через небольшое отверстие в вакуум, если известно, что скорость звука в газе равна v_3 .

2.

18. $v = v_3 \sqrt{\frac{2}{\gamma-1}}$.

O1-2.19

Тело (например, космический корабль) движется в идеальном газе со скоростью v . В какой точке на поверхности тела температура газа будет максимальной? Определить эту температуру, если температура окружающего газа равна T .

2.

19* Решение. В системе отсчета, в которой тело покоится, течение газа можно считать стационарным. Уравнение Бернулли в этой системе запишем в виде $c_P T + v^2/2 = \text{const}$. Температура максимальна в лобовой точке, где $v = 0$. Она равна

$$T_{\max} = T \left(1 + \frac{v^2}{2Tc_P} \right)$$

или

$$T_{\max} = T \left[1 + \frac{1}{2} M^2 (\gamma - 1) \right]$$

где $M \equiv v/v_3$ - число Маха (v_3 - скорость звука) .

O1-2.20 Давление воздуха у носа ракеты

Оценить давление воздуха в точке у самого носа ракеты, летящей со скоростью, соответствующей числу Маха $M = 1$, если процесс сжатия воздуха адиабатическим, а скорость воздуха относительно ракеты в точке у самого ее носа равной нулю. Число Маха $M = v_p/v_{3в}$

2.

20. $P = P_B \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \approx 0,6 \text{ атм}$, где M - число Маха.

O1-2.21

Оценить расстояние L , на котором еще будет слышен гром, если он образовался на высоте $H = 4$ км. Температура атмосферы T линейно уменьшается с высотой $T = T_0 - \gamma z$, где температура воздуха на поверхности Земли $T_0 = 300\text{К}$, $\gamma = 10^{-2}\text{К/м}$. Состав воздуха не зависит от высоты, и его можно считать идеальным газом. Рассеянием звука на атмосферных неоднородностях пренебречь, а источник грома считать точечным.

2.

21. $L \approx 22 \text{ км}$.

22**2.**22. $T_0 = T \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \approx 425 \text{ K}$, где M - число Маха;

$$P_0 = P \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \approx 3,4 \text{ атм}$$

O1-2.23.

Если в процессе адиабатического истечения через корфтовую трубку скорость газа достигает скорости звука, то в потоке могут возникнуть ударные волны. При каком отношении давлений на входе и выходе трубки такое возможно? Газ считать одноатомным, вязкостью пренебречь.

2.

23. $\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \geq 2,05.$

O1-2.24.

Сосуд, заполненный азотом N_2 , при постоянной температуре откачали до такого низкого давления, и в нем из-за диссоциации газа скорость звука возросла на 12%. Определить степень диссоциации азота α (долю молекул, распавшихся на атомы).

(??? непонятная задача, почему после уменьшения давления диссоциация началась???)

Solution

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{c_1}{c_2} = \left(\frac{\gamma_1 \mu_2 T_1}{\gamma_2 \mu_1 T_2}\right)^{1/2}.$$

2.24. $\alpha = 0,2$ находим из уравнения $\left(\frac{v_{з.в.}}{v_{з.в.}}\right)^2 = \frac{(1+3\alpha/7)(1+\alpha)}{1+\alpha/5}.$

?-?. Количество молей в сосуде

Откачанный до высокого вакуума теплоизолированный сосуд объёмом $V_0 = 22,4 \text{ л}$ находится в воздухе при нормальных условиях. Открывается клапан n - после выравнивания давления - быстро закрывается. Какое количество молей воздуха окажется при этом в сосуде? Волновыми процессами в окружающем воздухе и теплообменом между окружающим воздухом и воздухом в сосуде пренебречь.

Solution

Уравнение Пуассона (???) нельзя использовать, потому что нестационарный процесс.

пишем первое начало с работой внешних сил.

разность энергии легко посчитать как изменение энергии газа.

теперь нужно посчитать работу внешних сил.

(???)

1.7 Problems about thermodynamic cycles 1

3.

1. Выгоднее понижать температуру холодильника.

3.

$$2. Q_2 = \frac{1-\eta}{\eta} A = 15 \text{ кДж}.$$

3.

$$3. Q_1 = \frac{RT_1}{\gamma-1} \ln \frac{T_2 V_2^{\gamma-1}}{T_1 V_1^{\gamma-1}} = 3110 \text{ Дж}; Q_2 = \frac{RT_2}{\gamma-1} \ln \frac{T_2 V_2^{\gamma-1}}{T_1 V_1^{\gamma-1}} = 2330 \text{ Дж}; A = Q_1 - Q_2 = 780 \text{ Дж}.$$

3.

$$4. A = \frac{Q_2(T_1 - T_2)}{T_2} = 418 \text{ Дж}.$$

3.

$$5. \eta = (T_1 - T_2) \left(T_1 + \frac{C_P}{R} \frac{T_1 - T_2}{\ln(P_1/P_2)} \right)^{-1}, \text{ где } T_1 > T_2, P_1 > P_2.$$

3.

$$6. \eta = \frac{(\gamma-1)(T_1 - T_2) \ln(V_1/V_2)}{(\gamma-1)T_1 \ln(V_1/V_2) + (T_1 - T_2)}, \text{ где } \gamma = C_P/C_V.$$

3.

$$7. A_{12} = R(T_2 - T_1); Q_{12} = C_P(T_2 - T_1);$$

$$A_{23} = 0; Q_{23} = C_V(T_1 - T_2) < 0;$$

$$A_{31} = Q_{31} = RT_1 \ln(V_1/V_2) = RT_1 \ln(T_1/T_2) < 0;$$

$$\eta = \frac{R(T_2 - T_1) + RT_1 \ln(T_1/T_2)}{C_P(T_2 - T_1)}.$$

3.

$$8. Q_{12} = C_V(T_2 - T_1); Q_{23} = 0; Q_{31} = C_V T_1 \ln(T_2/T_1);$$

$$\eta = 1 - \frac{T_1}{T_2} \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right).$$

O1-3.3.9

Найти КПД обратимого цикла, изображенного на рис. 387, как функцию максимальной T_1 и минимальной T_2 температур вещества в этом цикле.

Цикл совершает машина с идеальным газом в качестве рабочего тела. Найти также количества тепла, получаемые рабочим веществом на каждом этапе цикла.

3.

$$9. \eta = 1 - 2 \frac{C_P + C_V(T_1 - T_2)}{C_V(\sqrt{T_1 T_2} - T_2) + C_P(T_1 - \sqrt{T_1 T_2})};$$

$$Q_{12} = \frac{C_P + C_V}{2} (T_2 - T_1);$$

$$Q_{23} = C_V(\sqrt{T_1 T_2} - T_2); Q_{31} = C_P(T_1 - \sqrt{T_1 T_2}).$$

О1-3.10 цикл Отто (????)

Найти КПД обратимого теплового цикла Отто, состоящего из адиабат $1-2, 3-4$ и изохор $2-3, 4-1$ (рис. 388), если в качестве рабочего тела используется идеальный газ. Выразить КПД цикла через температуры газа T_1 и T_2 в состояниях 1 и 2.

3.

$$10. \eta = 1 - T_2/T_1.$$

О1-3.11

Обратимый термодинамический цикл, выполняемый с молем идеального газа в качестве рабочего вещества, состоит из двух изотермических процессов $1-2, 3-4$ и двух политропических процессов $2-3, 4-1$ с теплоемкостью газа C_0 (рис. 389). Найти работы, совершаемые газом, и количества получаемого им тепла на всех этапах цикла. Найти КПД тепловой машины, работающей по этому циклу.

3.

$$11. A_{12} = Q_{12} = RT_1 \ln(V_2/V_1); A_{23} = (C_V - C_0)(T_1 - T_2);$$

$$Q_{23} = C_0(T_2 - T_1); A_{34} = Q_{34} = -RT_2 \ln(V_3/V_4);$$

$$A_{41} = (C_V - C_0)(T_2 - T_1); Q_{41} = C_0(T_1 - T_2)$$

$$\eta = \frac{R(T_1 - T_2) \ln(V_2/V_1)}{RT_1 \ln(V_1/V_2) + C_0(T_2 - T_1)}.$$

О1-3.12

Определить КПД цикла, проходящего последовательно через состояния: 1) $2P, V$; 2) $2P, 8V$; 3) $P, 4V$; 4) $P, 2V$. Газ идеальный одноатомный, все участки цикла - политропические.

3.

$$12. \eta \approx 13\%.$$

О1-3.13.

Определить КПД цикла, проходящего последовательно через состояния: 1) $8P, V$; 2) $4P, 2V$; 3) $2P, 2V$; 4) P, V . Газ идеальный одноатомный, все участки цикла - политропические.

3.

$$13. \eta \approx 25\%.$$

О1-3.14(3 мин) Изобара, политропа, изобара, политропа

Моль одноатомного идеального газа, находящийся при давлении P_1 и объеме V_1 , изобарически сжимается до объема $V_2 = V_1/4$ и затем по политропе переводится в состояние $P_3 = 8P_1$ и $V_3 = V_1/8$. После этого происходит изобарическое расширение до объема $V_4 = V_1/4$. Далее газ по политропе возвращается в первоначальное состояние. Найти КПД цикла.

3.

$$14. \eta \approx 50\%.$$

O1-3.15

Вычислить КПД цикла, состоящего из политропы $1-2$ ($P \propto V$), адиабаты $2-3$ и изобары $3-1$, если в качестве рабочего вещества используется одноатомный идеальный газ, а отношение максимального давления в цикле к минимальному $P_2/P_1 = 2$ (рис. 390).

3.

$$15. \eta = 1 - \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} - 1 \right] \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^2 - 1 \right]^{-1} \approx 0,16.$$

O1-3.16

Реальный цикл двигателя внутреннего сгорания можно заменить идеальным замкнутым циклом, состоящим из двух изохор с

3.

$$16. \frac{\eta_2}{\eta_1} = \frac{1-\alpha_2^{1-\gamma}}{1-\alpha_1^{1-\gamma}} \approx 1,29.$$

O1-3.17

Найти КПД цикла (рис. 391), состоящего из политропы $1-2$, изотермы $2-3$ и изохоры $3-1$. Отношение давлений $P_1/P_2 = 8$, а отношение объемов $V_2/V_1 = 2$. Рабочим веществом является идеальный одноатомный газ.

3.

$$17. \eta = \frac{1}{9}(3 - 2 \ln 2) = 0,18.$$

O1-3.18

Рабочий цикл двигателя внутреннего сгорания можно приближенно представить состоящим из адиабаты, изобары и изохоры. Определить расход горючего (в кг/ч) таким двигателем на киловатт полезной мощности (рис. 392). Известно, что $V_2/V_1 = 8$. Продукты горения можно считать идеальным газом с показателем адиабаты $\gamma = 4/3$. Теплотворная способность горючего $4 \cdot 10^7$ Дж/кг.

3.

$$18. m = 0,2 \text{ кг} / (\kappa \text{Вт} \cdot \text{ч}).$$

O1-3.19

Идеальный двухатомный газ совершает цикл, изображенный на рис. 393. Найти величину полной работы за цикл и вычислить КПД.

3.

$$19. A = 4P_1V_1 \left(\ln 2 - \frac{19}{24} \right) \approx -40 \text{ Дж}; \eta = \frac{\ln 2 - 19/24}{\ln 2 + 19/4} \approx 0,018.$$

O1-3.20

Холодильная машина с идеальным многоатомным газом в качестве рабочего вещества работает по циклу, состоящему из адиабатического расширения, изохорического нагрева и изотермического сжатия (рис. 394). Коэффициент сжатия $1:4$. Определить, какое количество электроэнергии будет затрачено такой машиной для охлаждения одного литра воды от $t_1 = 25^\circ\text{C}$ до $t_2 = 5^\circ\text{C}$. Машину считать идеальной, и потерями за счет теплоподвода к холодильной камере пренебречь.

3.

$$20. A = c_B m_B (t_1 - t_2) \left\{ \left[(\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} \right] \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right]^{-1} - 1 \right\} = 21 \text{ кЖ}.$$

O1-3.21

Термодинамическая система, рабочим веществом которой является двухатомный идеальный газ, совершает обратимый круговой процесс, изображенный на рис. 395.

Найти КПД этого цикла, если известно, что все процессы - политропические; в частности, 1-2 - изобара, 2-3 - изохора, а 4-1-изотерма.

3.

21. $\eta = \frac{4-6 \ln 2}{123} = -0,144\%$. Отрицательный КПД не имеет смысла, но знак «минус» говорит об отрицательной «полезной работе», т. е. данное устройство не тепловая машина, а, скорее, «утилизатор внешней работы».

O1-3.22

Моль идеального одноатомного газа из начального состояния 1 с температурой 100К, расширяясь через турбину в пустой сосуд, переходит в состояние 2, совершая некоторую работу. Этот переход происходит без подвода и отдачи тепла. Затем газ сжимают в двух процессах, возвращая его в состояние 1.

Сначала сжатие происходит в процессе 2-3, когда давление является линейной функцией объема, а затем в адиабатическом квазистатическом процессе 3 – 1. Найти работу, совершенную газом при расширении через турбину в процессе 1 – 2, если при сжатии в процессах 2-3-1 над газом была совершена работа 1091 Дж. Известно, что $T_2 = T_3$; $V_2 = 2V_3$.

3.

$$22. A_{12} = \frac{-A_{231} - RT_1 \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha}}{1 - \frac{R(\alpha^2 - 1)}{2\alpha C_V}} = 935 \text{ Дж, где } \alpha = \frac{V_3}{V_2} = 2.$$

O1-3.23. Изобара, политропа, изотерма

Один моль идеального одноатомного газа, занимающего объем V_1 при давлении P_1 , расширяется при постоянном давлении до объема $2V_1$, потом сжимается в политропическом процессе до объема $V_1/2$ и давления $P_1/4$, затем изотермически расширяется до исходного объема V_1 . Цикл завершается повышением давления при постоянном объеме. Найти КПД цикла.

3.

$$23. \eta = \frac{1+2 \ln 2}{61+2 \ln 2} \approx 0,04.$$

O1-3.24

Идеальная тепловая машина работает по Холодильному циклу между резервуарами с кипящей водой (100°C) и тающим льдом (0°C). Чему равна затраченная работа, если в результате в горячем резервуаре 1 кг воды превратился в пар? Какое количество льда образовалось при этом в холодном резервуаре? В условиях постоянного давления, при котором поддерживаются резервуары, теплота парообразования воды $\lambda = 2260 \text{ кДж/кг}$, теплота плавления льда $q = 335 \text{ кДж/кг}$.

3.

$$24. A \approx 600 \text{ кДж; } m_{\text{льда}} = 4,86 \text{ кг}.$$

О1-3.25 Работа системы “вода и лед”

Какую максимальную работу можно получить от периодически действующей тепловой машины, нагревателем которой служит $m_1 = 1$ кг воды при начальной температуре $T_1 = 373\text{K}$, а холодильником $m_2 = 1$ кг льда при температуре $T_2 = 273\text{K}$, к моменту, когда растает весь лед? Чему будет равна температура воды в этот момент? Удельная теплота плавления льда $q = 80$ ккал/кг. Зависимостью теплоемкости воды от температуры пренебречь.

3.

25. $A_{\max} = cm_1(T_1 - T) - qm_2 = 62$ кДж; $T = T_1 \exp\left(-\frac{m_2 q}{cm_1 T_2}\right) = 278$ K, где c - удельная теплоемкость воды.

О1-3.26 Работа системы “вода и пар”

Какую максимальную работу можно получить от периодически действующей тепловой машины, нагревателем которой служит $m_1 = 1$ кг насыщенного водяного пара при температуре $T_1 = 373\text{K}$, а холодильником $m_2 = 10$ кг воды при начальной температуре $T_2 = 273\text{K}$ к моменту, когда весь пар сконденсируется в воду.

Чему будет равна в этот момент температура воды в холодильнике? Удельная теплота парообразования для воды (при 373K) равна $\lambda = 539$ ккал/кг. Зависимостью теплоемкости воды от температуры пренебречь.

3.

26. $A_{\max} = \lambda m_1 - cm_2(T - T_2) = 480$ кДж; $T = T_2 \exp\left(\frac{m_1 \lambda}{cm_2 T_1}\right) = 315$ K, где c - удельная теплоемкость воды.

О1-3.27

В идеальном холодильнике замораживается вода в ванночке, а тепло отдается воде в банке, масса воды $M = 10$ кг, начальная температура $t_1 = 20^\circ\text{C}$. Какая масса льда образуется в ванночке из воды с начальной температурой $t_0 = 0^\circ\text{C}$ за то время, пока вода в банке нагревается до температуры $t_2 = 100^\circ\text{C}$? Теплоемкостью банки пренебречь. Удельная теплота плавления льда $q = 80$ ккал/кг. Зависимостью теплоемкости воды от температуры пренебречь.

3.

$$27. m_{\Omega} = \frac{McT_0}{q} \ln \frac{T_2}{T_1} \approx 8,2 \text{ кг.}$$

О1-3.28

Один моль воды охлаждается от 25°C до 0°C и замерзает. Все выделившееся при этом тепло получено холодильной машиной, работающей по обратимому циклу, и передано другому молью воды, в результате чего его температура возросла от 25°C до 100°C . Определить, какое количество воды обратилось в пар и какую работу при этом совершила холодильная машина. Теплота испарения воды при 100°C $\lambda = 41$ кДж/моль, а теплота плавления льда при 0°C $q = 6$ кДж/моль. Теплоемкость воды считать не зависящей от температуры.

3.

$$28. v \approx 0,094 \text{ моль; } A \approx 1,62 \text{ кДж.}$$

О1-3.29

Постоянная температура 18°C в комнате поддерживается электронагревателем мощностью 500 Вт. Температура воздуха снаружи -21°C . Для поддержания в комнате той же температуры можно использовать вместо электронагревателя тепловой насос (тепловая машина, работающая по холодильному циклу). Какую минимальную мощность будет потреблять от электросети тепловой насос, работающий с максимально возможной эффективностью?

3.

$$29. N_{\text{r.t.}} = N \frac{T_1 - T_2}{T_1} \approx 67 \text{Br.}$$

O1-3.30

Для поддержания в комнате постоянной температуры 21°C используется кондиционер; температура наружного воздуха 42°C . На сколько нужно увеличить мощность, потребляемую кондиционером из электросети, чтобы после включения в комнате электролампочки мощностью $N = 150 \text{ Вт}$ температура не изменилась? Считать, что кондиционер работает с максимально возможной эффективностью.

3.

$$30. \Delta N = N \frac{T_2 - T_1}{T_1} = 10,7 \text{Br.}$$

O1-3.31

3.

31. На 20%.

O1-3.32

3.

$$32. t = \frac{5}{2} \frac{pV\Delta T}{T_{\text{B}}N} \left(1 - \frac{T_{\text{K}}}{T_{\text{с}}}\right) \approx 76 \text{с.}$$

O1-3.33

Имеются ν молей льда при температуре $t_0 = 0^\circ\text{C}$ и окружающая среда при температуре T . Найти максимальную работу, которую может при этом совершить идеальная тепловая машина.

3.

$$33. A = \nu q \left(\frac{T}{T_0} - 1\right) + \nu C_{\text{В}} \left(T \ln \frac{T}{T_0} - T + T_0\right), \text{ где } q - \text{молярная теплота плавления льда, } C_{\text{В}} - \text{молярная теплоемкость воды.}$$

O1-3.34

Оценить, какую можно совершить работу, имея айсберг объема 1 км^3 в качестве холодильника и океан в качестве нагревателя. Удельная теплота плавления льда $q = 335 \text{ кДж/кг}$, а его плотность $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$.

3.

$$34. A \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ Дж.}$$

O1-3.35

Атмосфера Земли может рассматриваться как гигантская тепловая машина, в которой роль нагревателя и холодильника играют экваториальная зона и зоны полюсов, а источником энергии является солнечная радиация. Считая, что полный поток солнечной энергии, поступающей на Землю, равен $1,7 \cdot 10^{17} \text{ Вт}$, а КПД рассматриваемой «машины» на порядок меньше максимально возможного, оценить среднюю мощность ветров в расчете на 1 км^2 земной поверхности.

3.

35. $N \approx 6 \cdot 10^6 \text{Вт/км}^2$.

O1-3.36

Оценить максимальную мощность, которую можно получить от циклической установки, использующей термальную энергию океана в области, где скорость океанского течения $u \approx 0,1 \text{ м/с}$. Считать, что поверхностный слой толщиной $h \approx 1 \text{ км}$ имеет избыточную температуру $\Delta T \approx 20 \text{ К}$. Ширина установки в направлении, перпендикулярном скорости течения, $L \approx 1 \text{ км}$.

3.

36. $N = \frac{1}{2} \rho c h L u \frac{(\Delta T)^2}{T} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ кВт}$, где ρ и c - плотность и удельная теплоемкость воды соответственно.

O1-3.37

Какую минимальную работу должен совершить двигатель идеального холодильника, чтобы, работая в среде, имеющей температуру T , v молей воды охладить до $t_0 = 0^\circ \text{С}$ и превратить в лед?

3.

37. $A = vq \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right) + vC_s \left(T \ln \frac{T}{T_0} - T + T_0 \right)$, где q - молярная теплота плавления льда, C_s - молярная теплоемкость воды.

O1-3.38

Рабочее вещество тепловой машины совершает цикл Карно между изотермами с температурами T и T_1 . Теплообмен между нагревателем с температурой $T_2 = 1250 \text{ К}$ и рабочим веществом при $T < T_2$ осуществляется вследствие теплопроводности по закону $a(T_2 - T)$, где $a = 1 \text{ кВт/К}$. Теплообмен рабочего вещества с холодильником совершается при температуре холодильника $T_1 = 200 \text{ К}$. Полагая, что длительности изотермических процессов одинаковы, а адиабатических весьма малы, найти температуру T , при которой мощность машины максимальна, и ее величину $N_{\max}$.

3.

38. $T = \sqrt{T_1 T_2} = 500 \text{ К}$; $N_{\max} = 225 \text{ кВт}$.

1.8 Problems about thermodynamic cycles 2**O1-3.39**

3.

39. $T = \sqrt{T_1 T_2} = 400 \text{ К}$; $N_{\max} = \frac{a}{2} (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2})^2 \approx 100 \text{ кВт}$.

O1-3.40

3.

40. $S \approx 0,023R$ (руб), где S - стоимость изготовления 1 кг льда, а R - текущая стоимость 1 кВт - ч электрической энергии.

O1-3.41

Рассмотрев бесконечно малый цикл Карно и воспользовавшись теоремой Карно, доказать, что внутренняя энергия и теплоемкость физически однородного и изотропного тела удовлетворяют соотношениям:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P, \quad \left(\frac{\partial C_V}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_V.$$

С помощью этих соотношений и уравнения состояния для идеальных газов доказать, что внутренняя энергия и теплоемкость идеального газа зависят только от температуры, но не от объема, занимаемого данной массой газа.

3.

41* Решение. Возьмем на диаграмме P, V (рис. 477) две бесконечно близкие изотермы $1-2$ и $3-4$ и две бесконечно близкие адиабаты $2-3$ и $4-1$ и применим к циклу $1-2-3-4$ теорему Карно. Тепло Q_1 , полученное системой на изотерме $1-2$, равно $Q_1 = A_1 + \Delta U$, где $A_1 = P\Delta V$ - работа, совершенная системой на изотерме $1-2$, а $\Delta U = \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T \Delta V$ - изменение внутренней энергии на той же изотерме. Работа цикла изобразится площадью $1-2-3-4$. С точностью до величин высшего порядка малости при вычислении этой площади фигуру $1-2-3-4$

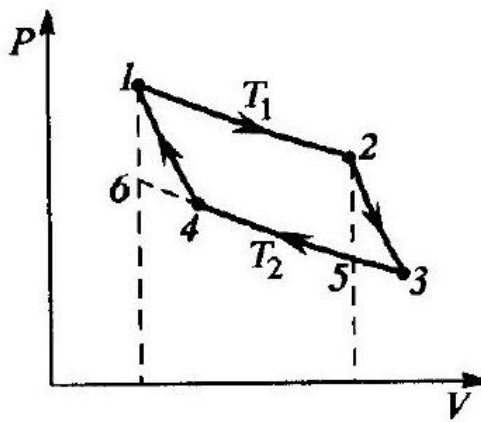


Рис. 477 можно заменить параллелограммом. Его площадь, очевидно, равна площади параллелограмма $1-2-5-6$, т. е. $A = \Delta P \Delta V = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \Delta T \Delta V$, где $\Delta T = T_1 - T_2$. По теореме Карно $A/Q_1 = \Delta T/T_1$. Подставляя сюда выражения для A и Q_1 , получим первую из формул, которые надо доказать. Вторая формула получается из первой дифференцированием по T при постоянном V .

O1-3.42

Энтальпией или тепловой функцией физически однородного и изотропного вещества называется функция состояния, определяемая выражением $I = U + PV$. Рассмотрим бесконечно малый цикл Карно и применив к нему теорему Карно, покажем, что энтальпия I и теплоемкость C_P удовлетворяют соотношениям:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P, \quad \left(\frac{\partial C_P}{\partial P}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}\right)_P.$$

3.

42. Решение. Перепишем для удобства первое начало термодинамики $\delta Q = dU + PdV$ в виде $\delta Q = dI - VdP$. Затем возьмем на PV диаграмме (рис. 477) две бесконечно близкие изотермы $1-2$ и $3-4$ и две бесконечно близкие адиабаты $2-3$ и $4-1$ и применим к циклу $1-2-3-4$ теорему Карно. Тепло Q_1 , полученное системой на изотерме $1-2$, равно

$$Q_1 = I_2 - I_1 - V(P_2 - P_1)$$

Так как изменение энтальпии $I_2 - I_1$ происходит по изотерме, то

$$Q_1 = \left[\left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T - V \right] (P_2 - P_1)$$

Работа цикла A изобразится площадью $1-2-3-4$. С точностью до бесконечно малых высшего порядка фигура $1-2-3-4$ может считаться параллелограммом. Площадь этого параллелограмма

равна площади параллелограмма 1 - 2 - 5 - 6. Последняя в свою очередь равна длине основания 6 - 1, умноженной на высоту $(V_2 - V_1)$. Поскольку точкам 1 и 6 соответствуют одинаковые объемы, но разные температуры, длина основания 6 - 1 равна $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V (T_1 - T_2)$. Поэтому для работы цикла получаем

$$A = \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V (T_1 - T_2) (V_2 - V_1)$$

или, воспользовавшись тождеством $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$:

$$A = -\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P (T_1 - T_2) (P_2 - P_1)$$

По теореме Карно $A/Q_1 = (T_1 - T_2)/T_1$. Подставляя сюда значения для A и Q_1 , получим первую из доказываемых формул. Вторая получается из первой дифференцированием по P , так как $C_P = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_P$.

O1-3.43

С помощью бензиновой горелки в помещении поддерживается температура $t_1 = -3^\circ\text{C}$ при температуре на улице $t_2 = -23^\circ\text{C}$. Предлагается использовать бензин в движке с КПД $\eta = 0,4(40\%)$, а с помощью полученной механической энергии запустить тепловой насос, перекачивающий по холодильному циклу теплоту с улицы в комнату. Какой должна быть в этом случае температура в помещении t_x ? Движок находится вне помещения; расход бензина в нем такой же, как в горелке.

3.

43. $t_x = 26^\circ\text{C}$.

O1-3.44

Бытовой холодильник при комнатной температуре $t_1 = 27^\circ\text{C}$ поддерживает температуру в камере равной $t_2 = 7^\circ\text{C}$. Считая холодильный агрегат идеальной машиной, работающей между комнатой и камерой холодильника, определить, какой будет температура в камере t_x при том же расходе электроэнергии, если температура в комнате снизится до $t_3 = 20^\circ\text{C}$.

3.

44. $t_x = 0^\circ\text{C}$.

O1-3.45

3.

45. $A = P_0 V_0 (-\ln \alpha) = 12,4 \text{ кДж}$.

O1-3.46

В зимний день температура воздуха на улице, сначала равная -9°C , понизилась еще на 10°C . Для обогрева комнаты используется тепловой насос, работающий между комнатой и улицей. Считая тепловой насос идеальной машиной, определить, во сколько раз при этом изменились затраты энергии для поддержания температуры в комнате, равной 21°C .

3.

46. $\frac{A_2}{A_1} = \left(\frac{T_{\text{ком}} - T_{\text{ул}2}}{T_{\text{ком}} - T_{\text{ул}1}}\right)^2 = \frac{16}{9} \approx 1,78$.

O1-3.47

В летний день температура воздуха на улице, сначала равная 26°C , повысилась на 5°C . Считая кондиционер идеальной машиной (работающей между комнатой и улицей), определить, во сколько раз при этом изменились затраты энергии для поддержания температуры в комнате, равной 21°C .

3.

$$47. \frac{A_2}{A_1} = 4.$$

O1-3.48 Холодильник с притоком тепла (???)

В бытовом холодильнике поддерживается температура $T_0 = 273\text{K}$, а в комнате, где он установлен, $T_1 = 295\text{K}$. Из-за плохой теплоизоляции холодильника внутрь его из комнаты происходит приток тепла $Q = 8 \cdot 10^6$ Дж/сут и чтобы поддерживать в холодильнике температуру 273K , требуется непрерывно удалять данную теплоту Q . Найти мощность W , которая необходима для работы холодильника, полагая холодильник идеальной холодильной машиной Карно. Определить, сколько воды в сутки можно испарить в котле, если использовать холодильник как тепловой насос с такой же мощностью для перекачки теплоты из тепловой насос тел, имеющий температуру $T_2 = 373\text{K}$. Теплота испарения воды $\lambda = 2260$ Дж/г.

3.

$$48. W = 6,45 \cdot 10^5 \text{ Дж/сут} = 7,5 \text{ Вт}; m_{\text{В}} = 1,36 \text{ кг/сут.}$$

O1-3.49 Гольфстрим как нагреватель, айсберг как холодильник

Айсберг массой $m = 10^{10}$ кг, имеющий температуру $T_0 = 273\text{K}$, дрейфует в течении Гольфстрим, температура воды которого $T_1 = 295\text{K}$. Найти максимальную работу тепловой машины A_{max} , использующей Гольфстрим как нагреватель и айсберг как холодильник, за то время, когда весь айсберг растает. Определить, сколько воды можно испарить в котле за счет этой работы, если использовать ее в тепловом насосе для перекачки теплоты из течения Гольфстрим в котел с температурой $T_2 = 373\text{K}$. Теплота плавления льда $q = 335$ Дж/г, теплота испарения воды $\lambda = 2260$ Дж/г.

3.

$$49. A_{\text{max}} = mq \left(\frac{T_1}{T_0} - 1 \right) = 2,7 \cdot 10^{14} \text{ Дж}; m_{\text{В}} = 5,7 \cdot 10^8 \text{ кг.}$$

50

3.

$$50. \eta = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma-1} = 0,412.$$

51

3.

$$51. \eta = 1 - \frac{\beta^{\gamma}-1}{\gamma\epsilon^{\gamma-1}(\beta-1)}.$$

52

3.

$$52. A_{\text{max}} = \frac{3}{2} R (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_3})^2.$$

ТУЙМ-61. Фотонный газ (2003)

С точки зрения квантовой физики электромагнитное излучение представляет собой множество хаотически движущихся и не взаимодействующих друг с другом частиц - фотонов. Другими словами, электромагнитное излучение представляет собой фотонный газ, который во многом аналогичен идеальному газу, рассматриваемому в молекулярно-кинетической теории. Есть и существенные отличия. Все фотоны движутся с одинаковой скоростью (скоростью света в вакууме), и их число не остаётся постоянным при изменении состояния: фотоны рождаются и поглощаются. Тем не менее, ряд свойств фотонного газа можно установить, опираясь на молекулярно-кинетическую теорию идеальных газов, что и предлагается проделать в данной задаче.

1) Докажите, что давление P , оказываемое частицами идеального газа на плоскую поверхность, определяется формулой

$$P = \frac{1}{3} n \langle \vec{v} \cdot \vec{p} \rangle$$

где n - число частиц в единице объёма, $\vec{v}$ - скорость частиц, $\vec{p}$ - их импульс, $\langle \vec{v} \cdot \vec{p} \rangle$ - среднее значение скалярного произведения $\vec{v} \cdot \vec{p}$.

1) Используя формулу для давления частиц идеального газа (1), докажите, что давление света P можно вычислить по формуле

$$P = \frac{1}{3} u$$

где u - объёмная плотность энергии излучения.

1) Докажите, рассматривая цикл Карно для фотонного газа при малых изменениях температуры и объёма, что световое давление пропорционально четвёртой степени абсолютной температуры.

1) Используя результаты предыдущего пункта, получите закон Стефана-Больцмана для мощности излучения абсолютно чёрного тела с единицы поверхности:

$$W = \sigma T^4$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана, а T - абсолютная температура. Получите соотношение между σ и коэффициентом пропорциональности между давлением и четвёртой степенью температуры. При выводе учтите, что число частиц газа, соударяющихся с единицей поверхности стенки в единицу времени, равно

$$\nu = \frac{1}{4} n \langle v \rangle$$

где n - число частиц в единице объёма, а $\langle v \rangle$ - средний модуль скорости частиц.

1) Вычислите КПД цикла, совершаемого над фотонным газом. Цикл состоит из четырёх последовательных процессов:

- 1) изобарическое расширение из состояния с температурой T_1 ,
- 1) переход в состояние с температурой T_2 по закону $PV^{4/3} = \text{const}$,
- 1) изобарическое сжатие,
- 1) переход в исходное состояние снова по закону $PV^{4/3} = \text{const}$.

ТУЙМ-61. Фотонный газ (2003)

Давление газа обусловлено ударами его частиц о стенки сосуда. Величина давления равна средней силе, действующей на единицу площади стенки. Найдём среднюю силу F_i , с которой действуют на стенку частицы, имеющие скорость $\vec{v}_i$ и импульс $\vec{p}_i$, направленные под углом α_i к нормали стенки. Для этого применим закон изменения импульса, считая удар частиц упругим. За время Δt о единичную площадку стенки ударятся $N_i = n_i v_i \cos \alpha_i \Delta t$ таких частиц, где n_i - их число в единице объёма:

$$2N_i p_i \cos \alpha_i = 2n_i v_i \cos \alpha_i p_i \cos \alpha_i = F_i \Delta t.$$

Давление газа P составляет

$$P = \langle F_i \rangle = 2 \langle n_i v_{ix} p_{ix} \rangle = 2 \langle v_{ix} p_{ix} \rangle \frac{1}{2} n,$$

где ось x перпендикулярна к стенке. Множитель $1/2$ поставлен потому, что лишь половина частиц, имеющих одно и то же значение $\vec{v}_i \cdot \vec{p}_i$, движется к стенке, а другая - в противоположном направлении. Из-за хаотичности движения частиц

$$\langle p_i \cos \alpha_i \cdot v_i \cos \alpha_i \rangle = \langle v_{ix} p_{ix} \rangle = \frac{1}{3} \langle v_{ix} p_{ix} + v_{iy} p_{iy} + v_{iz} p_{iz} \rangle = \frac{1}{3} \langle \vec{v} \cdot \vec{p} \rangle.$$

Подставляя это выражение в формулу (171), получим

$$P = \frac{1}{3} n \langle \vec{v} \cdot \vec{p} \rangle$$

Ответ на второй пункт задачи просто следует из полученной формулы, если принять во внимание, что масса фотона равна нулю и поэтому его энергия $E = pc$, где c - скорость света, то есть скорость фотонов $v = c$:

$$P = \frac{1}{3}nE = \frac{1}{3}u$$

где $u = nE$ - энергия единицы объёма фотонного газа.

Рассматриваемый в третьем пункте цикл Карно изображён на рис. 127.

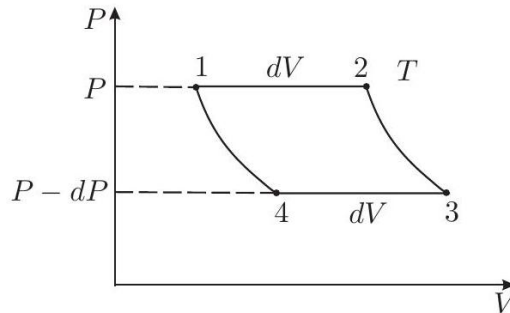


Рис. 127

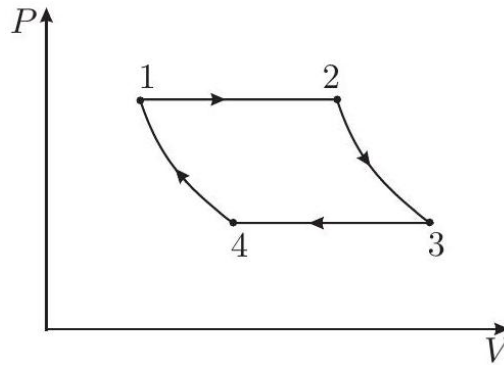


Рис. 128 Давление фотонного газа отличается от плотности энергии излучения только множителем $1/3$ в формуле (172), а плотность энергии не зависит от объёма, подобно тому как масса единицы объёма не зависит от объёма всего тела. Поэтому давление газа фотонов не зависит от объёма, а определяется только температурой. Таким образом, изотермы 1-2 и 3-4 совпадают с изобарами, что отражено на рис. 127. Вследствие малости dT и dP график рассматриваемого цикла можно приближённо считать параллелограммом. Тогда его «площадь» равна $dP \cdot dV$, и получаем следующую формулу для КПД цикла:

$$\eta = \frac{dT}{T} = \frac{\delta A}{\delta Q} = \frac{dP \cdot dV}{\delta Q}$$

Количество теплоты δQ , сообщаемое фотонному газу при изотермическом расширении, выразим из первого начала термодинамики:

$$\delta Q = dU + PdV = u dV + PdV = 4PdV$$

Подставим последнее выражение в формулу (173):

$$\frac{dT}{T} = \frac{dP \cdot dV}{4PdV}$$

Путём интегрирования находим

$$P = aT^4$$

где a - некоторая постоянная величина.

В четвёртом пункте требуется, используя формулу (174), получить выражение для мощности W излучения единицы поверхности абсолютно чёрного тела. Для этого нужно сложить энергии всех фотонов, излучаемых в единицу времени единицей площади поверхности:

$$W = \sum \nu_i E_i$$

где E_i - энергия фотонов i -го сорта, а ν_i - их число, излучаемое в единицу времени единичной площадкой. Из условия известно, что

$$\nu_i = \frac{1}{4} n_i \langle v_i \rangle$$

где n_i - число фотонов i -го сорта в единице объёма, а $\langle v_i \rangle = c$ - скорость движения фотонов. Используя выражение для ν_i , а также формулу (174), получим закон Стефана-Больцмана:

$$W = \frac{1}{4} \sum n_i c E_i = \frac{c}{4} u = \frac{c}{4} 3P = \frac{3}{4} c a T^4 = \sigma T^4,$$

где $\sigma = 3ca/4$. Таким образом, постоянная Стефана-Больцмана отличается от коэффициента пропорциональности a , входящего в формулу (174), лишь множителем $3c/4$.

Часто в литературе в формуле

$$\nu = \frac{1}{4} n \langle v \rangle$$

вместо $1/4$ пишут множитель $1/6$. Такой результат получается в более грубой модели, в которой рассматривается движение частиц только в трёх взаимно перпендикулярных направлениях.

В последнем пункте требуется найти КПД цикла, изображённого на рис. 128. Как было выяснено ранее, изобары 1-2 и 3-4 для фотонного газа совпадают с изотермами, так что рассматриваемый цикл похож на цикл Карно. В цикле Карно процессы 2-3 и 4-1 должны быть адиабатическими. В данной задаче эти процессы описываются уравнением $PV^{4/3} = \text{const}$. Чтобы сравнить процессы 2-3 и 4-1 с адиабатическими, нужно получить уравнение адиабаты фотонного газа. Для этого применим первое начало термодинамики и формулу (172):

$$\delta Q = \delta A + dU = 4PdV + 3VdP = 0$$

Отсюда получим

$$\frac{dP}{P} = -\frac{4}{3} \frac{dV}{V}$$

После интегрирования находим

$$PV^{4/3} = \text{const}$$

Таким образом, в задаче речь идёт именно о цикле Карно, коэффициент полезного действия которого, как известно, не зависит от рода рабочего вещества и равен

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

в том числе и для рассматриваемого в задаче цикла с фотонным газом.

ТУЙМ-62. Процесс над газом (2004)

Над одним молем идеального газа совершают процесс, показанный на рис. 23. Найдите максимальную температуру газа в течение этого процесса (процесс считать квазистатическим).

ТУЙМ-62. Процесс над газом (2004)

Каждая точка графика характеризует состояние газа. Зная давление p и объём V , с помощью уравнения Менделеева-Клапейрона можно найти температуру газа T . Прделав такие вычисления для ряда точек, можно построить график в координатных осях (T, V) . Соединив точки плавной линией, можно приблизительно отсчитать искомое значение максимальной температуры. Естественно, подобный план удобно реализовать используя, например, компьютерную систему MathCAD. На рис. 129 показано такое построение. Видно, что $T_{\max} \approx 4,5 \cdot 10^2$ К. Нельзя ли в данном случае обойтись без этого общего метода? Если бы мы умели быстро рисовать на данном в условии графике изотермы, то достаточно было бы подобрать изотерму, касающуюся этого графика. Вот если бы изотермы были прямыми линиями, то их можно было бы начертить с помощью линейки. Можно ли сделать изотермы прямолинейными?

Уравнение Менделеева-Клапейрона позволяет положительно ответить на этот вопрос:

$$p = \frac{\nu RT}{V}$$

Функция $p = p(1/V)$ линейная при $T = \text{const}$. Следовательно, нужно построить график заданного процесса в осях $(p, 1/V)$. Такое построение выполнено на рис. 130. Здесь же проведена и изотерма, касающаяся данного графика. Точка касания соответствует искомому состоянию. Температуру его удобно найти как угловой коэффициент построенной прямой. Из уравнения (175) следует, что

$$T = \frac{pV}{\nu R} \approx 4,6 \cdot 10^2 \text{ K}$$

Видно, что результаты, полученные обоими методами, приблизительно совпадают.

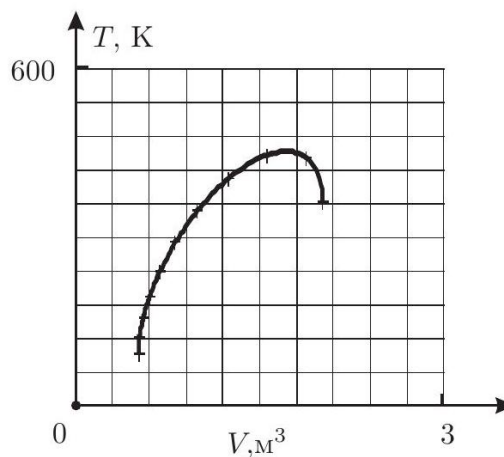


Рис. 129

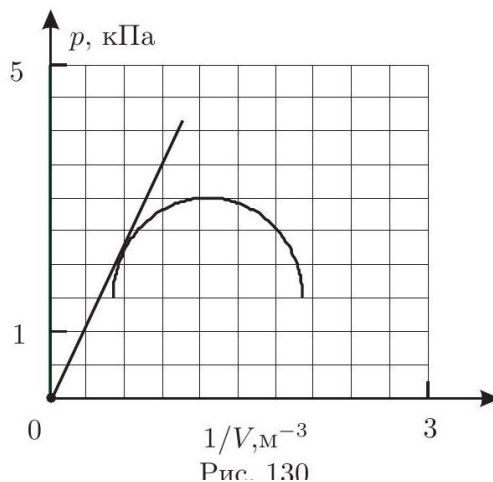


Рис. 130

ТУЙМ-63. Термодинамический цикл (2004)

С одним молем идеального одноатомного газа провели замкнутый цикл, изображённый на рис. 24, где 1-2 - изотерма, 2-3 - изобара, 3-4 - политропа, для которой $C = R/2$, и 4-1 - изохора. Минимальная температура, достигаемая газом в цикле, $T_{\min} = 300 \text{ K}$. Политропическим процессом называется процесс, происходящий с постоянной теплоёмкостью C .

1) Укажите точки на цикле, в которых газ достигает максимальной $T_{\max}$ и минимальной $T_{\min}$ температуры, и определите $T_{\max}$.

1) Определите количество теплоты Q_+ , подведённое к газу за цикл.

1) Определите работу A газа за цикл.

1) Определите КПД цикла η и сравните с КПД идеальной тепловой машины, работающей между нагревателем и холодильником с температурами соответственно $T_{\max}$ и $T_{\min}$.

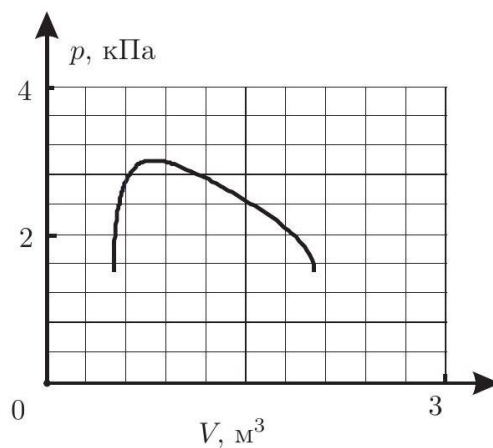


Рис. 23

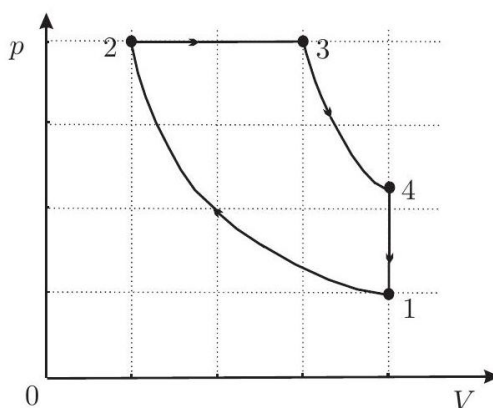


Рис. 24

ТУЙМ-63. Термодинамический цикл (2004)

Очевидно, что температура газа минимальна на изотерме 1-2 (рис. 131). В процессе 2-3 газ нагревается, поскольку совершает положительную работу, а в процессе 3-4 охлаждается, из-за того что

$$C - C_V = p dV/dT < 0$$

Самая высокая температура оказывается в точке 3. Для нахождения этой температуры воспользуемся уравнением Менделеева-Клапейрона:

$$T_{\max} = T_{\min} \frac{V_3}{V_2} = 3T_{\min} = 900 \text{ K}.$$

Тепло подводится к газу только на участке 2 – 3, поэтому

$$Q_+ = C_p (T_3 - T_2) = C_p (T_{\max} - T_{\min}).$$

Для одноатомного газа

$$C_p = \frac{5}{2}R$$

откуда

$$Q_+ = \frac{5}{2}R(T_{\max} - T_{\min})$$

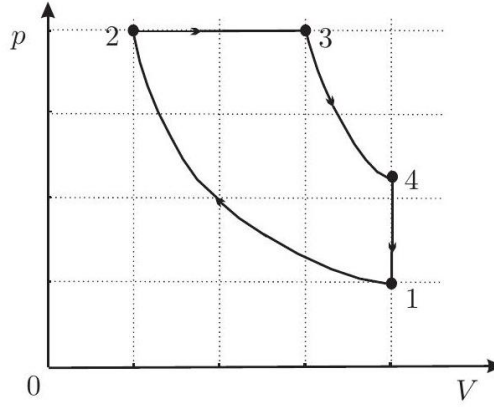


Рис. 131

Подставляя численные данные, находим $Q_+ = 12,5$ кДж.
Для работы имеем

$$A = A_{23} + A_{34} - A_{21}.$$

Поскольку участок 2-3 - изобара, имеем

$$A_{23} = p_2 (V_3 - V_2) = R (T_3 - T_2) = R (T_{\max} - T_{\min}).$$

Работу в политропическом процессе находим согласно второму началу термодинамики:

$$C (T_4 - T_3) = C_V (T_4 - T_3) + A_{34}, \quad \text{или} \quad (C_V - C) (T_{\max} - T_4) = A_{34}.$$

Для точного определения T_4 найдём уравнение политропы. Из второго начала термодинамики $pdV = (C - C_V) dT$. Из уравнения Менделеева-Клапейрона имеем $pdV + Vdp = RdT$. Из последних двух уравнений получаем

$$pdV = \frac{C - C_V}{R} (pdV + Vdp) \Rightarrow \int \frac{dV}{V} = \frac{C - C_V}{C_p - C} \int \frac{dp}{p} \Rightarrow pV^{\frac{C-C_p}{C-C_V}} = \text{const}.$$

По условию $C = R/2$, значит, на политропе $pV^2 = RTV = \text{const}$. Из графика цикла видно, что

$$\frac{V_3}{V_4} = \frac{3}{4}$$

ПоЭТОму

$$T_4 = \frac{3}{4} T_3 = \frac{3}{4} T_{\max} \quad \text{и} \quad A_{34} = (C_V - C) \frac{1}{4} T_{\max} = \frac{RT_{\max}}{4}.$$

Осталось определить работу на изотерме:

$$dA_{21} = pdV = RT_{\min} \frac{dV}{V}$$

откуда

$$A_{21} = RT_{\min} \int_{V_2}^{V_1} \frac{dV}{V} = RT_{\min} \ln \frac{V_1}{V_2}$$

Поскольку $\frac{V_1}{V_2} = 4$, получаем $A_{21} = RT_{\min} \ln 4$. Окончательно находим

$$A = R (T_{\max} - T_{\min}) + \frac{RT_{\max}}{4} - RT_{\min} \ln 4$$

Подставляя численные значения, находим $A \approx 3,40$ кДж.

КПД цикла рассчитывается по формуле $\eta = A/Q_+$. Она даёт $\eta \approx 27\%$. Для идеальной тепловой машины Карно имеем

$$\eta_0 = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}} \approx 67\%$$

что, естественно, больше, чем для цикла, изображённого на рис. 131, как и для любого другого между теми же тепловыми резервуарами.

ТУЙМ-66. Политропы (2007)

С некоторым количеством идеального газа провели ряд опытов: процессы NI, NA, NB_1, NB_2 и NB_3 (рис. 26). Начальное состояние газа (точка N) было одинаковым во всех опытах: газ находился под давлением P_0 и занимал объём V_0 . Дополнительно было измерено отношение молярных теплоёмкостей газа при постоянном давлении и при постоянном объёме: $\gamma = C_P/C_V$. Универсальная газовая постоянная R известна. Изображённые графики процессов являются качественными и не предназначены для количественных измерений.

1) В малой области вблизи некоторой точки любой квазистатический процесс можно считать линейным, то есть полагать, что давление является линейной функцией объёма: $P(V) = aV + b$. Найдите коэффициенты a_i и a_a соответственно для линейного приближения изотермы NI и адиабаты NA вблизи точки N .

1) Процессы NB_1, NB_2 и NB_3 являются политропическими (теплоёмкость постоянна), а их сравнительные графики изображены на рис. 26. Определите знак теплоёмкостей C_1, C_2 и C_3 в этих про-

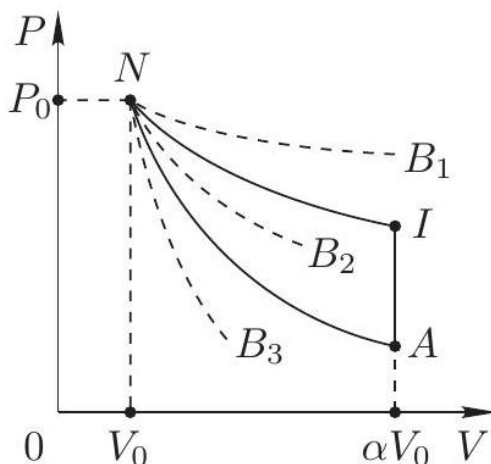


Рис. 26 цессах.

1) Произвольный политропический процесс (политропа) описывается уравнением $PV^n = \text{const}$, где $n = (C - C_P)/(C - C_V)$ - постоянная политропы, C - молярная теплоёмкость в рассматриваемом процессе. Касательные к графикам процессов NI, NA и NB_2 в точке N пересекают некоторую изохору в точках I_x, A_x и B_x соответственно. Известно, что NB_x - медиана треугольника NI_xA_x . Определите величины n и C для процесса NB_2 .

1) В точках I и A газ занимает одинаковый объём αV_0 , где α - известное число. Определите КПД η тепловой машины, работающей по циклу $NIAN$.

ТУЙМ-66. Политропы (2007)

1) Величина a является угловым коэффициентом касательной к графику процесса в точке N , поэтому

$$a = \left. \frac{dP}{dV} \right|_{V=V_0}$$

Уравнения изотермы и адиабаты имеют вид

$$PV = \text{const} = P_0 V_0 \quad \text{и} \quad PV^\gamma = \text{const} = P_0 V_0^\gamma.$$

Выразив отсюда P как функцию V и подставив в формулу (179), получим

$$a_i = - \left. \frac{P_0 V_0}{V^2} \right|_{V=V_0} = - \frac{P_0}{V_0}, \quad a_a = - \left. \gamma \frac{P_0 V_0^\gamma}{V^{\gamma+1}} \right|_{V=V_0} = - \gamma \frac{P_0}{V_0}.$$

1) Общая теплоёмкость определяется формулой $C = \delta Q/dT$, где δQ и dT - количество подведённой теплоты и повышение температуры на бесконечно малом участке процесса. Для определения знака C можно вместо δQ и dT подставлять малые конечные значения ΔQ и ΔT .

В изотермическом процессе NI температура не изменяется, следовательно, если некоторый процесс начинается в той же точке N и идёт выше NI , то температура в этом процессе повышается, а если ниже NI , то понижается. Таким образом, $\Delta T_1 > 0, \Delta T_2 < 0, \Delta T_3 < 0$.

В адиабатическом процессе NA теплообмен отсутствует, следовательно, если некоторый процесс начинается в той же точке N и идёт выше NA , то тепло в этом процессе подводится, а если ниже NA , то отводится. Таким образом, $\Delta Q_1 > 0, \Delta Q_2 > 0, \Delta Q_3 < 0$. Используя полученные соотношения, находим

$$C_1 \approx \frac{\Delta Q_1}{\Delta T_1} > 0, \quad C_2 \approx \frac{\Delta Q_2}{\Delta T_2} < 0, \quad C_3 \approx \frac{\Delta Q_3}{\Delta T_3} > 0$$

1) Аналогично первому пункту выразим угловой коэффициент касательной к графику процесса NB_2 в точке N :

$$a = -n \frac{P_0 V_0^n}{V^{n+1}} \Big|_{V=V_0} = -n \frac{P_0}{V_0}.$$

Пусть V_x - объём на указанной в условии изохоре, $P_{I_x}, P_{A_x}, P_{B_x}$ - давления в точках I_x, A_x и B_x соответственно, тогда в силу пропорциональности углового коэффициента тангенсу угла наклона касательной можно записать

$$a_i = \frac{P_{I_x} - P_0}{V_x - V_0}, \quad a_a = \frac{P_{A_x} - P_0}{V_x - V_0}, \quad a = \frac{P_{B_x} - P_0}{V_x - V_0}.$$

По свойству медианы $P_{I_x} - P_{B_x} = P_{B_x} - P_{A_x}$, откуда

$$a = \frac{a_i + a_a}{2} = -\frac{\gamma + 1}{2} \cdot \frac{P_0}{V_0}$$

Сравнивая выражения (180) и (181), находим $n = (\gamma + 1)/2$. По определению

$$n = \frac{C - C_P}{C - C_V}$$

откуда

$$C = \frac{nC_V - C_P}{n - 1} = C_V - \frac{C_P - C_V}{n - 1}$$

Используя соотношение Майера ($C_P - C_V = R$), из которого с учётом равенства $\gamma = C_P/C_V$ можно выразить $C_V = R/(\gamma - 1)$, и подставив значение n , получим

$$C = \frac{R}{\gamma - 1} - \frac{R}{n - 1} = -\frac{R}{\gamma - 1}$$

1) В процессе NI к газу подводят теплоту Q_1 и газ совершает работу A_1 . Изменение внутренней энергии идеального газа на изотерме равно нулю, поэтому $Q_1 = A_1$. В процессе IA от газа отводят теплоту Q_2 , а работа не совершается. В процессе AN над газом совершают работу A_2 , а теплообмена нет. По определению КПД

$$\eta = \frac{A_1 - A_2}{Q_1} = 1 - \frac{A_2}{A_1}$$

Работы A_1 на изотерме и A_2 на адиабате найдём, проинтегрировав $P(V)$:

$$A_1 = \int_{V_0}^{\alpha V_0} \frac{P_0 V_0}{V} dV = P_0 V_0 \ln V \Big|_{V_0}^{\alpha V_0} = P_0 V_0 \ln \alpha,$$

$$A_2 = \int_{V_0}^{\alpha V_0} \frac{P_0 V_0^\gamma}{V^\gamma} dV = \frac{P_0 V_0^\gamma V^{-\gamma+1}}{-\gamma+1} \Big|_{V_0}^{\alpha V_0} = P_0 V_0 \cdot \frac{1 - \alpha^{1-\gamma}}{\gamma - 1}.$$

Таким образом, находим искомый КПД:

$$\eta = 1 - \frac{1 - \alpha^{1-\gamma}}{(\gamma - 1) \ln \alpha}$$

ТУЙМ-69. «Кругловатый» цикл (2009)

С одноатомным идеальным газом был совершён цикл (рис. 28), который в PV -координатах при выбранных масштабах по осям состоит из двух участков: четверти окружности с центром в точке $(2V; P)$ и четверти окружности с центром в точке $(V; 2P)$. Найдите термодинамический КПД η этого цикла.

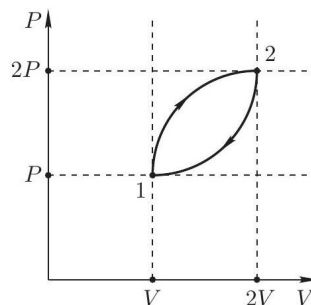


Рис. 28

ТУЙМ-69. «Кругловатый» цикл (2009)

На участке 1-2 (рис. 133) газ получал теплоту от нагревателя (обозначим её количество через Q_+), а на участке 2-1 газ отдавал теплоту холодильнику.

Найдём изменение внутренней энергии газа:

$$\Delta U_{12} = \frac{3}{2}(2P \cdot 2V - PV) = \frac{9}{2}PV$$

Работа газа на каждом из участков может быть найдена как площадь под графиком $P(V)$ в выбранном масштабе:

$$A_{12} = PV \left(1 + \frac{\pi}{4}\right) > 0$$

$$A_{21} = -PV \left(2 - \frac{\pi}{4}\right) < 0$$

Найдём работу газа за цикл:

$$A = A_{12} + A_{21} = \frac{\pi - 2}{2}PV$$

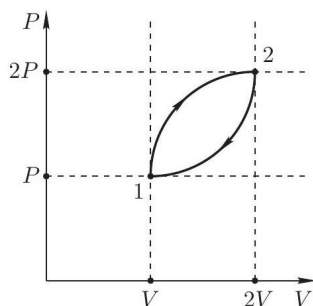


Рис. 133

По первому началу термодинамики

$$Q_+ = \Delta U_{12} + A_{12} = \frac{22 + \pi}{4}PV$$

Найдём КПД цикла:

$$\eta = \frac{A}{Q_+} = \frac{2\pi - 4}{22 + \pi} \approx 9,1\%$$

ТУЙМ-73. Абстрактный процесс (2011)

В ходе квазистатического изотермического процесса идеальный газ побывал ровно по одному разу во всех состояниях, в которых его давление P и объём V удовлетворяют уравнению

$$\left| \frac{P - P_0}{\Delta P} \right| + \left| \frac{V - V_0}{\Delta V} \right| = 1,$$

где $P_0, \Delta P, V_0, \Delta V$ - известные константы соответствующей размерности, причём $P_0 > \Delta P > 0$ и $V_0 > \Delta V > 0$. В начальном состоянии в сосуде находился только газ X , а увеличение количества газа происходило только за счёт добавления газа Y . Молярные массы обоих газов одинаковы.

- 1) Найдите модуль работы A газа во всём процессе.
- 1) Во сколько раз α увеличилось количество газа к концу процесса?
- 1) Найдите долю β газа X в смеси в конце процесса.

ТУЙМ-73. Абстрактный процесс (2011)

Графиком уравнения рассматриваемого процесса на PV -диаграмме является ромб, целиком расположенный в первой четверти (рис. 135). Поскольку газ побывал ровно по одному разу во всех допустимых состояниях, он совершил циклический процесс. Можно считать цикл замкнутым, хотя конечное состояние не совпадает с начальным, а лишь бесконечно близко к нему.

1) Работа газа за цикл равна площади, ограниченной циклом на PV -диаграмме:

$$A = 2\Delta P\Delta V$$

1) Поскольку температура, давление и объём газа в начальном и конечном состояниях одинаковы, согласно уравнению Менделеева-Клапейрона $PV = \nu RT$ одинаковы и количества газа, откуда $\alpha = 1$.

1) При выпуске части смеси из сосуда доли газов не изменяются, поэтому можно не рассматривать выпуск газа, а учитывать толь-

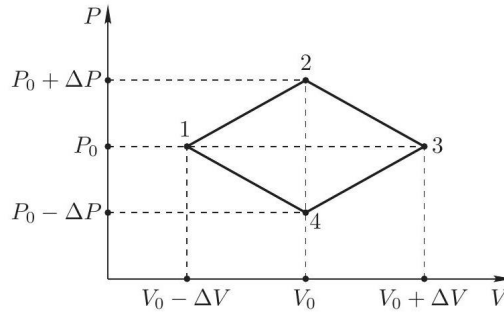


Рис. 135

ко добавление другого газа, тогда $\beta = \nu_{\min}/\nu_{\max}$, где $\nu_{\min}$ и $\nu_{\max}$ - минимальное и максимальное количество газа в ходе процесса. Можно убедиться, что β не зависит от выбора начального состояния и направления обхода цикла.

Поскольку множество состояний с одинаковыми температурами и количествами газа образуют гиперболу, $\nu_{\min}$ достигается в одной из точек 1 или 4, а $\nu_{\max}$ - где-то на отрезке 2-3. Согласно уравнению Менделеева-Клапейрона

$$\nu_1 RT = P_0(V_0 - \Delta V), \quad \nu_2 RT = (P_0 - \Delta P)V_0.$$

Сравнивая полученные выражения, находим

$$\nu_{\min} = \frac{1}{RT} \cdot \begin{cases} P_0(V_0 - \Delta V), & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \geq \frac{V_0}{\Delta V} \\ (P_0 - \Delta P)V_0, & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} \end{cases}$$

Для нахождения $\nu_{\max}$ запишем зависимость $P(V)$ для участка 2-3:

$$P = (P_0 + \Delta P) - \frac{\Delta P}{\Delta V}(V - V_0) = \frac{P_0\Delta V + \Delta P\Delta V + V_0\Delta P}{\Delta V} - \frac{\Delta P}{\Delta V}V$$

подставим её в уравнение Менделеева-Клапейрона:

$$\nu RT = \frac{P_0\Delta V + \Delta P\Delta V + V_0\Delta P}{\Delta V}V - \frac{\Delta P}{\Delta V}V^2$$

продифференцируем по V и приравняем к нулю:

$$P_0 + \Delta P + \frac{\Delta P}{\Delta V}V_0 - 2\frac{\Delta P}{\Delta V}V = 0$$

откуда

$$V = \frac{P_0\Delta V + \Delta P\Delta V + V_0\Delta P}{2\Delta P}$$

Если точка с таким объёмом лежит на отрезке 2 - 3, то есть если

$$V_0 \leq \frac{P_0\Delta V + \Delta P\Delta V + V_0\Delta P}{2\Delta P} \leq V_0 + \Delta V$$

или, после упрощения,

$$\frac{V_0}{\Delta V} - 1 \leq \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} + 1$$

то в этой точке достигается

$$\nu_{\max} = \frac{(P_0\Delta V + \Delta P\Delta V + V_0\Delta P)^2}{4\Delta P\Delta V}$$

Если же она лежит вне отрезка 2-3, то $\nu_{\max}$ достигается в одном из концов отрезка (наиболее близком к рассматриваемой точке). Таким образом, находим максимальное количество газа:

$$\nu_{\max} = \frac{1}{RT} \cdot \begin{cases} (P_0 + \Delta P) V_0, & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} - 1; \\ \frac{(P_0 \Delta V + \Delta P \Delta V + V_0 \Delta P)^2}{4 \Delta P \Delta V}, & \text{если } \frac{V_0}{\Delta V} - 1 \leq \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} + 1; \\ P_0 (V_0 + \Delta V), & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \geq \frac{V_0}{\Delta V} + 1. \end{cases}$$

Окончательный ответ имеет вид

$$\beta = \frac{A}{B},$$

$$A := \begin{cases} P_0 (V_0 - \Delta V), & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \geq \frac{V_0}{\Delta V}; \\ (P_0 - \Delta P) V_0, & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V}; \end{cases}$$

$$B := \begin{cases} (P_0 + \Delta P) V_0, & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} - 1; \\ \frac{(P_0 \Delta V + \Delta P \Delta V + V_0 \Delta P)^2}{4 \Delta P \Delta V}, & \text{если } \frac{V_0}{\Delta V} - 1 \leq \frac{P_0}{\Delta P} \leq \frac{V_0}{\Delta V} + 1; \\ P_0 (V_0 + \Delta V), & \text{если } \frac{P_0}{\Delta P} \geq \frac{V_0}{\Delta V} + 1. \end{cases}$$

1.9 Problems about Calculation of Entropy in Basic Setups

(тут не совсем на это, раскидаю потом!)

О1-4.1 Динамическое отопление

Идея динамического отопления, высказанная В. Томсоном (1852 г.), заключается в следующем. Топливо сжигается в топке теплового двигателя, который приводит в действие холодильную машину. Холодильная машина отнимает теплоту от природного резервуара воды (например, от грунтовой воды) и отдает ее воде в отопительной системе. Одновременно вода в отопительной системе служит холодильником теплового двигателя. Определить теоретическое (без учета потерь) количество тепла, которое получает отапливаемое помещение от сжигания 1 кг каменного угля, приняв следующие условия: удельная теплота сгорания угля $q = 8000$ ккал/кг; температура в котле паровой машины $t_1 = 210^\circ\text{C}$; температура воды в отопительной системе $t_2 = 60^\circ\text{C}$; температура грунтовой воды $t_3 = 15^\circ\text{C}$

4.

1. $Q \approx 20000$ ккал/кг.

Решение. Тепло, отдаваемое двигателем при его работе воде отопительной системы (холодильнику), равно

$$Q' = q \frac{T_2}{T_1}$$

Работа двигателя

$$A = q \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

расходуется на приведение в действие холодильной машины. Последняя берет от холодильника (грунтовая вода) тепло Q_3 и передает нагревателю (вода отопительной системы) тепло Q'' . При этом

$$Q'' = \frac{T_2}{T_3} Q_3, Q'' - Q_3 = Q'' \frac{T_2 - T_3}{T_2} = A$$

$$Q'' = A \frac{T_2}{T_2 - T_3} = q \frac{T_1 - T_2}{T_1} \frac{T_2}{T_2 - T_3}$$

Полное количество тепла, получаемое отапливаемым помещением, равно

$$Q = Q' + Q'' = q \frac{T_2 (T_1 - T_3)}{T_1 (T_2 - T_3)} \approx 20000 \text{ ккал / кг}$$

График зависимости величины Q/q от температуры в отопительной системе приведен на рис. 478.

Другой (более общий) метод решения задачи основан на неравенстве Клаузиуса.

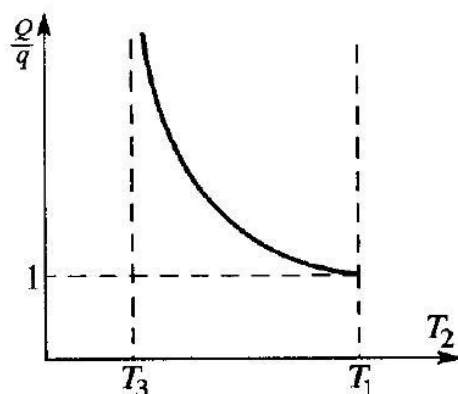


Рис. 478

O1-4.2

Внешнее давление, действующее на воду, увеличивают, одновременно подводя или отводя тепло таким образом, что объем воды остается неизменным. Нагреется или охладится вода, если начальная температура была: 1) ниже 4°C ; 2) выше 4°C ?

4.

2. 1) Охладится. 2) Нагреется.

Ответ следует из тождества $\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V = -\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$, если учесть условия стабильности физически однородного и изотропного вещества.

O1-4.3*.

Тепловая машина совершает круговой процесс, обмениваясь теплом с несколькими тепловыми резервуарами (нагревателями и холодильниками). Пользуясь неравенством Клаузиуса, показать, (???)

4.

3. Решение. Запишем неравенство Клаузиуса в виде

$$\int \frac{\delta Q_1}{T_1} - \int \frac{\delta Q_2}{T_2} \leq 0$$

где δQ_1 - элементарное тепло, получаемое машиной в круговом процессе от нагревателей, а δQ_2 - элементарное тепло, отдаваемое холодильникам. (Величины δQ_1 и δQ_2 существенно положительны.) Если вместо T_1 поставить максимальную, а вместо T_2 - минимальную температуру, то неравенство только усилится. Значит

$$\frac{1}{T_{\max}} \int \delta Q_1 - \frac{1}{T_{\min}} \int \delta Q_2 \leq 0$$

или

$$\frac{Q_1}{T_{\max}} - \frac{Q_2}{T_{\min}} \leq 0$$

где Q_1 - полное количество тепла, полученное машиной от нагревателей, а Q_2 - полное количество тепла, отданное холодильникам. Из полученного неравенства следует

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max}}$$

что и требовалось доказать.

О1-4.4!(1.5 мин) Цикл Карно в $T(S)$

В качестве основных переменных, характеризующих состояние тела, можно принять его температуру и энтропию. Изобразить графически цикл Карно на диаграмме, откладывая по оси абсцисс энтропию, а по оси ординат температуру. Вычислить с помощью этого графика КПД цикла.

4.

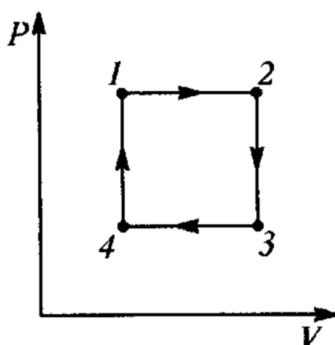
4. Работа и количество тепла численно равны площади цикла на диаграмме (прямоугольник).

(??? почему???)

Задача самой типичной термодинамики циклов.

О1-4.5(1.5 мин) Простейший цикл

Цикл состоит из двух изохор и двух изобар:



Показать, что для любого вещества с постоянными теплоемкостями C_V и C_P температуры в точках 1, 2, 3, 4 связаны соотношением $T_1 T_3 = T_2 T_4$.

Solution

Из $\delta S = \frac{\delta Q}{T}$

$$\int_1^2 C_p \frac{dT}{T} + \int_2^3 C_V \frac{dT}{T} + \int_3^4 C_p \frac{dT}{T} + \int_4^1 C_V \frac{dT}{T} = 0$$

Интегрируя, находим $(C_p - C_V) \ln \frac{T_2 T_4}{T_1 T_3} = 0$, откуда

$$\frac{T_2 T_4}{T_1 T_3} = 1$$

$$4.7. A = C \left[T_1 \ln \frac{T_1}{T_3} - (T_1 - T_3) \right].$$

О1-4.6

Цикл состоит из изобары 1–2, изохоры 2–3 и адиабаты 3–1 (рис. 399). Показать, что для любого вещества с постоянными теплоемкостями C_V и C_P температуры в точках 1, 2, 3 связаны соотношением $T_2/T_3 = (T_2/T_1)^\gamma$, где $\gamma = C_P/C_V$.

О1-4.7

Определить работу цикла, совершаемого любым веществом и состоящего из изотермы 1–2, политропы 2-3 и адиабаты 3–1 (рис. 400). Известно, что теплоемкость тела на политропе 2-3 равна C , а температуры на изотерме 1–2 и в состоянии 3 равны соответственно T_1 и T_3 .

О1-4.8(МФТИ-вступ-маг-2023.2)(1.5 мин) Треугольник в $T(S)$

Тепловые машины с произвольным веществом в качестве рабочего тела совершают обратимые термодинамические циклы имеют вид: Выразить КПД этих циклов через максимальную T_1 и минимальную T_2 температуры газа.

Solution

Мы знаем, что если бы был квадрат, то площадь его была равна подводимой теплоте в цикле Карно. Тут же оно в два раза меньше, поэтому КПД в два раза меньше, чем у цикла Карно:

$$\eta = \frac{1}{2} \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

$$4.8. \eta = \frac{T_1 - T_2}{2T_1}; \eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1 + T_2}.$$

О1-4.9

Цикл состоит из двух изотерм 1–2, 3–4 с температурами T_1 и T_2 и двух изохор 2-3, 4-1 (рис. 403). На изотерме с температурой T_1 получено тепло Q_1 . Определить работу цикла, если теплоемкость рабочего вещества C_V зависит только от его температуры, но не зависит от объема.

4.

$$9. A = Q_1 \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

О1-4.10

Обратимый цикл состоит из изотермического расширения, изобарического сжатия и адиабатического сжатия (рис. 404). Определить КПД, если отношение максимальной и минимальной температур равно α . Уравнение состояния рабочего вещества не задано, но известно, что внутренняя энергия зависит только от температуры. Теплоемкости C_V и C_P - постоянные величины.

4.

$$10. \eta = 1 - \frac{\alpha - 1}{\alpha \ln \alpha}.$$

О1-4.11

Термодинамическая система с произвольным веществом совершает круговой процесс, состоящий из изотермического расширения при температуре T_1 , изобарического сжатия и адиабатического сжатия. Температура в точке, где пересекаются изобара и адиабата, равна T_2 . Теплоемкость системы C_P на изобаре постоянна. Вычислить работу A , совершаемую системой в этом цикле.

4.

$$11. A = C_P \left(T_3 - T_1 - T_1 \ln \frac{T_3}{T_1} \right).$$

О1-4.12

Термодинамическая система с произвольным веществом совершает круговой процесс, состоящий из политроп 2–3 и 3–1 и адиабаты 1–2 (рис. 405). Теплоемкости системы C_1 и C_2 на политропах связаны соотношением $C_2 = -C_1$, температуры в точках пересечения политроп с адиабатой равны T_1 и T_2 . Вычислить работу A , которую совершает система в указанном круговом процессе.

4.

$$12. A = C_1 (2\sqrt{T_1 T_2} - T_1 - T_2).$$

O1-4.13

Произвольная термодинамическая система квазистатически переходит из равновесного состояния 1 в равновесное состояние 2 двумя способами. В первом варианте система адиабатически охлаждается до температуры T_0 , затем изотермически получает тепло и, наконец, адиабатически переходит в состояние 2. Во втором варианте переход осуществляется по произвольному пути, однако так, что на каждом участке этого пути система получает тепло, а ее температура остается выше T_0 . Показать, что в первом способе для перевода системы из состояния 1 в состояние 2 требуются меньшие затраты тепла, чем во втором.

4.

13. Решение. Пусть 1 – 3 – 4 – 2 схематически изображает первый переход, а 1 – 5 – 2 – второй (рис. 479). Применяя к ним неравенство Клаузиуса и учитывая, что на адиабатах 1 – 3 и 4 – 2 система тепла не получает, напишем

$$\int_{152} \frac{\delta Q}{T} = \int_{1342} \frac{\delta Q}{T} = \frac{Q_0}{T_0}$$

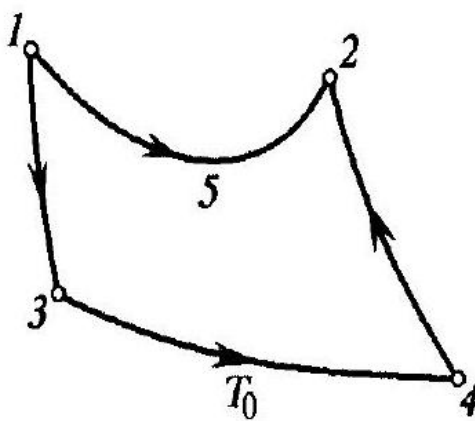


Рис. 479

где Q_0 - тепло, полученное на изотерме 3-4. По условию $T > T_0$ и $\delta Q > 0$, а поэтому

$$\int_{152} \frac{\delta Q}{T} < \int_{152} \frac{\delta Q}{T_0} = \frac{Q}{T_0}$$

где Q - тепло, полученное на пути 1 – 5 – 2. Комбинируя последнее неравенство с предыдущим равенством, получаем $Q > Q_0$.

O1-4.14.

Произвольная термодинамическая система квазистатически переходит из равновесного состояния 1 в равновесное состояние 2 двумя способами. В первом случае система сначала изотермически при температуре T_0 переходит в какое-то промежуточное состояние, поглощая при этом тепло, а затем адиабатически охлаждается, переходя в состояние 2. Во втором случае переход осуществляется по произвольному пути, однако так, что на каждом участке этого пути система получает тепло, а ее температура остается ниже T_0 . Показать, что для перевода системы в состояние 2 требуются большие затраты тепла, чем во втором.

O1-4.15

Обратимый цикл состоит из последовательных процессов адиабатического расширения, изобарического сжатия и изохорического нагревания. Определить КПД, если максимальное изменение энтропии рабочего вещества в цикле в единицах C_V равно $b = \Delta S_{\max}/C_V = 0,2$. Уравнение состояния рабочего вещества не задано, но известно, что теплоемкости C_P и C_V постоянны, причем $\gamma = C_P/C_V = 4/3$

4.

$$15. \eta = 1 - \gamma \frac{e^{b/\gamma} - 1}{e^b - 1} = 0,0254.$$

O1-4.16

Обратимый цикл состоит из последовательных процессов изотермического расширения, изобарического сжатия и изохорического нагревания. Определить КПД, если отношение максимальной и минимальной температур рабочего вещества в цикле $a = 1,1$. Уравнение состояния рабочего вещества не задано, но известно, что теплоемкости C_V и C_P постоянны, причем $\gamma = C_P/C_V = 4/3$.

4.

$$16. \eta = 1 - \frac{\gamma(a-1)}{a \ln a(\gamma-1) + a - 1} \approx 0,012.$$

O1-4.17

Обратимый цикл тепловой машины с произвольным рабочим веществом состоит из политропического нагревания, политропического охлаждения (оба процесса происходят с увеличением энтропии) и замыкается изотермой. Определить КПД цикла, если отношение максимальной и минимальной абсолютных температур в цикле равно $a = 1,2$.

4.

$$17. \eta = 1 - \frac{\ln a}{a-1} \approx \frac{a-1}{2} \approx 0,1.$$

O1-4.18

Положительный обратимый цикл с произвольным рабочим веществом состоит из адиабаты, политропического охлаждения и замыкается другой политропой. Определить КПД цикла, если абсолютные температуры на концах адиабаты и в точке пересечения политроп относятся соответственно как $1 : 2 : 1,5$.

4.

$$18. \eta = 1 - \frac{\ln(4/3)}{\ln(3/2)} \approx 0,29.$$

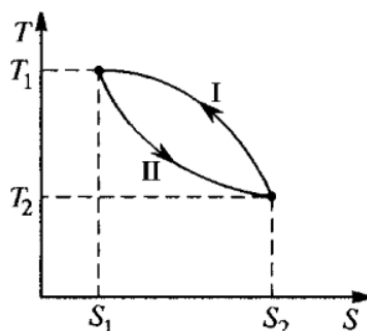
O1-4.21. (????)

Обратимый круговой процесс превращения теплоты в работу состоит из процесса $1-2$, в котором теплоемкость растет прямо пропорционально температуре от значения $C_1 = 20$ Дж/(К·моль) до $C_2 = 50$ Дж/(К·моль), а также адиабаты $2-3$ и изотермы $3-1$. Вычислить КПД этого цикла. Уравнение состояния рабочего вещества не задано.

Solution

O1-4.19

Холодильная машина работает по обратимому циклу, состоящему из двух ветвей (рис. 406):



процесса I, в котором энтропия уменьшается с ростом температуры как линейная функция квадрата абсолютной температуры и политропы II. Уравнение состояния рабочего вещества неизвестно. Определить количество тепла, отобранное из холодильной камеры при затраченной работе 1 кДж, если отношение максимальной и минимальной абсолютных температур рабочего вещества в цикле $a = 1,2$.

4.

19. $\frac{Q_{II}}{A} = 181$.

20-25

4.

20. $\frac{Q_I}{A} = 2570$.

4.

21. $\eta = 1 - \frac{2C_1}{C_1 + C_2} = \frac{3}{7} \approx 0,43$.

4.

22. $C = \frac{C_{\max} - C_{\min}}{\ln(C_{\max}/C_{\min})} = 39,8 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{K});$

$$\eta = 1 - \frac{2(C_{\max} - C_{\min})}{(C_{\max} + C_{\min}) \ln(C_{\max}/C_{\min})} = 0,00523$$

4.

23. $\eta = 1 - \frac{2}{a} \frac{e^a - 1}{e^a + 1} \approx \frac{a^2}{12} \approx 0,52\%$.

4.

24. $\Delta T \approx 8 \text{ K}$.

Указание. Рассматривать цепь как идеальную тепловую машину с холодильником - льдом и нагревателем - резервуаром комнатной температуры.

4.

25. $Q_{CA} = -A \frac{T_A + T_C}{T_B - T_C} = -700 \text{ Дж}$.

O1-4.26

Найти КПД цикла, изображенного на рис. 410. Все процессы политропические; $T_2 = 2T_1$. Уравнение состояния рабочего вещества не задано.

4.

26. $\eta = 1 - \ln 2$.

O1-4.27

Доказать, что если во всех точках изотермы температурный коэффициент расширения равен нулю, то такая изотерма совпадает с адиабатой.

4.

27. Решение. Пусть во всех точках изотермы $\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = 0$. Тогда $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = 0$, и на изотерме

$$dU = \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V - P \right] dV = -PdV$$

а поэтому $\delta Q = dU + PdV = 0$. Значит изотерма во всех точках должна совпадать с адиабатой.

O1-4.28

В цикле Карно в качестве холодильника выбрана вода при 4°C . Так как температурный коэффициент расширения при этой температуре равен нулю, то для осуществления цикла Карно не надо сообщать тепла холодильнику (см. предыдущую задачу), т. е. КПД цикла равен единице. В чем ошибочность этого рассуждения?

4.

28. 1) Если бы коэффициент теплового расширения обращался в нуль на всем протяжении изотермы, то она совпадала бы с адиабатой, и цикл Карно между температурой 4°C и какой-либо другой температурой осуществить было бы нельзя. 2) На самом деле для воды коэффициент теплового расширения обращается в нуль только в одной точке изотермы, так что условия задачи осуществить нельзя.

O1-4.29

Тепловая машина работает по холодильному циклу между резервуаром с водой при 11°C и холодильной камерой при температуре -10°C . Какое максимальное количество теплоты может быть унесено из холодильной камеры, если затраченная работа равна 1 кДж? Как изменится при этом энтропия резервуара и холодильной камеры?

4.

29. $Q_{\max} = 12,5 \text{ кДж}$; $\Delta S_{\text{хол}} = -\Delta S_{\text{нагр}} = -47,6 \text{ Дж/К}$.

O1-4.30

Показать, что для любого вещества адиабата может пересекать изотерму не более чем в одной точке.

O1-4.31 Пересечение политроп

Показать, что для вещества с произвольным уравнением состояния две политропы могут пересекаться только в одной точке.

O1-4.32*. Максимальная работа (???????)

Какую максимальную работу можно получить из системы двух тел, нагретых до разных абсолютных температур T_{10} и T_{20} ($T_{10} > T_{20}$), если эти тела используются в качестве нагревателя и холодильника в тепловой машине? Теплоемкости тел C_1 и C_2 считать не зависящими от температуры. Найти окончательную температуру T , которую будут иметь тела, когда установится тепловое равновесие между ними.

4.

$$32. A = (C_1 T_{10} + C_2 T_{20}) - (C_1 + C_2) T; T^{C_1+C_2} = T_{10}^{C_1} T_{20}^{C_2}.$$

Решение. Максимальная работа получается тогда, когда машина работает последовательно повторяющимися бесконечно малыми циклами Карно. Пусть в результате одного из таких циклов первое тело отдало тепло $\delta Q_1 = -C_1 dT_1$, а второе $\delta Q_2 = -C_2 dT_2$ (T_1 и T_2 означают переменные температуры тел). Произведенная работа равна $\delta A = \delta Q_1 + \delta Q_2$, причем, как известно, сумма приведенных теплот равна нулю

$$\frac{\delta Q_1}{T_1} + \frac{\delta Q_2}{T_2} = 0$$

или

$$C_1 \frac{dT_1}{T_1} + C_2 \frac{dT_2}{T_2} = 0.$$

Интегрируя это соотношение с учетом начальных условий, получим

$$T_1^{C_1} T_2^{C_2} = T_{10}^{C_1} T_{20}^{C_2}$$

Окончательная температура T найдется из условия $T_1 = T_2 = T$. Оно дает

$$T^{C_1+C_2} = T_{10}^{C_1} T_{20}^{C_2} \quad (*)$$

Максимальная работа, которую может совершить система,

$$A = \int \delta A = -C_1 \int_{T_{10}}^T dT - C_2 \int_{T_{20}}^T dT = (C_1 T_{10} + C_2 T_{20}) - (C_1 + C_2) T$$

Она равна убыли внутренней энергии системы.

O1-4.33

Пусть есть система двух тел, нагретых до разных абсолютных температур T_{10} и T_{20} ($T_{10} > T_{20}$), если эти тела используются в качестве нагревателя и холодильника в тепловой машине. Теплоемкости тел C_1 и C_2 считать не зависящими от температуры. Найти окончательную температуру T , которую будут иметь тела, когда установится тепловое равновесие между ними. Рассмотреть предельный случай, когда теплоемкость холодильника C_2 бесконечно велика (нагретое тело, погруженное в бесконечную среду, температура которой T_{20} поддерживается постоянной).

4.

33. Решение. Записав (*) (см. решение предыдущей задачи) в виде

$$T^{1+C_1/C_2} = T_{20} T_{10}^{C_1/C_2}$$

в пределе $C_2 \rightarrow \infty$ получим $T = T_{20}$. Этот результат непосредственно очевиден, поскольку $C_2 = \infty$. Элементарная работа

$$\delta A = \delta Q_1 + \delta Q_2 = (1 - T_2/T_1) \delta Q_1 = -C_1 (1 - T_{20}/T_1) dT_1$$

Отсюда интегрированием находим

$$A = C_1 [T_{10} - T_{20} - T_{20} \ln (T_{10}/T_{20})]$$

Работа A меньше убыли внутренней энергии нагретого тела $C_1 (T_{10} - T_{20})$. Часть внутренней энергии тело передает окружающей среде в виде тепла.

O1-4.34

Рассмотреть другой предельный случай задачи 4.2, когда бесконечно велика теплоемкость нагревателя C_1 (холодное тело, погруженное в более теплую бесконечную среду, температура которой T_{10} поддерживается постоянной).

4.

34. $T = T_{10}, A = C_2 [T_{20} - T_{10} + T_{10} \ln (T_{10}/T_{20})]$. Нетрудно проверить, что $A > 0$.

O1-4.35

До какой максимальной температуры можно нагреть одно из трех одинаковых массивных несжимаемых свободных тел, находящихся первоначально при температурах $T_{10} = 600\text{K}$, $T_{20} = 200\text{K}$, и $T_{30} = 600\text{K}$. Считать, что теплообмен с внешней средой отсутствует и имеется возможность осуществлять теплообмен между телами любым физически реализуемым способом.

4.

$$35. T_1^{\max} = 800 \text{ K}; T_2 = T_3 = 300 \text{ K}.$$

O1-4.36

В теплоизолированном сосуде постоянного объема находится 1 моль воздуха при $T_0 = 300\text{K}$. Найти минимальную работу, необходимую для охлаждения половины массы этого воздуха до $T_1 = T_0/2$. Воздух считать идеальным газом, теплоемкость стенок не учитывать. Тепло, любым способом отводимое от одной половины газа, может передаваться только второй половине.

4.

$$36. A_{\min} = -\frac{C_V T_0}{4} \approx -1560 \text{ Дж}.$$

O1-4.37

Два цилиндра, заполненных одинаковым идеальным газом, сообщаются с помощью узкой трубки; оба они закрыты поршнями, которые поддерживают в газе постоянное давление 3 атм (рис. 411).

Первоначально цилиндры разделены, причем значения объемов и температур равны $V_1 = 1 \text{ л}$, $V_2 = 2 \text{ л}$, $T_1 = 300\text{K}$, $T_2 = 600\text{K}$. После соединения цилиндров происходит выравнивание температур. Найти конечную температуру, совершаемую работу и изменение энтропии. Газ - идеальный двухатомный, процесс адиабатический.

4.

$$37. T = \frac{T_1 + T_2}{2} = 450 \text{ K}; A = 0;$$
$$\Delta S = \nu C_V \ln \frac{(T_1 + T_2)^2}{4T_1 T_2} + \nu R \ln \frac{(V_1 + V_2)^2}{4V_1 V_2} \approx 0,8 \text{ Дж/К}.$$

38,39

4.

$$38. \Delta S = \frac{A}{T} = 0,08 \text{ Дж/К}.$$

4.

$$39. T \approx T_0 \left(1 - \frac{\gamma \mu}{5M}\right) \approx 0,98 T_0; \Delta S \approx 0,65 \nu R.$$

O1-4.40

Одноатомный идеальный газ находится под поршнем в адиабатически изолированном цилиндре. Масса груза на поршне, определяющая давление газа, внезапно увеличилась вдвое. Насколько возросла энтропия, приходящаяся на одну молекулу, после установления нового равновесного состояния?

4.

$$40. \Delta S = \frac{5}{2} k \ln \frac{7}{5} - k \ln 2 \approx 0,21 \cdot 10^{-16} / \text{К}.$$

O1-4.41

При некотором политропическом процессе давление и объем определенной массы кислорода меняются от $P_1 = 4$ атм и $V_1 = 1$ л до $P_2 = 1$ атм и $V_2 = 2$ л. Температура в начале процесса $T_1 = 500$ К. Какое количество тепла получил кислород от окружающей среды? Насколько изменились энтропия и внутренняя энергия газа?

4.

$$41. \Delta U = \frac{5}{2} P_1 V_1 \left(\frac{V_1}{V_2} - 1 \right) = -117 \text{ кал};$$

$$Q = \frac{3}{2} P_1 V_1 \left(\frac{V_1}{V_2} - 1 \right) = -70 \text{ кал};$$

$$\Delta S = -\frac{3}{2} \frac{P_1 V_1}{T_1} \ln \frac{V_2}{V_1} = -0,20 \text{ кал /К}.$$

O1-4.42

Два баллона с объемами $V = 1$ л каждый соединены трубкой с краном. В одном из них находится водород при давлении 1 атм и температуре $t_1 = 20^\circ\text{C}$, в другом - гелий при давлении 3 атм и температуре $t_2 = 100^\circ\text{C}$. Найти изменение энтропии системы ΔS после открытия крана и достижения равновесного состояния. Стенки баллона и трубки обеспечивают полную теплоизоляцию газов от окружающей среды.

4.

42.

$$S_2 - S_1 = \frac{R}{2} (5v_1 + 3v_2) \ln \frac{5v_1 T_1 + 3v_2 T_2}{5v_1 + 3v_2} -$$

$$- \frac{R}{2} (5v_1 \ln T_1 + 3v_2 \ln T_2) + R(v_1 + v_2) \ln 2 = 0,16 \text{ кал /}^\circ\text{C},$$

где $\gamma_1 = 0,0402$ - число молей водорода, $\gamma_2 = 0,0948$ - число молей гелия.

O1-4.43

В объеме $V_1 = 3$ л находится $v_1 = 0,5$ моль кислорода O_2 , а в объеме $V_2 = 2$ л - $v_2 = 0,5$ моль азота N_2 при температуре $T = 300$ К. Найти максимальную работу, которая может быть произведена за счет изотермического смешения этих газов в суммарном объеме $V_1 + V_2$.

4.

43* $A \leq 1,8$ кДж.

Решение. Для элементарного процесса $TdS \geq \delta Q = dU + \delta A$. При изотермическом процессе внутренняя энергия идеального газа U не меняется. Следовательно, $\delta A \leq TdS$. Отсюда

$$A \leq T(S_2 - S_1) = RT \left(v_1 \ln \frac{V_1 + V_2}{V_1} + v_2 \ln \frac{V_1 + V_2}{V_2} \right) =$$

$$= \nu RT \ln \frac{(V_1 + V_2)^2}{V_1 V_2} \approx 1,8 \text{ кДж}.$$

O1-4.44.

Решить предыдущую задачу в предположении, что смешивание газов производится адиабатически. Начальная температура газов $T_1 = 300$ К.

4.

44. Конечная температура $T_2 = T_1 \left[\frac{V_1 V_2}{(V_1 + V_2)^2} \right]^{1/5} = 0,754 T_1 = 226$ К; максимальная работа $A_{\max} = (\nu_1 + \nu_2) C_V (T_1 - T_2) = 1,55$ кДж.

45-48

4.

$$45. \Delta S = R \ln \frac{(n+1)^2}{4n}.$$

4.

$$46. \Delta S = C_V \ln \left\{ \frac{(T_1+T_2)^2}{T_1 T_2} \frac{n}{(n+1)^2} \left[\frac{4n}{(n+1)^2} \right]^{R/C_V} \right\}.$$

4.

$$47. S_2 - S_1 = \frac{A}{T} - \nu C_V \frac{T_1 - T}{T} = 12,65 \text{ Дж/К}.$$

4.

$$48. S_2 - S_1 = \nu \left[C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right], \text{ где } \frac{T_1}{T_2} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} \left(1 - \frac{V_1}{V_2} \right) \approx 1,1.$$

$$\text{После подстановки } C_V = 5R/2, V_2/V_1 = n : S_2 - S_1 = \nu R \left(\frac{5}{2} \ln \frac{T_2}{T_1} + \ln n \right) = 1,8 \text{ кал /}^\circ\text{C}.$$

O1-4.49 Вертикальный сосуд с поршнем

В расположенном вертикально теплоизолированном цилиндре сечения σ имеется теплопроводящий поршень массой m , закрепленный так, что он делит цилиндр на две равные части. В каждой из них содержится ν молей одного и того же идеального газа при давлении P и температуре T . Крепление поршня удаляется, и под действием силы тяжести он опускается. Определить изменение энтропии системы ΔS к моменту установления равновесия. Считать, что $P\sigma \gg mg$.

4.

$$49. \Delta S \approx \frac{\nu R}{4} \left(\frac{mg}{P\sigma} \right)^2.$$

O1-4.50 C_P/C_V методом Клемана-Дезорма

Для измерения отношения C_P/C_V методом Клемана-Дезорма в некоторый объем помещают 1 моль воздуха под повышенным давлением P_1 ; далее, путем быстрого кратковременного открывания клапана выпускают избыток газа, так что давление в объеме сравнивается с атмосферным P_0 , и измеряют давление P_2 , которое установилось в объеме после уравнивания температуры оставшегося ние

(??)

э температурой окружающей среды. Определить полное изменение энтропии моли

(?)

4.

$$50. \Delta S = R \frac{P_1 - P_2}{P_0}.$$

O1-4.51

В теплоизолированном от внешней среды цилиндре с поршнем общим количеством твердого вещества, равным одному молю, находится 8 г гелия при температуре $T_1 = 200\text{К}$. Поршнем медленно сжимают газ до объема $V_2 = V_1/8$, так что все время температура стенок и газа одинаковы. Найти конечную температуру и изменение энтропии системы.

4.

51. $T_2 = 2T_1 = 400 \text{ K}; \Delta S = 0.$

52-56

4.

52. $S_2 - S_1 \approx (C_P^B - C_P) \frac{T_0 - T_1}{T_1} - \frac{q}{T_0} = -20,6 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль}).$

4.

53. $S_2 - S_1 = MC_P \left[\frac{T - T_0}{T_0} - \ln \left(1 + \frac{T - T_0}{T_0} \right) \right] \approx 1,5 \text{ Дж}/\text{К}.$

4.

56. $\Delta U = U - U_0 = \frac{M}{\mu} C_V T_0 (2^{\gamma-1} - 1);$

$$\Delta S = S - S_0 = \frac{M}{\mu} C_V (\gamma - 1) \ln 2, \text{ где } \gamma = C_P / C_V$$

О1-4.57 Увеличение в процессе Гей-Люссака

Найти увеличение энтропии ΔS идеального газа массы M занимающего объем V_1 , при расширении его в пустоту до объема V_2 (процесс Гей-Люссака).

4.

57. $\Delta S = R \frac{M}{\mu} \ln \frac{V_2}{V_1},$ где μ - молярная масса газа.

О1-4.58

Найти изменения внутренней энергии и энтропии одного моля идеального газа при расширении по политропе $PV^n = \text{const}$ от объема V_1 до объема V_2 . Рассмотреть частные случаи изотермического и адиабатического процессов. Вычислить изменения этих величин для случая $n = 3, V_1 = 1 \text{ л}, V_2 = 3 \text{ л}, P_1 = 20 \text{ атм}$. Чему равно при этом количество поглощенного тепла? Температура во время процесса такова, что для молярной теплоемкости можно принять $C_V = 3R/2$.

4.

58. $\Delta U = U_2 - U_1 = \frac{PV^n}{\gamma-1} \left(\frac{1}{V_2^{n-1}} - \frac{1}{V_1^{n-1}} \right);$

$$\Delta S = S_2 - S_1 = (nC_V - C_P) \ln (V_1/V_2)$$

В частности, $\Delta U = -544,5 \text{ кал} / \text{моль}, \Delta S \approx -2,75 \text{ кал} / (\text{моль} \cdot \text{К})$ - система не поглощает, а отдает тепло, $Q = -363 \text{ кал}/\text{моль}.$

59

4.

59. $A = -2PV \ln 2.$

1.10 Problems about reversibility of processes

O1-4.60

Найти изменение энтропии ΔS льда при превращении его в пар, если начальная температура льда -40°C , а температура пара 100°C . Теплоемкости воды и льда считать постоянными, а все процессы - происходящими при атмосферном давлении. Удельная теплоемкость льда $c = 0,5 \text{ кал} / (\text{г} \cdot ^\circ\text{C})$.

4.

$$60. \Delta S = 63 \text{ кал} / \text{K}.$$

O1-4.61

Найти суммарное изменение энтропии ΔS (воды и желе- за) при погружении $m = 100 \text{ г}$ железа, нагретого до $t = 300^\circ\text{C}$, в воду при температуре $t_0 = 14^\circ\text{C}$. Удельная теплоемкость железа $c = 0,11 \text{ кал} / (\text{г} \cdot ^\circ\text{C})$. Считать, что воды так много, что ее температура практически не изменилась.

4.

$$61. \Delta S = mc \left(\ln \frac{T_0}{T} + \frac{T-T_0}{T_0} \right) \approx 3,3 \text{ кал} / \text{K}.$$

O1-4.62

Найти удельную энтропию s неоднородной системы, состоящей из жидкости и ее насыщенного пара. Теплоемкость жидкости считать не зависящей от температуры.

4.

62. $s = c_P \ln T + \frac{\lambda(T)}{T} \xi + \text{const}$, где c_P - удельная теплоемкость жидкости, $\lambda(T)$ - удельная теплота парообразования при температуре T , ξ - отношение массы пара ко всей массе системы.

O1-4.63

Два тела A и B , нагретые до разных температур, помещены в жесткую адиабатическую оболочку и приведены в тепловой контакт друг с другом. Тепло переходит от более нагретого тела A к менее нагретому телу B , пока температуры обоих тел не сравняются. Показать, что при этом процессе энтропия системы $A + B$ увеличивается.

4.

63. Решение. Тела A и B могут обмениваться внутренней энергией путем теплообмена и производить работу друг над другом. Так как они помещены в жесткую адиабатическую оболочку, то изменения их внутренних энергий в элементарном процессе связаны соотношением $dU_A = -dU_B$. В силу равенства действия и противодействия $\delta A_A = -\delta A_B$, где δA_A - работа тела A над телом B , а δA_B - работа тела B над телом A . Следовательно,

$$(dU + \delta A)_A = -(dU + \delta A)_B$$

или

$$\delta Q_A = -\delta Q_B$$

Количество тепла, полученное телом A , равно количеству тепла, отданному телом B . Согласно постулату Клаузиуса, в системе самопроизвольно могут проходить лишь такие процессы, в которых тепло переходит от тела, более нагретого, к телу, менее нагретому. Отсюда следует

$$\delta Q_A < 0, \quad \delta Q_B > 0$$

так как $T_A > T_B$. Применяя к каждому из тел A и B неравенство Клаузиуса, получим

$$\Delta S_A \geq \int \frac{\delta Q_A}{T'_A}, \quad \Delta S_B \geq \int \frac{\delta Q_B}{T_B}$$

Складывая эти неравенства и принимая во внимание, что $S_A + S_B = S$, найдем

$$\Delta S \geq \int \left(\frac{\delta Q_A}{T_A} + \frac{\delta Q_B}{T_B} \right) = \int \delta Q_B \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_A} \right) > 0$$

O1-4.64.

Найти изменение энтропии ΔS вещества при нагревании, если его удельная теплоемкость c постоянна, а коэффициент объемного расширения равен нулю.

4.

64. $\Delta S = mc \ln \frac{T_2}{T_1}$, где m - масса вещества.

O1-4.65

Приводимые в тепловой контакт одинаковые массы вещества имеют разные температуры T_1 и T_2 . Считая, что $C_P = \text{const}$, найти Приращение энтропии в результате установления теплового равновесия при $P = \text{const}$.

4.

65. $\Delta S = C_P \ln \frac{(T_1+T_2)^2}{4T_1T_2}$, где C_P - теплоемкость одного тела.

O1-4.66

Найти изменение молярной энтропии одноатомного идеального газа при политропическом сжатии вдвое от первоначального объема, если в этом процессе приращение внутренней энергии равно половине работы сжатия, производимой над газом.

4.

66. $\Delta S = -\frac{R}{2} \ln 2 \approx -2,88 \text{ Дж/К}$.

67-74

4.

67. $\Delta S = 2R \ln 2 \approx 11,5 \text{ Дж/К}$.

4.

68. $\Delta S = R \ln 2; \Delta T = (2^{\gamma-1} - 1) T_0 \approx 0,32T_0$.

4.

69. $\Delta S = \frac{5}{2} R \ln \frac{(T_1+T_2)^2}{4T_1T_2} + 2R \ln 2$; если газы одинаковые, второе слагаемое отсутствует.

4.

70. $\Delta S = R \ln \frac{(P_1 + P_2)^2}{4P_1 P_2} + 2R \ln 2$; если газы одинаковые, второе слагаемое отсутствует.

4.

71. $\Delta T_{\max} = 0,33T_1$; $\Delta S_{\max} = 1,25R = 10,4$ Дж/К. Цикл в координатах (T, S) изображен на рис. 480

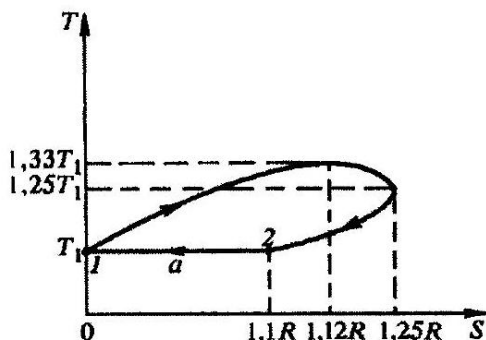


Рис. 480

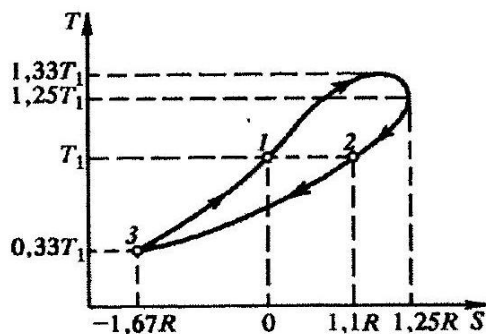


Рис. 481

4.

74. $\eta = \frac{1 - \frac{T_3}{T_1} - \frac{S_3 - S_2}{S_3 - S_1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}{1 - \frac{S_3 - S_2}{S_3 - S_1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)}$, где $\frac{S_3 - S_2}{S_3 - S_1} \approx 0,5$.

O1-4.75

В теплонепроницаемом сосуде под подвижным поршнем находится один моль идеального одноатомного газа. В некоторый момент времени давление на поршень мгновенно увеличивается в два раза. После установления теплового равновесия давление также мгновенно уменьшается в два раза, возвращаясь к первоначальному значению. Определить изменение энтропии ΔS газа.

4.

75. $\Delta S = \frac{5}{2} R \ln \frac{28}{25} \approx \frac{3}{10} R = 2,5$ Дж /К.

O1-4.76

Один моль идеального двухатомного газа находится в вертикальном теплоизолированном цилиндре при температуре $T_0 = 300$ К. Газ закрыт подвижным не проводящим тепло поршнем, который сначала удерживается от падения, так как его масса m в $n = 3$ раза больше уравновешивающей давление газа P_0 массы, т. е. $mg = nP_0\sigma$ (σ - площадь поршня, g - ускорение свободного падения). Затем поршень отпускают, и он падает. После остановки его квазистатически поднимают на начальную высоту. Найти конечную температуру газа T_k и изменение энтропии ΔS .

4.

$$76. T_K = \frac{T_0}{n^{\gamma-1}} \left[\frac{1+n(\gamma-1)}{\gamma} \right]^\gamma = 364 \text{ K, где } \gamma = \frac{C_P}{C_V}; \Delta S = C_V \ln \frac{T_K}{T_0} \approx 0,48R = 4 \text{ Дж/К.}$$

О1-4.77 Максимальная работа от двух газов (??????)

Определить максимальную работу, которую можно получить от двух находящихся в адиабатической оболочке сосудов с одинаковыми одноатомными идеальными газами. Начальные давления и числа частиц N в сосудах одинаковы, но у них разные объемы и температуры T_1 и T_2 .

4.

$$77^* A_{\max} = \frac{3}{2} Nk \left[T_1 + T_2 - 2\sqrt{T_1 T_2} \left(\frac{4T_1 T_2}{(T_1 + T_2)^2} \right)^{1/3} \right]$$

Решение. Максимальная работа в адиабатически изолированной системе может быть получена в изоэнтропном процессе. При этом ее величина, очевидно, равна разности внутренних энергий системы $U_{\text{нач}} - U_{\text{кон}}$.

Обозначив начальное и конечное давления в системе как P_0 и P , из уравнений состояния идеального газа определим, что

$$P = \frac{2vRT}{V_1 + V_2} = \frac{2T}{T_1 + T_2} P_0$$

Начальная энтропия системы

$$S_0 = v(C_P \ln T_1 - R \ln P_0 + S'_0) + v(C_P \ln T_2 - R \ln P_0 + S'_0)$$

Конечная энтропия (после совершения работы)

$$S = 2v(C_P \ln T - R \ln P + S'_0)$$

В изоэнтропном процессе $S = S_0$, откуда

$$C_P \ln T_1 T_2 + 2R \ln \frac{2T}{T_1 + T_2} = 2C_P \ln T$$

Для идеального газа $C_P = \frac{5}{2}R$, поэтому

$$T = \left[\frac{4(T_1 T_2)^{5/2}}{(T_1 + T_2)^2} \right]^{1/3} = \sqrt{T_1 T_2} \left(\frac{4T_1 T_2}{(T_1 + T_2)^2} \right)^{1/3}$$

Внутренняя энергия системы до и после процесса

$$U_0 = \frac{3}{2} Nk (T_1 + T_2)$$

$$U = 2 \cdot \frac{3}{2} Nk T = 3Nk \left[\frac{4T_1 T_2}{(T_1 + T_2)^2} \right]^{1/3} \sqrt{T_1 T_2}$$

Разность внутренних энергий $U_0 - U$ дает нам ответ задачи.

МФТИ-ГКЭ.2020.2А Работа в вертикальном сосуде с поршнем

Сосуд постоянного объема разделён подвижной теплоизолирующей перегородкой на две части, в каждой из которых содержится по одному молю идеального одноатомного газа. В начальный момент температуры газа в объёмах частей равны T_0 и αT_0 , где $\alpha = 7$, а перегородка находится в механическом равновесии. Найти максимальную работу, которую можно получить от того или иного внешнего устройства, использующего данный сосуд как единственный источник энергии.

Solution

Работа находится из разностей энергий до и после, в ней есть конечная температура, её находим из условия невозрастания энтропии для максимальной работы, в которое нужно подставить изменение объема.

Максимальная работа достигается в условиях теплоизоляции от внешней среды и равна разности внутренних энергий системы в начальном и конечном состояниях:

$$A = U_1 - U_2 = C_V (T_0 + \alpha T_0) - 2C_V T,$$

где T - конечная температура системы. Работа максимальна при обратимой передаче тепла, то есть $\Delta S_1 + \Delta S_2 = 0$. Для каждого объема изменение энтропии $\Delta S_1 = C_V \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{V}{V_1}$, $\Delta S_2 = C_V \ln \frac{T}{\alpha T_0} + R \ln \frac{V}{V_2}$, откуда для всей системы

$$C_V \ln \frac{T^2}{\alpha T_0^2} + R \ln \frac{V^2}{V_1 V_2} = 0,$$

где $V = \frac{V_1 + V_2}{2}$ - конечный объем каждого газа после выполнения всей работы системой, $V_1 = \frac{2V}{1+\alpha}$, а $V_2 = \alpha V_1$ в силу механического равновесия в начальный момент.

Значит,

$$T^2 = \alpha T_0^2 \left(\frac{4\alpha}{(1+\alpha)^2} \right)^{\frac{R}{C_V}},$$

а искомая работа равна

$$A = C_V T_0 \left(1 + \alpha - \frac{(4\alpha)^{\frac{C_P}{2C_V}}}{(1+\alpha)^{R/C_V}} \right).$$

Для одноатомного газа $A = \frac{3RT_0}{2} \left(1 + \alpha - \frac{2\sqrt[3]{4\alpha^{\frac{5}{6}}}}{(1+\alpha)^{2/3}} \right)$, что при $\alpha = 7$ практически точно даёт $A \approx 6RT_0$.

МФТИ-ГКЭ.2020.2Б Работа в системе с поршнем

Сосуд объема $V = 12$ л разделён теплоизолирующим подвижным поршнем на две части, в каждой из которых содержится по одному молю идеального газа. Исходному состоянию системы соответствует положение поршня, при котором объёмы частей сосуда равны, а давления в них составляют $P_1 = 4$ атм и $P_2 = 9$ атм. Найти максимальную работу, которую можно получить при переводе системы в равновесное состояние с применением того или иного внешнего устройства, использующего данный сосуд как единственный источник энергии. Показатель адиабаты считать равным $\gamma = 4/3$.

Solution

(? сосуд вертикальный? поршень безмассовый? додумаю решение - допишу условие)

Максимальная работа достигается в условиях теплоизоляции от внешней среды и равна разности внутренних энергий системы в начальном и конечном состояниях:

$$A = U_1 - U_2 = C_V \frac{P_1(V/2)}{R} + C_V \frac{P_2(V/2)}{R} - 2C_V \frac{P(V/2)}{R},$$

где P - конечное давление в системе и учтено, что после выполнения системой всей работы конечный объем каждой части $V_\kappa = V/2$ в силу механического равновесия. Работа максимальна при обратимой передаче тепла, то есть $\Delta S_1 + \Delta S_2 = 0$, а так как для каждого объема изменение энтропии $\Delta S_1 = C_V \ln \frac{P}{P_1}$, $\Delta S_2 = C_V \ln \frac{P}{P_2}$, то получаем

$$C_V \ln \frac{P}{P_1} + C_V \ln \frac{P}{P_2} = 0,$$

$$\text{откуда } P = \sqrt{P_1 P_2}.$$

$$\text{Окончательно } A = \frac{V}{2(\gamma-1)} (\sqrt{P_1} - \sqrt{P_2})^2 = 1800 \text{ Дж}.$$

МФТИ-ГКЭ.2020.2В Работа в системе с поршнем

Сосуд постоянного объема разделён теплоизолирующим поршнем на две части, в каждой из которых содержится по одному молю идеального газа. В начальный момент объёмы частей сосуда различны, газ в меньшем объёме имеет температуру T_1 , а поршень находится в механическом равновесии. Найти максимальную работу, которую можно получить от тех или иных внешних устройств, использующих данный сосуд как единственный источник энергии. В конечном состоянии объем изначально меньшей части сосуда увеличился в $\beta = 9$ раз. Принять теплоёмкость $C_V = 5R/2$.

Solution

Максимальная работа достигается в условиях теплоизоляции от внешней среды и равна убыли внутренней энергии: $A = U_1 - U_2 = C_V (T_2 + T_1) - 2C_V T$, где T - конечная температура системы, а

$T_2 = \alpha T_1$ - температуры газа в момент равенства давлений, считая, что $V_2 = \alpha V_1$. Работа максимальна при обратимой передаче тепла, то есть $\Delta S_1 + \Delta S_2 = 0$.

Для каждого объёма изменение энтропии $\Delta S_1 = C_V \ln \frac{T}{T_1} + R \ln \frac{V}{V_1}$, $\Delta S_2 = C_V \ln \frac{T}{T_2} + R \ln \frac{V}{V_2}$, откуда для всей системы $C_V \ln \frac{T^2}{\alpha T_1^2} + R \ln \frac{V^2}{\alpha V_1^2} = 0$, где $V = \frac{V_1 + V_2}{2} = \frac{(\alpha + 1)V_1}{2} = \beta V_1$ - конечный объём каждого газа после выполнения всей работы системой.

Заменой $\alpha = \frac{2\beta - 1}{\beta}$ получаем искомую работу в виде $A = C_V T_1 \left(2\beta - \frac{(8\beta - 4)^{\frac{C_V}{2R}}}{(2\beta)^{\frac{C_V}{R}}} \right) = \frac{5}{2} R T_1 \left(2\beta - \frac{(8\beta - 4)^{0.7}}{(2\beta)^{0.4}} \right)$, что при $\beta = 9$ практически точно даёт $A \approx 30 R T_1$.

O1-4.78

Идеальная тепловая машина работает между двумя тепловыми резервуарами, один из которых первоначально содержит массу $m_1 = 1$ кг водяного пара при температуре $t_1 = 100^\circ\text{C}$, а другой - массу $m_2 = 4$ кг льда при температуре $t_2 = -25^\circ\text{C}$. Машина перестаёт работать, когда в обоих сосудах оказывается вода при одинаковой конечной температуре. Определить эту конечную температуру t_x и полное количество полученной работы A . В сосудах поддерживается нормальное давление. Теплоёмкость воды равна $c_1 = 4,18$ кДж/(кг·К), льда $-c_2 = 2,09$ кДж/(кг·К). Теплота испарения воды $\lambda = 2,26 \cdot 10^3$ кДж/кг, теплота плавления льда $q = 335$ кДж/кг.

O1-4.72

Тепловая машина с одним молем идеального одноатомного газа в качестве рабочего тела совершает обратимый цикл, состоящий из процесса 1-2, график которого представляет собой в координатах (P, V) отрезок прямой линии, изобары 2-3 и изохоры 3-1 (рис. 416). Отношение $V_2/V_1 = 3$. Температура газа в состояниях 1 и 2 одинакова и равна T_1 . Представить цикл в координатах (T, S) и определить максимальное изменение температуры $\Delta T_{\max}$ и энтропии $\Delta S_{\max}$ рабочего тела в течение цикла.

4.

72. $\Delta T_{\max} = T_1$; $\Delta S_{\max} = 2,92R \approx 24$ Дж/К. Цикл в координатах (T, S) изображен на рис. 481.

O1-4.73

Вещество с неизвестным уравнением состояния совершает замкнутый цикл, в котором оно нагревается в процессе с теплоемкостью, изменяющейся пропорционально температуре, т. е. $C_1 = \alpha T$, а затем возвращается в исходное состояние, охлаждаясь в процессе с теплоемкостью $C_2 = \beta \sqrt{T}$. Минимальная температура вещества в цикле равна T_1 . Определить КПД цикла η , если $2\beta = 3\alpha\sqrt{T_1}$. Постоянные α и β положительны.

4.

73. $\eta = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}$, где $Q_1 = \frac{\alpha}{2} (T_2^2 - T_1^2)$; $Q_2 = \frac{2\beta}{3} (T_1^{3/2} - T_2^{3/2})$; $T_2 = 4T_1$; $\alpha (T_2 - T_1) = 2\beta (\sqrt{T_2} - \sqrt{T_1})$; $\eta = 1/15$.

74-80

4.

78. $T_x = 295,5$ К ($t_x \approx 22,5^\circ\text{C}$); $A = 660$ кДж.

4.

79. $m_2 = 3,49$ кг льда; $A = 634$ кДж.

4.

$$80. T = \frac{\mu g H}{C_P \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{R/C_V} \right]} = 740 \text{ K, где } \frac{\rho_0}{\rho} = n = 2.$$

O1-4.81

На спутнике Юпитера Европе атмосфера состоит из аммиака NH_3 . Полагая NH_3 идеальным газом и атмосферу адиабатической, определить ускорение свободного падения, если плотность атмосферы падает в $n = 1,5$ раза на высоте $H = 22$ км. Температура у поверхности спутника $T_0 = 137\text{K}$. Ускорение силы тяжести не зависит от высоты. порции газа, перемещаясь по вертикали без теплообмена, все время остаются в механическом равновесии.

4.

$$81. g = \frac{C_P T_0}{\mu H} \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{R/C_V} \right] = 1,54 \text{ м/с}^2, \text{ где } \frac{\rho_0}{\rho} = n = 1,5.$$

O1-4.82

На Юпитере атмосфера состоит из молекулярного водорода H_2 . Полагая водород идеальным газом и атмосферу адиабатической, определить ускорение свободного падения g , если на перепаде высоты $H = 2,1$ км относительное изменение скорости звука $\left| \frac{a-a_0}{a_0} \right| = 0,01$ (a_0 - скорость звука на меньшей высоте). Температура на меньшей высоте $T_0 = 180\text{K}$. Считать, что ускорение свободного падения g не зависит от высоты. порции газа, перемещаясь по вертикали без теплообмена, все время остаются в механическом равновесии.

4.

$$82. g = \frac{2C_P T_0}{\mu H} \frac{a_0 - a}{a_0} = 24,9 \text{ м/с}^2.$$

O1-4.83

Атмосфера планеты Марс состоит из углекислого газа CO_2 . Считая углекислый газ идеальным и атмосферу адиабатической, оценить температуру у поверхности планеты T_0 , если скорость звука, измеренная на высоте $H = 9,8\text{km}$, равна $a = 240\text{м/с}$. Ускорение свободного падения $g = 3,72\text{м/с}^2$ и не зависит от высоты. Показатель, адиабаты $\gamma = 1,3$.

У к а з а н и е. Адиабатической называется атмосфера, в которой порции газа, перемещаясь по вертикали без теплообмена, все время остаются в механическом равновесии.

4.

$$83. T_0 = \frac{\mu a_0^2}{\gamma R} = 279 \text{ K}.$$

84

4.

$$84^* S(a) = \frac{\nu C_P}{2} \ln a - \nu R \ln P(a); \Delta S = 3R \left(\frac{7}{4} \ln 2 + \ln \frac{2}{3} \right) = 20,1 \text{ Дж/К}.$$

Решение. Известная формула для изменения энтропии

$$\Delta S = \nu \left(C_V \ln \frac{P_2}{P_1} + C_P \ln \frac{V_2}{V_1} \right)$$

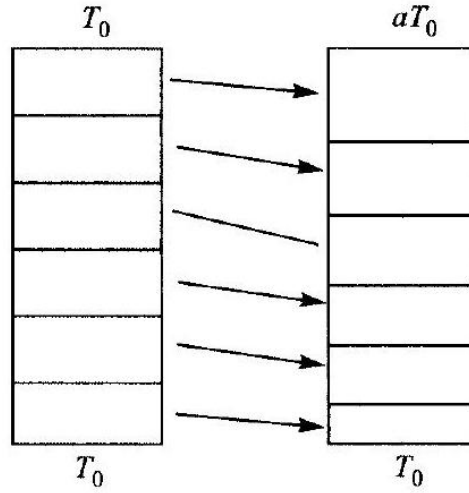


Рис. 482

к данной задаче неприменима, поскольку рассматриваемая система неоднородна по температуре, а значит, неравновесна.

Пусть H - длина цилиндра, σ - площадь основания, P_0 и T_0 - давление и температура газа при $a = 1$, когда в цилиндре наблюдается равновесие. Обозначим через P и T давление и температуру в отсутствие равновесия, т. е. при $a \neq 1$.

Разобьем объем равновесного цилиндра на слои равной толщины, как показано на рис. 482.

После нагрева верхнего торца цилиндра до температуры aT_0 установится новое распределение температуры $T(z) = T_0 \left(1 + \frac{a-1}{H}z\right) = T_0(1 + \alpha z)$, где $\alpha = \frac{a-1}{H}$. При этом верхние слои расширятся, а нижние - сожмутся, поскольку общий объем не изменяется. Границы слоев переместятся на другие высоты (см. рис. 482). Установившееся давление найдем из условия постоянства числа молекул:

$$N = \int n dV = \int \frac{P dV}{kT} = \frac{P\sigma}{kT_0} \int_0^H \frac{dz}{1 + \alpha z} = \frac{P\sigma}{kT_0\alpha} \ln a$$

Приравнявая это выражению для числа молекул до нагрева одного из торцов $N = \frac{P_0 H \sigma}{kT_0}$, получим установившееся давление

$$P = P_0 \frac{a-1}{\ln a}.$$

Слой, перешедший на высоту z , теперь имеет объем $dV = \frac{P_0}{P} \frac{T}{T_0} dV_0 = \frac{\ln a}{a-1} (1 + \alpha z) dV_0$, причем число молей газа в нем $dv = \frac{P}{RT} dV$.

$$\begin{aligned} \text{Изменение} \quad \text{энтродии} \quad \text{этого} \quad \text{слоя} \\ dS_{\text{сп}} = dv \left(C_V \ln \frac{T}{T_0} + R \ln \frac{dV}{dV_0} \right) = dv \left\{ C_V \ln(1 + \alpha z) + R \ln \left[\frac{\ln a}{a-1} (1 + \alpha z) \right] \right\} = \\ = \frac{P\sigma}{RT} \left\{ C_V \ln(1 + \alpha z) + R \ln \left[\frac{\ln a}{a-1} (1 + \alpha z) \right] \right\} dz \end{aligned}$$

Изменение энтропии газа в цилиндре найдем суммированием по слоям:

$$\begin{aligned} \Delta S &= \frac{P_0}{RT_0} \frac{a-1}{\ln a} \sigma \left\{ C_V \int_0^H \frac{\ln(1 + \alpha z)}{1 + \alpha z} dz + R \int_0^H \frac{\ln(1 + \alpha z)}{1 + \alpha z} dz + \right. \\ &\quad \left. + \int_0^H \frac{R}{1 + \alpha z} \ln \left(\frac{\ln a}{a-1} \right) dz \right\} = \frac{P_0 \sigma H}{RT_0} \left\{ \frac{C_P}{2 \ln a} (\ln a)^2 + R \ln \left(\frac{\ln a}{a-1} \right) \right\} = \\ &= v \left\{ \frac{C_P}{2} \ln a + R \ln \left(\frac{\ln a}{a-1} \right) \right\}. \end{aligned}$$

При изменении a от значения a_1 до a_2 изменение энтропии равно

$$\Delta S_{a_1 \rightarrow a_2} = v \left\{ \frac{C_P}{2} \ln \frac{a_2}{a_1} + R \ln \left[\frac{\ln a_2}{\ln a_1} \frac{a_1 - 1}{a_2 - 1} \right] \right\}$$

При подстановке чисел $a_1 = 2, a_2 = 4$ получим

$$\Delta S = \nu R \left\{ \frac{7}{4} \ln 2 + \ln \frac{2}{3} \right\} \approx 20,1 \text{ Дж/К}.$$

85

4.

$$85. \Delta S = \frac{v}{2} C_P \ln \frac{a_2}{a_1} = 14,4 \text{ Дж / К.}$$

1.11 Advanced problems for about processes, cycles, devices

ТУЙМ-54. Похолодание (1996)

При температуре на улице $t_1 = -5^\circ\text{C}$ комнатный термометр показывает $T_1 = 25^\circ\text{C}$. Какая температура T_2 будет в доме, если наступит похолодание до $t_2 = -30^\circ\text{C}$? Все прочие условия, включая температуру батарей отопления $\tau = 70^\circ\text{C}$, считайте одинаковыми в обоих случаях.

Solution

У нас обмен потоками, так что приравняем их мощности для обоих случаев, а те линейны по температуре. Отсюда и получаем температуру.

Пусть T и t - текущие температуры в доме и на улице соответственно, тогда мощности потоков тепла от батарей в комнату и из дома на улицу составляют

$$P = \alpha(\tau - T) \quad \text{и} \quad N = \beta(T - t),$$

где α и β - некоторые константы. В установившемся режиме эти мощности равны между собой, поэтому для первого и второго случаев можно записать соответственно

$$\alpha(\tau - T_1) = \beta(T_1 - t_1) \quad \text{и} \quad \alpha(\tau - T_2) = \beta(T_2 - t_2)$$

откуда

$$T_2 = \tau - \frac{\tau - T_1}{\tau - t_1} \cdot (\tau - t_2) = 10^\circ\text{C}$$

Примечание.

Видно, что комнатные температуры T_1 и T_2 сильно различаются, что нежелательно с точки зрения обеспечения комфорта для жильцов, поэтому температуру батарей обычно корректируют по погоде на основании приведённых рассуждений и формул.

Задача 55. Электрочайник (1997)

Меняя напряжение, подаваемое на электрический чайник, можно изменять потребляемую им мощность P . В зависимости от P чайник с водой можно нагреть до различных максимальных температур. Эту зависимость отражает табл. 1. Остывание нагретого чайника, выключенного из сети, описывает табл. 2. Определите объём воды, если теплоёмкость пустого чайника $C_0 = 100 \text{ Дж/К}$, удельная теплоёмкость воды $c = 4200 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, плотность воды $\rho = 1000 \text{ кг / М}^3$.

Т а б л и ц а 1:

Мощность P , Вт	0	100	200	300
Температура t , $^\circ\text{C}$	20	40	60	80

Т а б л и ц а 2:

Время τ , с	0	60	300	600	1200	2400
Температура t , $^\circ\text{C}$	80	75	60	45	30	20

ТУЙМ-55. Электрочайник (1997)

Температура чайника при мощности P перестаёт увеличиваться, достигнув установившегося значения t , когда энергия, потребляемая из сети за время $d\tau$, целиком передаётся в окружающую среду, то есть

$$Pd\tau = k(t - t_0) d\tau$$

где k - коэффициент теплоотдачи, t_0 - температура окружающей среды. Линейная зависимость P от $t - t_0$, описываемая формулой (156), подтверждается результатами, приведёнными в таблице 1. Таблица также позволяет найти k как угловой коэффициент этой зависимости

$$k = \frac{\Delta P}{\Delta t} = 5 \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{К}}$$

При охлаждении чайника с горячей водой справедливо равенство

$$(cm + C_0) dt = -k(t - t_0) d\tau$$

где m - масса воды в чайнике, dt - изменение его температуры за время $d\tau$.

Перепишем уравнение (158): $t, ^\circ\text{C}$

$$\frac{dt}{d\tau} = -\frac{k(t - t_0)}{cm + C_0}$$

В начале охлаждения, при $t = t_f = 80^\circ\text{C}$, имеем

$$B = \frac{dt}{d\tau} = -\frac{k(t_f - t_0)}{cm + C_0}$$

Отношение $B = dt/d\tau$ равно угловому коэффициенту графика зависимости $t(\tau)$ в точке $\tau = 0$.

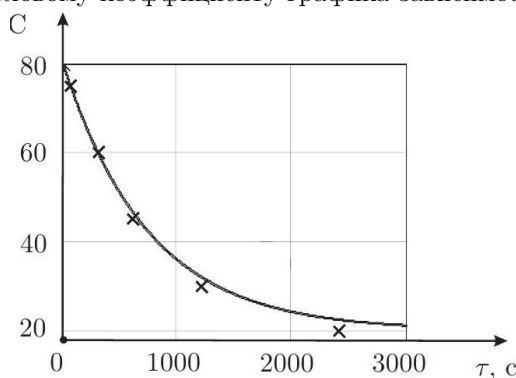


Рис. 122

Этот угловой коэффициент можно приближённо найти из таблицы 2 по двум-тём первым точкам:

$$B \approx -0,080 \frac{\text{К}}{\text{с}}$$

Подставляя B в формулу (159), получим объём V воды в чайнике:

$$V = \frac{m}{\rho} = \frac{-k(t_f - t_0) - BC_0}{Bc\rho} \approx 0,9 \text{ л.}$$

Если проинтегрировать уравнение (158), то получится

$$t - t_0 = (t_f - t_0) e^{-\frac{k\tau}{cm + C_0}} = (t_f - t_0) e^{-B\frac{\tau}{t_f - t_0}}.$$

На рис. 122 представлены точки, полученные из таблицы 2, и график этой функции при найденном значении B . Видно, что выполненные расчёты согласуются с экспериментом.

ТУЙМ-56. Нагреватель (1998)

В калориметр поместили неизвестное вещество X массой $m = 100$ г и специальный нагреватель, который обеспечивал постоянную скорость повышения температуры $v = 1,0^\circ\text{C}/\text{с}$. В ходе эксперимента измерялась потребляемая нагревателем мощность P в зависимости от температуры T . Полученные результаты представлены в табл. 3. В ходе опыта вещество X расплавилось. Удельная теплоёмкость вещества X не зависит от температуры в пределах одного агрегатного состояния. Общая теплоёмкость калориметра и нагревателя $C = 50$ Дж / $^\circ\text{C}$. Температура окружающей среды $T_0 = 20^\circ\text{C}$.

Полагая экспериментальные данные достоверными и достаточно точными, определите следующие параметры вещества X : температуру плавления $T_{\text{пл}}$, удельные теплоёмкости $c_{\text{тв}}$ и $c_{\text{жид}}$ в твёрдом и жидком состояниях соответственно, удельную теплоту плавления λ . На какую постоянную мощность $P_{\text{пл}}$ нужно настроить нагреватель, чтобы длительное время поддерживать вещество X в калориметре при температуре плавления?

Приводить ответы в общем виде в данной задаче не требуется, однако желательно оценить погрешности полученных численных результатов.

$T, ^\circ\text{C}$	31	32	33	34	35	36	37
$P, \text{Вт}$	155	160	165	760	155	160	165

Задача 56. Нагреватель (1998)

Графическое представление экспериментальных данных (рис. 123) позволяет обнаружить три этапа процесса:

- 1) от 31°C до 33°C ;
- 1) от 33°C до 35°C ;
- 1) от 35°C до 37°C .

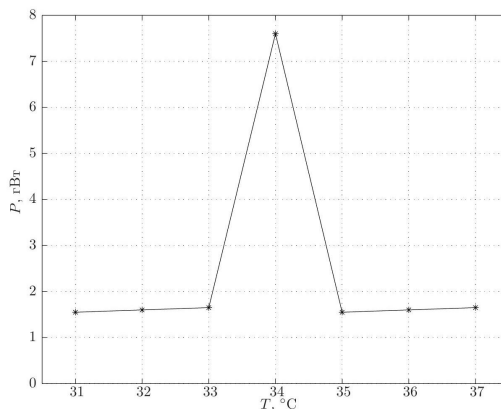


Рис. 123

Температура плавления. На втором этапе мощность нагревателя резко увеличивается, значит, именно в этот момент происходит плавление вещества X , то есть $T_{\text{пл}} = (34,0 \pm 0,5)^\circ\text{C}$. Наличие погрешности результата связано не с точностью исходных данных, а с их дискретностью, составляющей 1°C .

Мощность теплопотерь. На первом и третьем этапах мощность нагревателя линейно зависит от температуры, что при условии постоянства теплоёмкостей может объясняться только наличием теплопотерь, мощность которых $P_0 = k(T - T_0)$, где k - константа, характеризующая калориметр. Из таблицы в условии видно, что мощность увеличивается на $\Delta P = 5$ Вт при повышении температуры на $\Delta T = 1^\circ\text{C}$, следовательно, коэффициент пропорциональности $k = \Delta P / \Delta T = 5 \text{ В/}^\circ\text{C}$. Чтобы поддерживать вещество X в калориметре при постоянной температуре, нагреватель должен подводить мощность, равную мощности теплопотерь, поэтому $P_{\text{пл}} = k(T_{\text{пл}} - T_0) = (70 \pm 3) \text{ Вт}$. Погрешность $P_{\text{пл}}$ обусловлена погрешностью $T_{\text{пл}}$ из предыдущего пункта.

Удельные теплоёмкости. За малый промежуток времени Δt температура системы повышается на $\Delta T = v \Delta t$. Пусть c - удельная теплоёмкость вещества X при температуре T на первом или третьем этапе, тогда уравнение теплового баланса на промежутке времени Δt будет иметь вид

$$(P - k(T - T_0)) \Delta t = (cm + C) \Delta T$$

откуда

$$c = \frac{1}{m} \left(\frac{P - k(T - T_0)}{v} - C \right).$$

Подставляя сюда данные для любых точек на первом и третьем этапах, находим соответственно

$$c_{\text{т}} = 500 \text{ Дж} / (\text{г} \cdot ^\circ\text{C}) \quad \text{и} \quad c_{\text{жид}} = 300 \text{ Дж} / (\text{г} \cdot ^\circ\text{C}).$$

Погрешности здесь не рассчитаны, так как они могут быть связаны только с погрешностью исходных данных, которой по условию можно пренебречь.

Удельная теплота плавления. Мощности нагревателя на границах второго этапа ($P_{33} = 165$ Вт и $P_{35} = 155$ Вт) близки между собой и существенно меньше мощности в середине второго этапа ($P_{34} = 760$ Вт), поэтому можно считать, что для нагрева системы и компенсации теплопотерь на втором этапе требуется средняя мощность $P_{\text{ср}} = (P_{33} + P_{35}) / 2 = 160$ Вт, а дополнительная мощность $P_{\text{доп}} = P_{34} - P_{\text{ср}} = 600$ Вт расходуется на плавление.

Логично предположить, что полученные в эксперименте мощности P являются средними значениями за промежуток времени $\Delta t = \Delta T / v = 1$ с между соседними измерениями, тогда из уравнения теплового баланса для плавления

$$P_{\text{доп}} \Delta t = \lambda m$$

находим

$$\lambda = (6000 \pm 50) \text{ Дж/кг}$$

Погрешность последнего результата оценена через диапазон возможных значений $P_{\text{доп}} = (600 \pm 5) \text{ Вт}$, зависящий от $P_{\text{ср}} = (160 \pm 5) \text{ Вт}$, и получилась весьма небольшой для подобных измерений, однако следует учесть, что, если предположение об усреднении мощности в реальности не выполняется, то полученное значение λ может в разы отличаться от истинного.

ТУЙМ-58. Скороварка (1999)

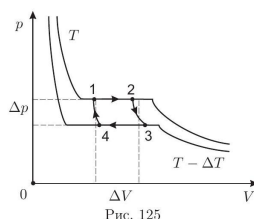
Известно, что в герметично закрытой кастрюле (скороварке) пища варится быстрее, вследствие того что в ней температура кипения воды выше 100 °С. На сколько давление в скороварке должно быть выше атмосферного, для того чтобы температура кипения в ней стала равной 105 °С? Удельная теплота парообразования воды $r = 2250$ кДж/кг. Решите задачу, проанализировав цикл Карно с рабочим телом вода-пар. Насыщенный водяной пар считайте идеальным газом.

ТУЙМ-58. Скороварка (1999)

На рис. 125 изображены две близкие изотермы воды, соответствующие температурам T и $T - \Delta T$.

Прямолинейные участки изотерм соответствуют равновесным состояниям смеси воды и водяного пара. Рассмотрим цикл Карно 1-2-3-4-1, осуществляемый с некоторой массой m воды. Коэффициент полезного действия η цикла Карно:

$$\eta = \frac{\Delta T}{T} = \frac{A}{Q}$$



где A - работа за цикл, Q - количество теплоты, полученное от нагревателя. Поскольку $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ мало по сравнению с $T = 373^\circ\text{C}$, при вычислении работы цикл 1-2-3-4-1 можно считать прямоугольником. Тогда

$$A = \Delta p \Delta V$$

где ΔV - изменение объёма воды при её обращении в пар. Количество теплоты, необходимое для парообразования, составляет

$$Q = rm$$

Подставляя выражения (164) и (165) в формулу (163), получим

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta p \Delta V}{rm}, \quad \text{или} \quad \frac{\Delta p}{\Delta T} = \frac{r}{T \Delta v}$$

где $\Delta v = \Delta V/m$ - изменение удельного объёма воды при её обращении в пар.

Уравнение (166) известно в физике под названием уравнения Клаузиуса-Клапейрона. Оно описывает не только кипение, но и другие агрегатные превращения. При парообразовании воды $\Delta v > 0$, поэтому из уравнения (166) следует увеличение температуры кипения ($\Delta T > 0$) с ростом давления ($\Delta p > 0$). А вот процесс плавления льда сопровождается уменьшением удельного объёма ($\Delta v < 0$). Поэтому температура плавления льда с повышением давления убывает.

При кипении изменение удельного объёма воды приблизительно равно удельному объёму образовавшегося пара, то есть $\Delta v \approx V_v/m$. Считая пар идеальным газом, отношение V_v/m можно найти из уравнения Менделеева-Клапейрона. Получим

$$\Delta v = \frac{RT}{Mp}$$

где R - универсальная газовая постоянная, а M - молярная масса воды. Подставляя найденное Δv в уравнение (166), найдём

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{rM\Delta T}{RT^2}$$

Подставляя численные значения, получим

$$\Delta p = 0,18 \cdot 10^5 \text{ Па}$$

ТУЙМ-59. Сосуд с водой (2001)

В сосуде под поршнем, создающим постоянное давление $P_0 = 1$ атм, находится химически чистое вещество H_2O массой $m = 10$ г. Изобразите график зависимости общей теплоёмкости C содержимого сосуда от температуры T в интервале от $T_1 = -50^\circ\text{C}$ до $T_2 = 150^\circ\text{C}$ и поясните особенности графика.

Физические величины на всякий случай: плотность льда $\rho_l = 917$ кг/м³, плотность воды $\rho_w = 1000$ /м³, удельная теплоёмкость льда $c_l = 2100$ Дж/(кг · °C), удельная теплоёмкость воды $c_w = 4200$ Дж/(кг · °C), удельная теплота плавления льда $\lambda = 335$ кДж/кг, удельная теплота парообразования воды $r = 2,26$ МДж/кг, универсальная газовая постоянная $R = 8,31$ Дж/(моль · К), молярная масса воды $\mu = 18$ кг/кмоль.

ТУЙМ-59. Сосуд с водой (2001)

Это очевидный график. (?? еще раз проверю!??)

Общая теплоёмкость системы определяется формулой $C = \Delta Q / \Delta T$, где ΔQ - малое количество теплоты, которое система получает при изменении её температуры на малую величину ΔT .

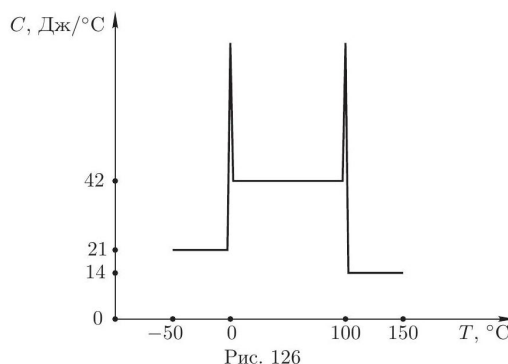
Заданный по условию процесс нагревания содержимого сосуда в интервале температур от $T_1 = -50^\circ\text{C}$ до $T_2 = 150^\circ\text{C}$ протекает при постоянном нормальном давлении $P_0 = 1$ атм, поэтому плавление льда и парообразование воды будут происходить при обычных температурах 0°C и 100°C соответственно, которые входят в рассматриваемый интервал.

В точках фазового перехода тепло подводится ($\Delta Q > 0$), а температура не изменяется ($\Delta T = 0$), поэтому теплоёмкость стремится к бесконечности.

В интервале температур $[-50^\circ\text{C}; 0^\circ\text{C}]$ содержимое сосуда находится в твёрдом состоянии (лёд) и его теплоёмкость составляет $C_1 = c_l m = 21$ Дж/°C.

В интервале температур $(0^\circ\text{C}; 100^\circ\text{C})$ содержимое сосуда находится в жидком состоянии (вода) и его теплоёмкость составляет $C_2 = c_w m = 42$ Дж/°C. В интервале температур $(100^\circ\text{C}; 150^\circ\text{C})$ содержимое сосуда находится в газообразном состоянии (пар) и его теплоёмкость составляет $C_3 = 3(m/\mu)R \approx 14$ Дж/°C.

Изобразим полученные результаты в графическом виде (рис. 126).

**Примечание.**

Отметим, что значение C_3 , вычисленное согласно простейшей модели идеального газа, заметно отличается от «истинного» значения $C_3 \approx 20$ Дж/°C, полученного на основе экспериментальных данных из справочника. Кроме того, каждая из теплоёмкостей C_1 , C_2 и C_3 не является константой, а немного зависит от температуры. Однако эти уточнения не влияют на суть задачи в условиях олимпиады.

ТУЙМ-64. Чайник (2005)

В чайник с нагревательным элементом мощностью $P = 2200$ Вт налили $V_1 = 1,5$ л холодной воды и включили его. Когда вода закипела, он автоматически отключился. Через $\tau_1 = 60$ с его снова включили, а ещё через $\tau_2 = 6$ с вода закипела и чайник выключился. Сразу после этого его ещё раз включили, но сняв крышку. Автоматический выключатель, срабатывающий под давлением пара, перестал действовать, и вода из чайника начала выкипать. Через $\tau_3 = 240$ с после последнего включения измерили объём оставшейся воды. Он оказался равным $V_2 = 1,3$ л. Каково значение удельной теплоты парообразования воды r ? Удельная теплоёмкость воды $c = 4200$ Дж/(кг · К), плотность $\rho = 1000$ кг/м³. Теплоёмкостью чайника пренебречь.

Задача 64. Чайник (2005)

Решение задачи сводится к применению закона изменения энергии в процессах теплообмена и парообразования.

Количество теплоты Q_e , отданное чайником в окружающую среду до второго включения, равно работе электрического тока в течение времени τ_2 :

$$Q_e = P\tau_2$$

Количество теплоты, отдаваемое остывающим телом в окружающую среду, пропорционально времени остывания. Чайник остывает до второго включения в течение времени $\tau_1 + \tau_2$, так что

$$Q_e = k_1 (\tau_1 + \tau_2)$$

где k_1 - коэффициент теплоотдачи, зависящий от разности температур тела и среды. В данном случае k_1 соответствует некоторой «средней» температуре остывавшего чайника.

При кипении открытого чайника работа электрического тока $P\tau_3$ равна сумме количества теплоты, необходимого для парообразования $r(m_1 - m_2)$, и количества теплоты, отдаваемого в окружающую среду:

$$P\tau_3 = k_2\tau_3 + r(m_1 - m_2)$$

Здесь $m_1 = \rho V_1$ и $m_2 = \rho V_2$ - массы воды в чайнике до и после кипения, k_2 - коэффициент теплоотдачи чайника, соответствующий его температуре, равной 100°C . Насколько велико различие коэффициентов k_1 и k_2 ? Для выяснения этого вопроса найдём изменение температуры ΔT чайника при его остывании:

$$cm_1\Delta T = Q_e = P\tau_2.$$

Отсюда получаем

$$\Delta T = \frac{P\tau_2}{c\rho V_1} = 1,9^\circ\text{C}$$

Температура окружающей среды комнатная (20°C). Поэтому разность температур чайника и окружающей среды изменяется приблизительно на $2/80 \approx 0,03 = 3\%$. Вследствие этого можно считать, что $k_1 \approx k_2$. Тогда из формул (176), (177) и (178) находим

$$r = \frac{P\tau_3}{\rho(V_1 - V_2)} \left(1 - \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2}\right) = 2,4 \text{ МДж / кг}$$

Чаще всего экспериментальное определение удельной теплоты парообразования производится калориметрически. Однако пример этой задачи показывает, что можно обойтись и без калориметра. Следует сначала измерить время, в течение которого сосуд с жидкостью охлаждается на небольшую величину от температуры кипения, а затем измерить время, за которое выкипает определённый объём жидкости. При этом коэффициент теплоотдачи можно считать постоянным на протяжении всех измерений.

ТУЙМ-65. Грелка в аквариуме (2007)

Герметичный аквариум с теплоизолированными стенками содержит воду массой $M = 100$ кг. Над поверхностью воды в аквариуме имеется небольшое количество воздуха. В толще воды закрепили резиновую грелку G , имеющую форму плоского неправильного треугольника, вершины которого находятся на глубинах $h_1 = 30$ см, $h_2 = 40$ см и $h_3 = 65$ см от поверхности воды (рис. 25). Равномерно по всей поверхности грелки проделали $N = 1000$ маленьких отверстий. Горлышко грелки подсоединено через шланг S к непрерывно работающему компрессору K , который закачивает

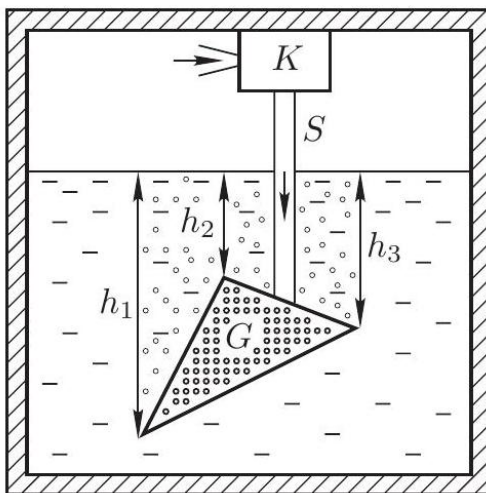


Рис. 25 в грелку воздух, находящийся внутри аквариума над поверхностью воды. В результате этого каждое отверстие в грелке выпускает в среднем один пузырёк радиусом $r = 1$ мм за время $\tau = 0,3$ с. Оцените время t , за которое вода в сосуде нагреется на $\Delta T = 1^\circ\text{C}$.

Удельная теплоёмкость воды $c = 4200$ Дж/(кг $\cdot$ $^\circ\text{C}$), плотность воды $\rho = 1000$ кг / м^3 . Ускорение свободного падения $g = 10$ м/с ^{2} . Неидеальность компрессора, вязкость воздуха и поверхностное натяжение воды не учитывайте.

Задача 65. Грелка в аквариуме (2007)

По мере всплытия пузырька вода опускается, занимая тот объём, который пузырёк вытеснял в предыдущий момент времени. Уменьшение потенциальной энергии воды сопровождается равным увеличением её кинетической энергии, которая в свою очередь за счёт внутреннего трения (вязкости) переходит в тепловую энергию, тем самым повышая температуру воды.

Когда пузырёк радиусом r всплывает с глубины h на поверхность, вода объёмом $V = 4\pi r^3/3$ и массой $m = V\rho$ опускается на глубину h . При этом её потенциальная энергия уменьшается на $\Delta E = mgh$ и выделяется теплота

$$Q_1 = \Delta E = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho g h$$

Поскольку грелка плоская и отверстия покрывают её равномерно, можно считать, что все пузырьки отрываются от грелки в её центре масс, который совпадает с точкой пересечения медиан треугольника и расположен на глубине

$$h = \frac{1}{3} (h_1 + h_2 + h_3)$$

За искомое время t грелку покинет $n = Nt/\tau$ пузырьков и выделится теплота

$$Q_n = nQ_1 = \frac{4\pi}{9} r^3 \rho g (h_1 + h_2 + h_3) N \frac{t}{\tau},$$

которая приведёт к требуемому повышению температуры:

$$Q_n = cM\Delta T$$

Приравнявая выражения для Q_n , находим

$$t = \frac{9cM\Delta T\tau}{4\pi r^3 \rho g (h_1 + h_2 + h_3) N} = 6,7 \cdot 10^6 \text{ с} \approx 77 \text{ су}$$

ТУЙМ-67. Суп экспериментатора Глюка (2008)

Однажды зимой экспериментатор Глюк решил вскипятить воду на свежем воздухе (температура воздуха $t_0 = 0^\circ\text{C}$, атмосферное давление $P_0 = 101$ кПа, относительная влажность воздуха $\varphi = 25\%$). Для этого он налил в кастрюлю достаточное количество холодной воды и развёл под ней небольшой костёр. Поперечное сечение кастрюли имеет форму неправильного треугольника площадью $S = 100$ см ^{2} . Стенки кастрюли тонкие, а их температура всё время равна температуре воды. Однородная золотая крышка массой $m = 20$ кг герметично закрывает кастрюлю, но не крепится к ней.

- 1) При какой температуре t_1 крышка в первый раз приподнимется, чтобы выпустить пар из кастрюли?
- 1) Какую температуру t_2 будет иметь вода после длительного, но не очень активного кипения?
- 1) До какой температуры t_3 должна остыть вода после этого, чтобы Глюк не смог открыть крышку, прилагая к ней вертикальную силу $F = 300$ Н?

Получать ответы в общем виде не требуется. Зависимость давления P насыщенного пара от температуры t приведена на графике (рис. 27). Ускорение свободного падения $g \approx 10$ м/с ^{2} .

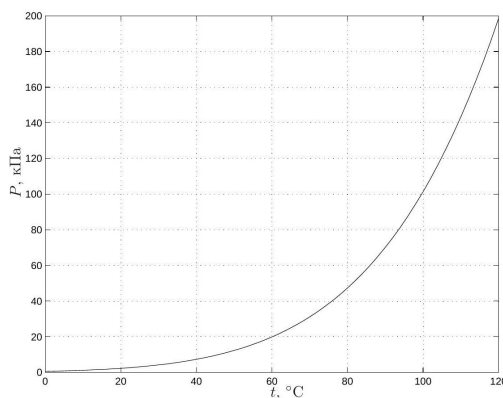


Рис. 27

ТУЙМ-67. Суп экспериментатора Глюка (2008)

Поскольку все рассматриваемые процессы медленные, можно считать, что пар находится в термодинамическом равновесии с водой, то есть является насыщенным. Давление насыщенного пара при малых температурах пренебрежимо мало, поэтому можно считать, что сначала под крышкой был сухой воздух при атмосферном давлении. Таким образом, относительная влажность воздуха ни на что не влияет и приведена в условии лишь «для красоты».

1) Условие равновесия крышки непосредственно перед её приподниманием имеет вид

$$(P_1 + P'_0) \cdot S = mg + P_0 S$$

где P_1 и P'_0 - давления соответственно пара и воздуха под крышкой при температуре t_1 . Из уравнения Менделеева-Клапейрона выразим

$$P'_0 = P_0 \cdot \frac{273^\circ\text{C} + t_1}{273^\circ\text{C} + t_0} = P_0 \left(1 + \frac{t_1}{273^\circ\text{C}} \right)$$

После подстановки выражения (183) в формулу (182) и упрощения получим

$$P_1 = \frac{mg}{S} - \frac{P_0 t_1}{273^\circ\text{C}}$$

Это уравнение можно решить графически: построить графики его левой и правой частей как функций от t_1 и найти их точки пересечения. Поскольку P_1 - давление насыщенного пара, имеем $P_1 = P(t_1)$, а график $P(t_1)$ приведён в условии. График правой части уравнения (184) имеет вид прямой, пересекающей оси в точках

$$P_x = \frac{mg}{S} = 20 \text{ кПа} \quad \text{и} \quad t_x = 273^\circ\text{C} \cdot \frac{mg}{P_0 S} = 54^\circ\text{C}.$$

Таким образом, из графиков (рис. 132) находим $t_1 \approx 37^\circ\text{C}$.

Примечание.

Если не учитывать изменение давления воздуха, то есть вместо условия (183) считать, что $P'_0 = P_0$, то давление пара должно возрасти до значения $P'_1 = mg/S \approx 20 \text{ кПа}$, откуда по графику находим $t_1 \approx 60^\circ\text{C}$, что существенно отличается от правильного ответа.

1) Из условия равновесия крышки следует, что давление газа под крышкой не может превышать

$$P_2 = P_0 + \frac{mg}{S} = 121 \text{ кПа}$$

В процессе нагревания и кипения воды количество пара под крышкой будет расти. Когда давление газа под крышкой превысит величину P_2 , крышка приподнимется и излишек газа выйдет наружу. При этом каждый раз будет выходить смесь пара и воздуха. Однако количество воздуха под крышкой ограничено имевшимся там изначально, а количество пара пополняется за счёт кипения воды. Значит, после длительного кипения воды воздуха под крышкой практически не останется, а давление пара будет примерно P_2 . Из условия $P(t_2) = P_2$ по графику находим $t_2 \approx 105^\circ\text{C}$.

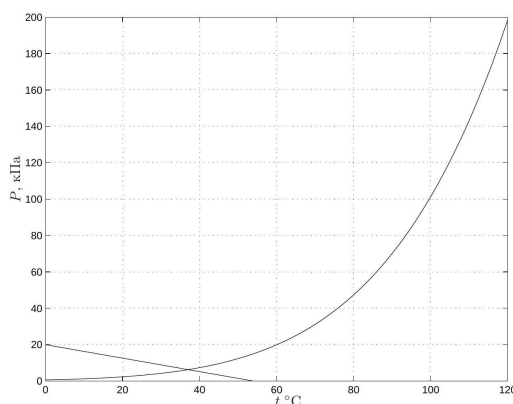


Рис. 132 3. Силы давления воздуха и пара действуют равномерно по всей площади крышки, поэтому можно считать, что они приложены к её центру масс (аналогично силе тяжести, действующей на однородную крышку). Центр масс однородного треугольника расположен в точке пересечения медиан, которая делит каждую из медиан в отношении 2 : 1, считая от вершины. Для открывания крышки эффективнее всего прикладывать вертикальную силу к одной из вершин треугольника, так как тогда плечо прикладываемой силы относительно оси, проходящей через две другие вершины, будет в 3

раза больше, чем плечи противодействующих сил. Пусть P_3 - давление пара, когда вода остыла до температуры t_3 , тогда из уравнения моментов получаем

$$3 \cdot F = mg + (P_0 - P_3) S$$

откуда

$$P_3 = P_0 + \frac{mg - 3F}{S} \approx 31 \text{ кПа}$$

Поскольку вода остывает медленно, пар является насыщенным. Из условия $P(t_3) = P_3$ по графику находим $t_3 \approx 70^\circ\text{C}$.

Примечание.

Если не использовать свойства рычага, а прикладывать силу F к центру масс, то давление пара достаточно уменьшить до $P'_3 = P_0 + (mg - F)/S = 91 \text{ кПа}$, откуда по графику находим $t'_3 \approx 97^\circ\text{C}$, что существенно отличается от правильного ответа.

ТУЙМ-68. Бытовой холодильник (2008)

Бытовой холодильник имеет ручку регулировки температуры в камере. Требуемая температура поддерживается с помощью специального устройства, которое периодически включает и выключает холодильную установку. Когда температура в камере поднимается выше требуемой более чем на некоторую небольшую фиксированную величину, данное устройство включает холодильную установку. Когда температура в камере опускается ниже требуемой более чем на некоторую небольшую фиксированную величину, данное устройство выключает холодильную установку.

В установившемся режиме работы холодильника в камере поддерживалась температура $T_1 = 275 \text{ К}$. Ручку регулировки температуры повернули, и через некоторое время в камере установилась температура $T_2 = 270 \text{ К}$.

- 1) Во сколько раз n изменилась мощность теплопередачи от окружающей среды к камере?
- 1) Во сколько раз p изменилась мощность теплопередачи от камеры к холодильной установке во время её работы?
- 1) Во сколько раз α изменилась доля времени, в течение которого работает холодильная установка?
4. Во сколько раз β изменилось время непрерывной работы холодильной установки?

Представьте ответы в общем виде и рассчитайте численные значения с точностью до третьей цифры после запятой.

Предельно низкая температура, которая может быть достигнута при непрерывной работе холодильной установки, $T_3 = 260 \text{ К}$. Комнатная температура $T_0 = 295 \text{ К}$. Мощность, потребляемая холодильником от электрической сети во время работы холодильной установки, постоянна. Различием температур в разных частях камеры можно пренебречь. Считайте, что холодильный коэффициент бытового холодильника в некоторое фиксированное число раз меньше аналогичной величины для идеального холодильника, работающего по циклу Карно в тех же условиях.

Примечание. Холодильный коэффициент $\mu = Q/A$, где Q - количество теплоты, отнятое за цикл у охлаждаемого тела, A - работа, совершённая за цикл над рабочим телом.

ТУЙМ-68. Бытовой холодильник (2008)

Все величины, относящиеся к установившемуся режиму до поворота ручки, будем отмечать индексом «1», а после поворота - индексом 2.

- 1) По закону теплопроводности можно записать мощности теплопередачи от окружающей среды к камере в виде

$$N_1 = k(T_0 - T_1), \quad N_2 = k(T_0 - T_2),$$

где k - коэффициент пропорциональности, зависящий только от свойств стенок и размеров камеры. Находим искомое отношение:

$$n = \frac{N_2}{N_1} = \frac{T_0 - T_2}{T_0 - T_1} = 1,250$$

- 1) Холодильный коэффициент идеального холодильника, работающего по циклу Карно, определяется по формуле $\mu = T_X/(T_0 - T_X)$, где T_X и T_0 - температуры охлаждаемого тела и окружающей среды соответственно.

Пусть P - мощность, потребляемая холодильной установкой от электрической сети, η - отношение холодильных коэффициентов бытового и идеального холодильников, тогда мощности теплопередачи от камеры к холодильной установке можно записать в виде

$$P_1 = \eta \cdot \frac{T_1}{T_0 - T_1} \cdot P, \quad P_2 = \eta \cdot \frac{T_2}{T_0 - T_2} \cdot P$$

Находим искомое отношение:

$$p = \frac{P_2}{P_1} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} \approx 0,785$$

1) Пусть t_1 и t_2 - времена непрерывной работы холодильной установки, τ_1 и τ_2 - времена между двумя её последовательными включениями или выключениями (длительности полных периодов работы), тогда усреднённые за периоды τ_1 и τ_2 уравнения теплового баланса примут вид

$$P_1 t_1 = N_1 \tau_1, \quad P_2 t_2 = N_2 \tau_2$$

откуда получаем доли времён, в течение которых работает холодильная установка:

$$\alpha_1 = \frac{t_1}{\tau_1} = \frac{N_1}{P_1} = \frac{k(T_0 - T_1)^2}{\eta P T_1}, \quad \alpha_2 = \frac{t_2}{\tau_2} = \frac{N_2}{P_2} = \frac{k(T_0 - T_2)^2}{\eta P T_2}$$

Находим искомое отношение:

$$\alpha = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{(T_0 - T_2)^2}{(T_0 - T_1)^2} \cdot \frac{T_1}{T_2} \approx 1,591$$

1) Когда холодильная установка работает непрерывно, мощности теплопередачи от окружающей среды к камере и от камеры к холодильной установке одинаковы:

$$k(T_0 - T_3) = \eta \cdot \frac{T_3}{T_0 - T_3} \cdot P$$

откуда

$$\frac{\eta P}{k} = \frac{(T_0 - T_3)^2}{T_3}$$

Поскольку общая теплоёмкость камеры и допустимые устройством отклонения от требуемой температуры не изменяются, за время непрерывной работы холодильной установки от камеры отводится одно и то же суммарное количество теплоты Q :

$$Q = (P_1 - N_1) t_1, \quad Q = (P_2 - N_2) t_2,$$

откуда находим искомое отношение:

$$\begin{aligned} \beta = \frac{t_2}{t_1} &= \frac{P_1 - N_1}{P_2 - N_2} = \frac{\frac{\eta P T_1}{T_0 - T_1} - k(T_0 - T_1)}{\frac{\eta P T_2}{T_0 - T_2} - k(T_0 - T_2)} = \\ &= \frac{(T_1(T_0 - T_3)^2 - T_3(T_0 - T_1)^2)(T_0 - T_2)}{(T_2(T_0 - T_3)^2 - T_3(T_0 - T_2)^2)(T_0 - T_1)} \approx 1,730. \end{aligned}$$

ТУЙМ-70. Относительное равновесие (2009)

Два сосуда объёмами $V_1 = 4,0$ л и $V_2 = 1,0$ л соединены короткой трубкой, которая первоначально перекрыта вентилем. В первом сосуде находится влажный воздух под давлением $P_1 = 2,40$ атм с относительной влажностью $\varphi_1 = 90\%$, а во втором - водяной пар под давлением $P_2 = 0,85$ атм. Вентиль открывают, и в сосудах быстро устанавливается одинаковое давление. Затем при открытом вентиле медленно устанавливается термодинамическое равновесие и достигается одинаковая влажность в обоих сосудах.

1) Найдите давление P влажного воздуха после установления термодинамического равновесия.

1) Найдите относительную влажность φ воздуха после установления термодинамического равновесия.

3. Найдите минимальное давление $P_{\min}$ в первом сосуде в процессе установления термодинамического равновесия.

1) Найдите минимальную влажность $\varphi_{\min}$ в первом сосуде в процессе установления термодинамического равновесия.

Толстые металлические стенки сосудов и скомканная внутри проволока обеспечивают постоянную температуру газов $T = 373$ К. Объёмом трубки и проволоки, а также возможностью возникновения перенасыщенного пара можно пренебречь. В вопросах 1 и 2 требуются ответы в общем виде и в виде числа, а в вопросах 3 и 4 - только численные ответы.

ТУЙМ-70. Относительное равновесие (2009)

- 1) Из уравнения Менделеева-Клапейрона для смеси газов найдём

$$P = \frac{P_1 V_1 + P_2 V_2}{V_1 + V_2} = 2,09 \text{ атм}$$

- 1) Из определения относительной влажности и уравнения Менделеева-Клапейрона для пара найдём

$$\varphi = \frac{P_{\text{п}}}{P_0} = \frac{\varphi_1 P_0 V_1 + P_2 V_2}{P_0 (V_1 + V_2)} = 89\%$$

где $P_0 = 1 \text{ атм}$ - давление насыщенного пара при температуре $T = 100^\circ\text{C}$.

1) Сразу после открытия вентиля произойдёт быстрое макроскопическое перемещение газа из первого сосуда во второй. При этом пар во втором сосуде станет насыщенным задолго до установления одинакового давления. Проверим это непосредственным расчётом.

Чтобы пар во втором сосуде стал насыщенным, его давление должно увеличиться на $1,00 \text{ атм} - 0,85 \text{ атм} = 0,15 \text{ атм}$. При этом давление воздуха во втором сосуде возрастёт в $(2,40 \text{ атм} - 90\% \cdot 1,00 \text{ атм}) : (90\% \cdot 1,00 \text{ атм}) = 5/3$ раза сильнее (пропорционально отношению парциальных давлений воздуха и пара в первом сосуде) и станет равно $0 \text{ атм} + 5/3 \cdot 0,15 \text{ атм} = 0,25 \text{ атм}$. Таким образом, общее давление во втором сосуде увеличится на $0,15 \text{ атм} + 0,25 \text{ атм} = 0,40 \text{ атм}$ и станет равно $0,85 \text{ атм} + 0,40 \text{ атм} = 1,25 \text{ атм}$. Объём первого сосуда в $V_1/V_2 = 4$ раза больше, значит, давление в нём изменится в 4 раза слабее и станет равно $2,40 \text{ атм} - 0,40 \text{ атм} / 4 = 2,30 \text{ атм}$.

Поскольку пар во втором сосуде стал насыщенным, его давление перестанет возрастать, а поступающий пар будет сразу же конденсироваться. Тогда давление газа во втором сосуде будет увеличиваться только за счёт поступающего воздуха, давление которого составляет $5/8$ от общего давления в первом сосуде. Следовательно, отношение изменений давлений в первом и втором сосудах станет $1 : (4 \cdot 5/8) = 2 : 5$ вместо $1 : 4$. Деля разность давлений $2,30 \text{ атм} - 1,25 \text{ атм} = 1,05 \text{ атм}$ в пропорции $2 : 5$, находим равновесное давление $2,00 \text{ атм}$. После этого начнётся постепенный рост давления и влажности за счёт испарения образовавшейся воды. Таким образом, найденное равновесное давление и является минимальным: $P_{\text{min}} = 2,00 \text{ атм}$. 4. Поскольку относительные изменения парциальных давлений воздуха и пара в первом сосуде одинаковы, минимальная влажность достигается одновременно с минимальным давлением и равна $\varphi_{\text{min}} = \varphi_1 \cdot P_{\text{min}}/P_1 = 75\%$.

ТУЙМ-71. Холодильник-кондиционер (2010)

У экспериментатора Глюка стал слабо морозить однокамерный холодильник для хранения продуктов: при работе на полную мощность в камере поддерживалась температура лишь $T_x = +10,0^\circ\text{C}$, причём (что самое страшное для не терпящего жару Глюка!) температура в комнате из-за работы холодильника поднималась до $T_1 = +30,5^\circ\text{C}$, хотя на улице было всего $T_0 = +30,0^\circ\text{C}$.

Поэтому Глюк решил переделать холодильник в кондиционер: прикрепил его снаружи к окну так, что дверца холодильника оказалась в плоскости окна (на месте предварительно вынутого стекла), после чего удалил эту дверцу. Какая температура T_2 установится в комнате теперь?

Холодильник считайте идеальным, поток тепла через дверцу (пока она была) и изменение площади оконных стёкол из-за переделки не учитывайте.

ТУЙМ-71. Холодильник-кондиционер (2010)

Запишем уравнения теплового баланса:

- 1) для комнаты с холодильником -

$$P = \alpha (T_1 - T_0)$$

- 1) для камеры холодильника -

$$P \cdot \eta_1 = \beta (T_1 - T_x)$$

- 1) для комнаты с кондиционером -

$$P \cdot \eta_2 = (\alpha + \beta) (T_0 - T_2)$$

где P - мощность холодильника, α и β - коэффициенты, характеризующие соответственно теплопроводность стен и окон комнаты и стенок холодильника, $\eta_1 = T_x / (T_1 - T_x)$ и $\eta_2 = T_2 / (T_0 - T_2)$ - холодильные коэффициенты (численные значения температур перед постановкой обязательно должны быть переведены в кельвины). Подставив формулу для η_1 , из соотношений (185) и (186) выразим

$$\alpha = \frac{P}{T_1 - T_0}, \quad \beta = \frac{PT_x}{(T_1 - T_x)^2}.$$

Теперь, подставив η_2 , α и β в формулу (187) и сократив на P , получим

$$\frac{T_2}{T_0 - T_2} = \left(\frac{1}{T_1 - T_0} + \frac{T_x}{(T_1 - T_x)^2} \right) (T_0 - T_2)$$

или, после упрощения,

$$\gamma T_2 = (T_2 - T_0)^2$$

где для краткости записи введено обозначение

$$\gamma = \frac{1}{\frac{1}{T_1 - T_0} + \frac{T_x}{(T_1 - T_x)^2}} \approx 0,374 \text{ K}.$$

Приведя уравнение (188) к каноническому виду

$$T_2^2 - (2T_0 + \gamma) T_2 + T_0^2 = 0$$

и решив его, получим

$$T_2 = \frac{2T_0 + \gamma \pm \sqrt{\gamma(4T_0 + \gamma)}}{2}$$

Выбирая корень $T_2 < T_0$, окончательно находим

$$T_2 = T_0 - \frac{\sqrt{\gamma(4T_0 + \gamma)} - \gamma}{2} \approx 19,5^\circ\text{C}$$

ТУЙМ-74. Авторская методика заварки чая (2012)

Экспериментатор Глюк решил заварить холодный чай по своей авторской методике. Для этого он взял пустую кастрюлю диаметром $d = 23$ см и высотой $h = 13$ см и стал последовательно наливать в неё порции воды объёмом $\Delta V = 100$ мл каждая, причём первая порция имела температуру $t_1 = 1^\circ\text{C}$, а каждая следующая - на $\Delta t = 1^\circ\text{C}$ выше, чем предыдущая. Когда кастрюля заполнилась, Глюк высыпал в неё один грамм чая и перемешал. Какую температуру t чая предпочитает Глюк, если судить по его авторской методике? Общая теплоёмкость стенок кастрюли $C = 420$ Дж/К, а её начальная температура $t_0 = 19^\circ\text{C}$. Теплообменом с окружающей средой можно пренебречь. Плотность воды $\rho = 1000$ кг/м³, удельная теплоёмкость воды $c = 4200$ Дж/(кг · °C).

Примечание. Ответ в общем виде в данной задаче не требуется.

P.S. Как вы думаете, почему наш персонаж любит чай именно такой температуры? (Вопрос шуточный и в баллах не оценивается.)

ТУЙМ-74. Авторская методика заварки чая (2012)

Из величины объёма кастрюли $V = (\pi d^2/4) h = 5401$ мл следует, что всего было налито $n = V/\Delta V = 54$ порции воды, а последний 1 мл остался для чая. Найдём среднюю температуру налитой воды:

$$t_{\text{ср}} = \frac{t_1 + t_n}{2} = 27^\circ\text{C}$$

Поскольку теплоёмкость кастрюли мала по сравнению с теплоёмкостью всей налитой воды, конечная температура t должна быть близка к $t_{\text{ср}}$, однако рассчитаем её «точно». Согласно уравнению теплового баланса

$$Ct_0 + c \cdot n\rho\Delta V \cdot t_{\text{ср}} = Q = Ct + c \cdot n\rho\Delta V \cdot t$$

откуда

$$t = \frac{Ct_0 + c n\rho\Delta V t_{\text{ср}}}{C + c n\rho\Delta V} = 26,85^\circ\text{C} \approx 27^\circ\text{C}$$

Поскольку $0^\circ\text{C} = 273,15$ К, искомая температура $t = 300,00$ К, и тогда становится ясно, почему нашему персонажу нравится именно такая температура чая, - он просто любит «круглые» числа. (-)

1.12 Problems about thermodynamic potentials 1

01-5.1 Внутренняя энергия не зависит от объема

Исходя из второго начала термодинамики, показать, что внутренняя энергия данной массы идеального газа не зависит от его объема, а является функцией только температуры (закон Джоуля).

Solution

(???)

O1-5.2 Энтальпия не зависит от давления

Исходя из второго начала термодинамики, показать, что энтальпия данной массы идеального газа не зависит от его давления, а является функцией только температуры.

Solution

(???)

O1-5.3 Вещество с $C_V \neq C_V(T)$ (???)

Найти общий вид уравнения состояния вещества, теплоемкость C_V которого не зависит от объема, а зависит только от температуры.

5.

3. $P = A(V)T + B(V)$, где $A(V)$ и $B(V)$ - произвольные функции объема.

O1-5.4 Вещество с $C_P \neq C_P(P)$ (???)

Найти общий вид уравнения состояния вещества, теплоемкость C_P которого не зависит от давления, а зависит только от температуры.

5.

4. $V = A(P)T + B(P)$, где $A(P)$ и $B(P)$ - произвольные функции давления.

O1-5.5.

При 25°C объем одного моля воды (в см³) для давлений от 0 до 1000 атм определяется уравнением

$$V = a + bP + cP^2,$$

причем в этом интервале давлений

$$\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \alpha + \beta P$$

где коэффициенты $a = 18,066$, $b = -7,15 \cdot 10^{-4}$, $c = 4,6 \cdot 10^{-8}$, $\alpha = 4,5 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 1,4 \cdot 10^{-6}$. Определить работу A , необходимую для сжатия моля воды от 0 до 1000 атм при 25°C , и найти приращение ее внутренней энергии ΔU .

5.

5. $A = \left(\frac{1}{2}bP^2 + \frac{2}{3}cP^3\right) = -33,1$ Дж;

$$\Delta U = -T \int_0^P \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P dP - A = -A - T\alpha P - \frac{1}{2}\beta TP^2 = 11,9 \text{ Дж.}$$

O1-5.6 Работа не может быть полным дифференциалом

Пользуясь условием, что дифференциальное выражение $X(x,y)dx + Y(x,y)dy$ есть полный дифференциал, доказать, что элементарная работа δA не может быть полным дифференциалом.

5.

6. Условие полного дифференциала для δA приводит к соотношению $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = 0$. Независимость работы A от пути интегрирования при наличии этого соотношения следует уже из того, что P не зависит от T , а является функцией только объема: $P = P(V)$.

O1-5.7 Аргументы внутренней энергии

Доказать, что если внутренняя энергия физически однородного тела не зависит от его объема, а зависит только от температуры, то она не зависит и от давления. То же справедливо и для энтальпии.

Solution

(???)

O1-5.8

Как доказывается в термодинамике, необходимыми условиями стабильности физически однородного и изотропного вещества являются

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T < 0, C_V > 0$$

Используя их, показать, что для любого вещества $C_P > 0$, причем $C_P > C_V$.

Solution

(???)

O1-5.9

Пользуясь методом термодинамических потенциалов, найти термодинамические производные

$$\left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T; \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T; \left(\frac{\partial C_P}{\partial P}\right)_T.$$

5.

9.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial I}{\partial P}\right)_T &= V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P; \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P \\ \left(\frac{\partial C_P}{\partial P}\right)_T &= -T \left(\frac{\partial^2 V}{\partial T^2}\right)_P \end{aligned}$$

O1-5.10

Доказать соотношение

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\frac{T}{C_V} \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V.$$

O1-5.11

Известно уравнение состояния физически однородного и изотропного вещества. Найти разность теплоемкостей $C_P - C_V$ для этого вещества.

5.

11.

$$\begin{aligned}
C_P - C_V &= \left[P + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T \right] \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P = \\
&= -T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P^2 \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = -T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V^2 \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T = -T \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T
\end{aligned}$$

O1-5.12

Выразить разность удельных теплоемкостей $c_P - c_V$ физически однородного и изотропного вещества через температурный коэффициент расширения $\alpha = \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$, изотермический модуль всестороннего сжатия $K = -V \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T$ и плотность вещества ρ .

5.

12. $c_P - c_V = KT\alpha^2/\rho$.

O1-5.13

Найти разность удельных теплоемкостей $c_P - c_V$ для воды и ртути при $t = 0^\circ\text{C}$ ($T = 273,15\text{K}$). Для воды $\alpha = -6,10 \cdot 10^{-5}\text{K}^{-1}$, $K = 2 \cdot 10^9\text{H}/\text{м}^2$, $\rho = 10^3\text{кг}/\text{м}^3$. Для ртути $c_P = 140\text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$, $\alpha = 1,81 \cdot 10^{-4}\text{K}^{-1}$, $K = 2,6 \cdot 10^{10}\text{H}/\text{м}^2$, $\rho = 13,6\text{ кг}/\text{м}^3$. В чем причина малой разности $c_P - c_V$ для воды (см. задачу 5.12)?

5.

13. Для воды $c_P - c_V = 2\text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K}) \approx 5 \cdot 10^{-4}\text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{K})$. Столь ничтожная разница удельных теплоемкостей c_P и c_V для воды объясняется малостью температурного коэффициента расширения α , обусловленной тем, что коэффициент α при 4°C обращается в минимум $\alpha = 0$. Для ртути $c_P - c_V = 17\text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K})$, $c_V = 123\text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K}) \approx 0,0292\text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{K})$, $c_P/c_V = 1,13$.

O1-5.14

Физически однородное и изотропное вещество расширяется (или сжимается) адиабатически и квазистатически от давления P_1 до давления P_2 . Найти изменение его температуры $T_2 - T_1$ в этом процессе.

5.

14. $T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \frac{T}{C_P} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P dP$.

Решение. При обратимом адиабатическом расширении остается постоянной энтропия газа S . Рассматривая ее как функцию температуры и давления, можно написать для элементарного обратимого процесса расширения:

$$\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P \Delta T + \left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T \Delta P = 0$$

Очевидно,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{T} \left(\frac{T \partial S}{\partial T} \right)_P = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_P = \frac{C_P}{T}$$

Кроме того,

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_T = - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Поэтому

$$\frac{C_P}{T} \Delta T - \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P \Delta P = 0$$

Отсюда для бесконечно малого процесса

$$\frac{\Delta T}{\Delta P} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_S = \frac{T}{C_P} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P$$

Для конечного процесса интегрированием получаем ответ.

O1-5.15

Воду, находящуюся при 0°C и давлении $P = 100$ атм, расширяют адиабатически и квазистатически до атмосферного давления. Найти изменение температуры воды в этом процессе, если коэффициент объемного расширения воды в этих условиях отрицателен: $\alpha = -6,1 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

5.

$$15. \Delta T = \frac{\alpha T}{\rho C_P} \Delta P \approx 0,038^\circ\text{C}.$$

O1-5.16

Ртуть, находящуюся при 0°C и давлении $P = 100$ атм, расширяют адиабатически и квазистатически до атмосферного давления. Найти изменение температуры ртути в этом процессе, если коэффициент объемного расширения ртути в этих условиях положителен и равен $\alpha = 1,81 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, удельная теплоемкость ртути $c_P = 0,033$ кал / ($^\circ\text{C}$), плотность $\rho = 13,6$ г/см³.

5.

$$16. \Delta T = \frac{\alpha T}{\rho C_P} \Delta P \approx -0,26^\circ\text{C}.$$

O1-5.17

Железная проволока радиусом $r = 1$ мм квазистатически и адиабатически нагружается при температуре $T = 273\text{K}$. Начальное значение растягивающей силы равно нулю, конечное $F = 10\text{H}$. Определить изменение температуры проволоки ΔT . Коэффициент линейного расширения железа $\alpha_n = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$, удельная теплоемкость железа $c = 0,44$ Дж/(г $\cdot$ $^\circ\text{C}$), плотность $\rho = 7,9$ г/см³.

5.

$$17. \Delta T = -\frac{F \alpha_n}{c \rho \pi r^2} T \approx -0,003 \text{ K}.$$

O1-5.18

Серебряная проволока диаметром $d = 1$ мм адиабатически нагружается при комнатной температуре силой $F = 10\text{H}$. Полагая, что удельная теплоемкость серебра $c = 0,234$ Дж/(г $\cdot$ К), плотность $\rho = 10$ г/см³, а линейный коэффициент теплового расширения $\alpha_n = 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, определить изменение температуры проволоки.

5.

$$18. \Delta T \approx \frac{F \alpha_n T}{c \rho S} = -0,03 \text{ K, где } S - \text{сечение проволоки}.$$

O1-5.19

Изобарическое нагревание моля жидкости от 27°C до 29°C увеличивает ее объем на $0,1\text{см}^3$; последующее изотермическое повышение давления на 20 кг/см^2 возвращает объем к исходному значению. По этим данным найти разность молярных теплоемкостей $C_P - C_V$, считая, что объем в указанных выше пределах линейно меняется с давлением и температурой. Найти также изменение энтропии с давлением и температурой. Найти также изм

5.

$$19. C_P - C_V = 15 \text{ Дж}/(\text{К} \cdot \text{моль}); \Delta S_T = -0,1 \text{ Дж}/\text{К}.$$

O1-5.20

При адиабатическом сжатии ртути на 100 атм ее объем уменьшился на $0,035\%$. Вычислить по этим данным отношение теплоемкостей C_P/C_V , если изотермическая сжимаемость ртути $\beta_T =$

5.

$$20. \frac{C_P}{C_V} = \frac{\beta_T \Delta P_S}{(\Delta V/V)_S} = 1,13.$$

O1-5.21

Коэффициент объемного расширения воды при 4°C меняет знак, будучи при $0^\circ\text{C} < t < 4^\circ\text{C}$ величиной отрицательной. Доказать, что в этом интервале температур вода при адиабатическом сжатии охлаждается, а не нагревается, подобно многим другим жидкостям и всем газам.

5.

21. Доказательство сводится к исследованию знака выражения для изменения температуры $dT_S = -\frac{T\alpha}{\beta_T C_V} dV_S$, где α и β_T - соответственно коэффициент объемного расширения и изотермический коэффициент сжатия.

O1-5.22

Килограмм ртути сжимают изотермически при температуре $T = 300\text{К}$, повышая давление от 0 до $P = 10\text{ атм}$. Найти работу A , совершенную над ртутью, и количество тепла Q , полученное ею, если изотермический коэффициент сжимаемости ртути $\beta_T = 4 \cdot 10^{-6} \text{ атм}^{-1}$, а коэффициент теплового расширения $\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$. Плотность ртути $\rho = 13,6 \text{ г/см}^3$.

5.

$$22. A = \frac{\beta_T m P^2}{2\rho} = 1,47 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}; Q = \frac{\alpha m T}{\rho} P = -4,41 \text{ Дж}.$$

23,24

5.

$$23. \frac{C_P}{C_V} = 1,1; \Delta P_S = 11 \text{ атм}.$$

5.

24. $\Delta T \approx -\frac{2T_0 \Delta \rho}{c_P \rho_M^2 \Delta t_m} \Delta P$, где c_P - удельная теплоемкость воды, ρ_M плотность воды при 4°C , $\Delta t_m = 4^\circ\text{C}$. Конечная температура воды $t_\kappa = 0,4^\circ\text{C}$.

25

5.

25. Решение. Пусть l, τ, T, S - длина, натяжение, температура и энтропия жгута. Из этих четырех величин независимы только две, остальные являются их функциями. Поэтому справедливо тождество

$$\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S \left(\frac{\partial l}{\partial S}\right)_T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_l = -1 \quad (*)$$

Из первого начала, записанного в виде $d(U - TS) = -SdT + \tau dl$, следует

$$\left(\frac{\partial S}{\partial l}\right)_T = -\left(\frac{\partial \tau}{\partial T}\right)_l \quad \text{или} \quad \left(\frac{\partial l}{\partial S}\right)_T = -\left(\frac{\partial T}{\partial \tau}\right)_l$$

Далее, так как T, τ, l связаны функциональным соотношением, то тождественно

$$\left(\frac{\partial l}{\partial S}\right)_T = \left(\frac{\partial l}{\partial \tau}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_\tau.$$

Подставляя это в (*), получим

$$\frac{C_l}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S \left(\frac{\partial l}{\partial \tau}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_\tau = -1$$

где $C_l = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_l$ - теплоемкость при постоянной длине. Она положительна для всех тел: $C_l > 0$. Величина $\left(\frac{\partial l}{\partial \tau}\right)_T$ также положительна для всех тел. Следовательно,

$$\left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_S \left(\frac{\partial T}{\partial l}\right)_\tau < 0$$

По условию задачи для резинового жгута $(\partial l / \partial T)_\tau < 0$, поэтому $(\partial T / \partial l)_S > 0$. Отсюда следует, что жгут нагреется, если его адиабатически удлинить.

O1-5.26

Из измерений найдено, что натяжение резинового жгута определяется выражением $\tau = A(l)T$, где T - абсолютная температура, а функция $A(l)$ зависит только от длины жгута ($A > 0$). Показать, что внутренняя энергия такого жгута U не зависит от его длины, а энтропия при изотермическом увеличении длины уменьшается.

O1-5.27

Некоторое количество воды, взятое при $0,1^\circ\text{C}$, помещено под пресс. Цилиндр прессы хорошо теплоизолирован. При сжатии этой воды оказалось, что ее объем уменьшился на 0,5%. Как изменилась температура воды? Известно, что изотермический коэффициент сжатия (сжимаемость) воды в данном температурном диапазоне $\beta_T = 5 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$, а коэффициент теплового расширения воды $\alpha = -6 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

5.

27. $\Delta T_S = -0,04 \text{ K}$ (вода охладилась!)

O1-5.28

При изотермическом сжатии ($T = 293 \text{ K}$) одного моля глицерина от давления $P_1 = 1 \text{ атм}$ до давления $P_2 = 11 \text{ атм}$ выделяется теплота $Q = 10 \text{ Дж}$. При адиабатическом сжатии этого глицерина же 10 атм затрачивается работа $A = 8,76 \text{ мДж}$. Плотность глицерина $\rho = 1,1$. Определить по этим данным температурный коэффициент давления глицерина $(\partial P / \partial T)_V$, а также коэффициент теплового расширения α и изотермическую сжимаемость β_T .

5.

$$28. \alpha = -\frac{Q}{TV(P_2 - P_1)} \approx 4,7 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1};$$

$$\beta_T = \gamma\beta_S = \gamma \frac{2A}{V(P_2^2 - P_1^2)} \approx 2,2 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \approx \frac{\alpha}{\beta_T} = 2,14 \cdot 10^6 \text{ Па/К}$$

O1-5.29

Модуль Юнга некоторого твердого тела известным образом зависит от температуры: $E = E(T)$. Определить плотность u энергии тела, обусловленной линейной деформацией $\varepsilon = \Delta l/l$. Считать, что изотермическая работа $\varepsilon^2 E/2$ включает в себя как механическую, так и тепловую часть.

5.

$$29. U = \frac{\varepsilon^2}{2} (E - T \frac{\partial E}{\partial T}).$$

O1-5.30

При изотермическом сжатии меди при температуре 273K существует такое давление P_0 , при котором работа, затраченная на увеличение давления на малую величину $\Delta P \ll P_0$, равна количеству теплоты, выделяющейся при этом сжатии. Определить давление P_0 , если в диапазоне давлений $[P_0, P_0 + \Delta P]$ температурный коэффициент объемного расширения $\alpha = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, изотермический модуль объемного сжатия $K = 1,3 \cdot 10^{11} \text{ Па}$.

5.

$$30. P_0 = T\alpha K \approx 1,6 \cdot 10^9 \text{ Па}.$$

31,32

5.

$$31. \gamma = 1 + \frac{T\alpha^2 v_3^2}{C_P} \approx 1,2.$$

5.

$$32. C_P = \frac{5}{2}R. \text{ (Идеальный газ.)}$$

O1-5.33

Термодинамический потенциал Φ одного моля некоторого вещества дается выражением $\Phi = -\frac{RT}{2} \ln \frac{AT^5}{P^2}$, где A - некоторая константа. Найти теплоемкость C_V этого вещества.

5.

$$33. C_V = \frac{3}{2}R. \text{ (Идеальный газ.)}$$

O1-5.34

Уравнение состояния термодинамической системы имеет вид $P = A(V)T^3$. Найти $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_T$ в точке $P = 1 \text{ атм}$, $T = 300\text{K}$.

5.

34. $\left(\frac{\partial Q}{\partial V}\right)_T = 3P = 3 \cdot 10^5 \text{ Па.}$

O1-5.35

Уравнение состояния термодинамической системы имеет вид $P = A(V)T^3$. Найти $\left(\frac{\partial C_V}{\partial V}\right)_T$ в точке $P = 1 \text{ атм}$, $T = 300\text{K}$.

5.

35. $\left(\frac{\partial C_V}{\partial V}\right)_T = \frac{6P}{T} = 2 \cdot 10^3 \text{ Па /K.}$

O1-5.36

Давление электромагнитного излучения, пребывающего в тепловом равновесии с веществом, дается формулой: $P = \alpha T^4$, где α - известная константа. Определить энергию такого излучения в заданном объеме V .

5.

36. $U = \Psi_0(V) + 3\alpha T^4 V$, где $\Psi_0(V)$ - свободная энергия при $T = 0$.

O1-5.37

Теплоизолированный сосуд разделен тонкой перегородкой на две равные части. В одной части при температуре T_0 находится 1 моль идеального газа, другая откачана до высокого вакуума. Перегородку быстро убирают, и газ заполняет весь объем. Определить изменение свободной энергии газа после установления термодинамического равновесия.

5.

37. $\Delta\Psi = -RT \ln 2$.

1.13 Problems about thermodynamic potentials 2**O1-5.38**

Один из методов получения очень низких температур основан на использовании зависимости термодинамических величин некоторых веществ (парамагнитных солей) от индукции магнитного поля B . В не слишком сильных полях свободная энергия соли имеет вид $\Psi = \Psi_0 - \frac{\alpha}{T} B^2$. Определить количество теплоты, поглощаемое солью при изотермическом размагничивании от поля $B = B_0$ до поля $B = 0$ при температуре T .

5.

38. $Q = \frac{\alpha}{T} B_0^2$.

O1-5.39

Найти изменение энтропии равновесного теплового излучения абсолютно черного тела при расширении объема, занятого излучением, от V_1 до V_2 , при постоянной температуре T . Давление излучения $P = \rho/3$, где ρ [J/cm³] - плотность энергии излучения.

5.

39. $\Delta S = \frac{4}{3} \frac{\rho}{T} (V_2 - V_1).$

40-42

5.

40. $A = \frac{4}{3} a T_1^3 (T_1 - T_2) (V_2 - V_1)$, где V_1 и V_2 - наименьший и наибольший объемы на изотерме T_1 .

5.

41. $t_0 \approx t \frac{T}{T_0} \approx 10^7$ лет.

5.

42. $C_V = 12 A^{1/4} V P^{3/4} = 8,4 \cdot 10^4$ эрг /К; $C_V = 8 C_V^{\mu\Omega}.$

O1-5.43

В условиях предыдущей задачи найти теплоемкость C_P и уравнение адиабаты фотонного газа.

5.

43. $C_P = \infty; VT^3 = \text{const}.$

O1-5.44

Давление насыщенного водяного пара при температуре 17°C . равно 0,02 атм. Пар занимает объем 10 л. Найти изменение свободной энергии $\Delta\Psi$ и энтропии ΔS системы при изотермическом сжатии до объема 5 л. Пар можно считать идеальным газом. Теплота парообразования при этой температуре $\lambda = 2460$ кДж/кг.

5.

44. $\Delta\Psi \approx 10$ Дж; $\Delta S \approx -0,67$ Дж/К.

O1-5.45

Теплоемкость процесса, производимого над одним молем метана CH_4 при давлении 760 Тор (температура 0°C), оказалась равной $-8,4$ Дж/(моль $\cdot$ К). В результате процесса температура понизилась до -1°C . Найти совершенную газом работу A и изменения: давления ΔP , объема ΔV , энтропии ΔS , энтальпии ΔI . Построить приблизительный график процесса (в виде прямолинейного отрезка) на диаграмме P, V . Метан можно считать идеальным газом.

5.

45. $A \approx 33,3$ Дж; $\Delta P \approx -14$ мм рт. ст.; $\Delta V \approx 0,33$; $\Delta S \approx 0,03$ Дж/К; $\Delta I \approx -33,3$ Дж.

O1-5.46

Согласно теории теплоемкостей Дебая, свободная энергия твердого тела при низких температурах выражается формулой

$$\Psi = U_0 - AT^4,$$

где U_0 - внутренняя энергия тела при абсолютном нуле (нулевая энергия), а A - положительный коэффициент, зависящий только от объема V . Пользуясь этой формулой, показать, что при низких температурах отношение коэффициента объемного расширения тела α к теплоемкости C_V не зависит от температуры (закон Грюнейзена).

5.

46. Решение.

$$\begin{aligned} C_V &= T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V = -T \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial T^2} \right)_V = 12A(V)T^3, \\ P &= - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial V} \right)_T = -\frac{dU_0}{dV} + T^4 \frac{\delta A}{dV}, \\ \frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P &= -\frac{1}{V_0} \frac{\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V}{\left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T} = \frac{1}{V_0} \frac{4T^3 \frac{\delta A}{dV}}{\frac{d^2 U_0}{dV^2} - T^4 \frac{d^2 A}{dV^2}}. \end{aligned}$$

Отсюда и следует требуемый результат.

O1-5.47

В процессе Джоуля-Томсона энтальпия газа не изменяется. Пользуясь этим, найти общее термодинамическое выражение для изменения температуры в таком процессе (эффект Джоуля-Томсона).

5.

$$47. T_2 - T_1 = \int_{P_1}^{P_2} \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P - V}{C_P} dP.$$

O1-5.48

Показать, что для идеальных газов эффект Джоуля-Томсона не имеет места ($\Delta T = 0$).

Solution

(???)

49,50

5.

50. Решение. Для вычисления изменения энтропии газа заменим реальный процесс Джоуля-Томсона квазистатическим изоэнтальпическим процессом, переводящим систему в то же конечное состояние. Для такого процесса $dI = TdS + VdP = 0$, а поэтому

$$\left(\frac{\partial S}{\partial P} \right)_I = -\frac{V}{T} < 0$$

Так как давление в процессе Джоуля-Томсона понижается, то из полученного неравенства следует, что энтропия возрастает.

O1-5.51

Одним из геологических процессов является просачивание воды сквозь пористые породы из областей с высоким давлением $P = 1000$ атм в полости, находящиеся при атмосферном давлении P_0 . Оценить долю x испарившейся при этом воды, если начальная ее температура $t_0 = 90^\circ\text{C}$. Теплообменом с горными породами пренебречь, удельную теплоту парообразования λ принять равной 2260 Дж/г.

Solution

(???)

O1-5.52

Океанские течения не только переносят большие массы воды, но и производят их вертикальное перемешивание. Оценить изменение температуры воды ΔT , если большая масса воды быстрым течением перенесена на глубину 1 км. Температура воды в океане 12°C , а величина температурного коэффициента расширения $\alpha = 1,8 \cdot 10^{-4}\text{K}$. Оценить по этим данным изотермическую сжимаемость β_T океанской воды, если известно отношение $C_P/C_V = \gamma = 1,01$ для воды.

Solution

(???)

O1-5.53 Деформация стержня (!!!???)

Уравнение состояния железного стержня имеет вид: $f = E\sigma \left[\frac{L}{L_0}(1 - \alpha T) - 1 \right]$, где f - растягивающая сила, $E = 2 \cdot 10^{11}$ Па E - модуль Юнга, $\sigma = \pi r^2$ - площадь поперечного сечения стержня, $r = 1$ см - его радиус, L - длина образца, $L_0 = 1$ м - его начальная длина, $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-5}\text{K}^{-1}$ - коэффициент линейного температурного расширения, T - температура. Состояние стержня проходит замкнутый цикл, состоящий из трех обратимых процессов: 1 - 2 - изотермического растяжения при $T_1 = 300\text{K}$ от L_0 до $L = 1,01L_0$; 2-3 - охлаждения при $L = \text{const}$; Изобразить цикл на (T, S) -диаграмме. Вычислить количество тепла, поглощенного и отданного стержнем при деформации. Теплоемкость всего стержня $C_L = 1100$ Дж/К и не зависит от температуры и деформации.

Solution

(???)

O1-5.55.

В результате изотермического всестороннего сжатия двух одинаковых стальных кубиков величина их относительной деформации $\varepsilon = \left| \frac{V - V_0}{V_0} \right|$ составила $\varepsilon_1 = 0,001$ и $\varepsilon_2 = 0,01$ соответственно. Найти, во сколько раз различаются отношения Q/W полученного количества теплоты Q к работе деформации W кубиков, если их температура одинакова. Полагать, что при сжатии давление пропорционально относительной деформации, а коэффициент объемного теплового расширения и модуль всестороннего сжатия постоянны.

Solution

(???)

O1-5.56

Два одинаковых упругих стержня изотермически растянули так, что их относительная деформация $\varepsilon = (l - l_0)/l_0$ составила $\varepsilon_1 = 0,001$ и $\varepsilon_2 = 0,01$ соответственно. Найти, во сколько раз различаются отношения Q/W полученного количества теплоты Q к работе деформации W стержней. Уравнение состояния стержней можно представить в виде $\sigma = E \left[\frac{l}{l_0}(1 - \alpha T) - 1 \right]$, где σ - напряжение, E - модуль

Юнга, α - коэффициент линейного теплового расширения, $\alpha T \ll 1$. Считать, что температура T стержней одинакова.

O1-5.57

Тепловое расширение кристалла можно рассматривать на основе простой модели взаимодействия двух атомов, расположенных по соседству. Оценить величину α коэффициента линейного теплового расширения кристалла, предположив, что потенциальная энергия взаимодействия соседних атомов имеет вид:

$$V(r) = A(e^{-2a\varepsilon} - 2e^{-a\varepsilon})$$

где $\varepsilon = (r - d)/d$ (d - период решетки), $a = 1, 5$, $A = 3$ эВ.

O1-5.58

Тепловое расширение кристалла можно рассматривать на основе простой модели взаимодействия двух атомов, расположенных по соседству. Оценить величину α коэффициента линейного теплового расширения кристалла, предположив, что потенциальная энергия взаимодействия соседних атомов имеет вид:

$$V(r) = -\frac{A}{r} + \frac{B}{r^9},$$

где A и B - некоторые константы. Считать, что период решетки $d = 2,8 \cdot 10^{-8}$ см, а постоянная $A = 1,4 \cdot 10^{-7}$ эВ·см.

O1-5.59

В некотором диапазоне температур T и объемов V свободная энергия Ψ изучаемой системы описывается соотношением $\Psi = AT(1 - \ln T) - RT \ln V - TS_0$, где A и S_0 - константы. Что это за вещество? Выяснить физический смысл константы A .

O1-5.60

В некотором диапазоне температур T и давлений P термодинамический потенциал Φ изучаемой системы описывается соотношением $\Phi = AT(1 - \ln T) + RT \ln P - TS_0$, где A и S_0 - константы. Что это за вещество? Выяснить физический смысл константы A .

O1-5.61 Особая материя (??????)

Для некоторой материи свободная энергия Ψ и энтропия S , нормированные определенным выбором начала отсчета, связаны соотношением $\Psi = -TS/4$. Найти выражение для энтропии и уравнение состояния для этой материи через объем V и температуру T , если известно, что ее внутренняя энергия пропорциональна занимаемому объему. Что это за материя?

O1-5.62 Еще особая материя (????)

Для некоторой материи термодинамический потенциал Гиббса Φ тождественно равен нулю, а ее энтропия, нормированная определенным выбором начала отсчета, равна $S = 4PV/T$ (здесь P, V, T - давление, температура и объем определенного количества этой материи соответственно). Найти выражение для внутренней энергии и уравнение состояния для этой материи. Что это за материя?

O1-5.63

При адиабатическом сжатии серебра на $\Delta V/V = 0,01$ его температура возрастает на $\Delta T/T = 0,028$. Определить коэффициент изотермической сжимаемости β_T серебра, если температурный коэффициент объемного расширения $\alpha \mp 5,7 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$, удельная теплоемкость серебра $c_V = 0,23$ Дж/(г·К), плотность $\rho = 10,5$ г/см³.

O1-5.64 Сжатие глицерина (!?!?!?!?!?!?!?!?!?!)

Определить относительное изменение температуры глицерина $\Delta T/T$ при адиабатическом его сжатии на $\Delta V/V = 0,01$, если скорость звука в глицерине $u = 1895$ м/с, температурный коэффициент объемного расширения глицерина $\alpha = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$, теплоемкость $C_P = 217$ Дж/(моль·К), молярная масса $\mu = 92$ г/моль.

O1-5.65

Вещество с неизвестным уравнением состояния совершает замкнутый положительный цикл, в котором сначала оно нагревается от температуры $T_1 = 200\text{K}$ до $T_2 = 400\text{K}$ в процессе с теплоемкостью, возрастающей пропорционально температуре, потом охлаждается в адиабатическом процессе до некоторой температуры, и затем возвращается в исходное состояние по политропе. Определить теплоемкость этой политропы, если КПД цикла $\eta = 1/3$.

O1-5.68

Согласно одной из моделей строения Венеры ядро состоит из двух составляющих: внутреннего твердого и внешнего жидкого. Внутреннее ядро представляет шар с центром в центре планеты. В жидком ядре перемешивание происходит очень быстро по сравнению с геофизическими процессами. Внешнее ядро окружено сферической оболочкой - мантией. Температура на границе внутреннего и внешнего ядер $T_1 = 3500\text{K}$. Оценить величину расстояния L , при котором температура жидкого ядра изменяется на 150K . Принять, что для вещества жидкого ядра коэффициент объемного теплового расширения $\alpha = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$, удельная теплоемкость при постоянном давлении $c_P = 0,47 \text{ Дж/(г·град)}$. Принять среднее значение ускорения силы тяжести в пределах жидкого ядра равным $g = 9,0 \text{ м/с}^2$.

O1-5.69

Вычислить скорость звука в воде, если ее изотермическая

O1-5.70

Под действием внешних звуковых волн в воде рождаются пузырьки из растворенного в ней воздуха радиусом $r = 10 \text{ мкм}$ с концентрацией $n = 10^6 \text{ см}^{-3}$. Найти скорость звука v_3 в воде с пузырьками, если в воде при $t = 20^\circ\text{C}$ она равна $v_{30} = 1483 \text{ м/с}$.

O1-5.71

При 20°C и давлении 1 атм плотность воды равна $\rho = 998 \text{ кг/м}^3$, температурный коэффициент давления воды $\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V = 3,6 \cdot 10^5 \text{ Па/К}$, коэффициент ее объемного расширения $\alpha = 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, а отношение теплоемкостей $C_P/C_V = 1,1$. Определить по этим данным скорость звука в воде при этой температуре.

O1-5.72

Работа при изотермическом сжатии 1 кг ртути от давления 1 атм до давления 11 атм равна $A_T = 1,86 \text{ МДж}$. Скорость звука в ртути при той же температуре равна $v_3 = 1451 \text{ м/с}$. Полагая, что плотность ртути равна $\rho = 13,6 \text{ г/см}^3$, определить отношение $\gamma = C_P/C_V$.

Solution

(???)

O1-5.75.

Термодинамический потенциал Гиббса некоторой системы задается выражением $\Phi(P, T) = aT(1 - \ln T) + RT \ln P - TS_0 + U_0$, где a, R, S_0, U_0 - постоянные. Выразить внутреннюю энергию U и энтальпию I как функции объема V и температуры T и определить физический смысл константы a .

Solution

(???)

O1-5.76

Свободная энергия некоторой системы задается выражением $\Psi(V, T) = -cT \ln T + fT - \frac{a}{V} - RT \ln(V - b) + \Psi_0$, где a, b, c, f, Ψ_0 - постоянные. Выразить внутреннюю энергию U как функцию объема V и температуры и определить физический смысл констант a, b, c .

Solution

(???)

Solutions.5. Термодинамические потенциалы**5.**51. $x \approx \frac{Pv - c\Delta T}{\lambda} \approx 2,6\%$, где v - объем единицы массы воды (удельный объем).**5.**52. $\Delta T = \frac{T\alpha}{\rho c_P} \Delta P \approx 0,12$ K, где c_P - удельная теплоемкость воды; $\beta_T = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\alpha\Delta T}{\Delta P} \approx 2,2 \cdot 10^{-10} \text{П}^{-1}$.**5.**53. $Q_{12} = T_1 \Delta S_{12} = 2262$ Дж, где $\Delta S_{12} = \frac{\alpha E \sigma}{2L_0} (L^2 - L_0^2) \approx \alpha E \sigma \Delta L$; $Q_{23} = C_L (T_3 - T_1) = -2200$ Дж. Кроме того, $\Delta S_{23} = C_L \ln \left(\frac{T_3}{T_1} \right)$; $\Delta S_{31} = 0$; $C_L \ln \left(\frac{T_1}{T_3} \right) = \alpha E \sigma \Delta L$.**5.**54. $Q_{12} = -T_1 \Delta S_{12} = -3,9$ Дж; $Q_{23} = C_L (T_3 - T_1) = 3,96$ Дж, где

$$\Delta S_{12} = a \left(\frac{L^2 - L_0^2}{2L_0} + \frac{L_0^2}{L} - L_0 \right) = -1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/К}.$$

Кроме того, $\Delta S_{12} = C_L \ln \left(\frac{T_3}{T_1} \right)$; $C_L \ln \left(\frac{T_3}{T_1} \right) = -1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/К}$; $T_3 = 303$ K.**5.**55. Поскольку $\frac{Q}{W} = -\frac{2\alpha T}{\varepsilon}$, то $\frac{(Q/W)_2}{(Q/W)_1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 0,1$.**5.**56. $\frac{(Q/W)_2}{(Q/W)_1} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = 0,1$, где $\frac{Q}{W} = \frac{2\alpha T}{\varepsilon}$ **5.**57. $\alpha = \frac{3}{4} \frac{\text{ка}}{\text{А}} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$.**5.**58. $\alpha = \frac{13}{16} \frac{\text{ка}}{\text{А}} = 1,4 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}$.**5.**59. Идеальный газ, $A = C_V$.

5.

60. Идеальный газ, $A = C_P$.

5.

61. $S = \alpha T^3 V$; $P = \frac{1}{4} \alpha T^4$, где α - некоторая постоянная, давление $P = \frac{1}{3} \frac{U}{V}$. Это - электромагнитное излучение.

5.

62. $S = \alpha T^4$ - давление электромагнитного излучения; $U = 3\alpha T^4 V$, где α - некоторая постоянная.

5.

63. $\beta_T = -\frac{\alpha(\Delta V/V)}{c_V \rho(\Delta T/T)} = 8,4 \cdot 10^{-12} \text{Па}^{-1}$.

5.

64. $\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\alpha u^2(\Delta V/V)}{C_P} = 0,0026$.

5.

65. $C = \infty$, политропа - это изотерма ($T_3 = T_1$).

5.

66. $C = \infty$, политропа - это изотерма ($T_3 = T_1$).

5.

67. $T = 3,7 \cdot 10^3$ К. Поскольку перемешивание во внешнем ядре происходит быстро, то внешнее ядро можно рассматривать как адиабатическую систему.

5.

68. $L = 1000$ км. Поскольку перемешивание во внешнем ядре происходит быстро, то внешнее ядро можно рассматривать как адиабатическую систему.

5.

69. $v_3 \text{ в } = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho \beta_T}} = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Табличное значение скорости звука в воде при 25°C составляет 1497 м/с .

5.

70. $v_{3B} = \frac{v_{3B0}}{\sqrt{1 + \alpha \frac{\rho_B}{\rho_{B03}} \left(\frac{v_{30}}{v} \right)^2}} \approx 180 \text{ м/с}$, где $\alpha = n \frac{4\pi}{3} r^3 = 4,2 \cdot 10^{-3}$; $v = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}}$ - скорость звука в воздухе при 20°C ; $\rho_{\text{воз}} = \frac{P\mu}{RT} = 1,2 \text{ кг/м}^3$; $\rho_B = 10^3 \text{ кг/м}^3$ - плотность воды.

5.

$$71. v_{3B} = \sqrt{\frac{C_P}{C_V \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V}} \rho \alpha \approx 1490 \text{ м/с}.$$

5.

$$72. \gamma = \frac{\beta_T}{\beta_S} = \frac{2(\rho v_{3B})^2 A_T}{m(P_2^2 - P_1^2)} = 1,17 \approx 1,2.$$

5.

$$73. \eta = 1 - \frac{\ln a}{a-1}.$$

5.

$$74. \eta = 1 - \frac{a-1}{a \ln a}.$$

5.

$$75. U = U_0 + (a - R)T; I = U_0 + aT, \text{ где } a = C_P.$$

5.

$$76. U = \Psi_0 + cT - \frac{a}{V}; c = C_V; a \text{ и } b - \text{ постоянные уравнения Ван-дерВаальса.}$$

1.14 Problems about real gases 1

01-6.1 Критическая точка газа Ван-дер-Ваальса

Найти выражение для давления, температуры и объема газа Ван-дер-Ваальса в критической точке и установить связь между этими величинами.

6.

$$1. P_{\text{кр}} = \frac{a}{27b^2}; T_{\text{кр}} = \frac{8a}{27Rb}; V_{\text{кр}} = 3b; \frac{RT_{\text{кр}}}{P_{\text{кр}} V_{\text{кр}}} = \frac{8}{3}.$$

Последнее отношение называется критическим коэффициентом. В действительности критические коэффициенты для различных газов имеют несколько разные значения и все они немного больше $8/3$.

O1-6.2

Записать уравнение Ван-дер-Ваальса в приведенных параметрах

$$\tau = \frac{T}{T_{\text{кр}}}, \quad \pi = \frac{P}{P_{\text{кр}}}, \quad \varphi = \frac{V}{V_{\text{кр}}},$$

когда за единицы приняты критическая температура, критическое давление и критический объем моля газа.

6.

$$2. \left(\pi + \frac{3}{\varphi^2} \right) \left(\varphi - \frac{1}{3} \right) = \frac{8}{3} \tau.$$

O1-6.3

Критическая температура углекислоты (CO_2) равна 31°C , критическое давление 73 атм. Определить критический объем $V_{\text{кр}}$ моля CO_2 .

6.

$$3. V_{\text{кр}} = \frac{3RT_{\text{кр}}}{8P_{\text{кр}}} = 128 \text{ см}^3, \text{ опыт дает } 94 \text{ см}^3.$$

O1-6.4

Найти постоянные уравнения Ван-дер-Ваальса для азота, если (??)

6.

$$4. b = 38,6 \text{ см}^3/\text{моль}; a = 1,35 \cdot 10^6 \text{ атм} \cdot \text{см}^6/\text{моль}^2.$$

O1-6.5 Критическая плотность воды

Найти критическую плотность воды, если критическое давление для воды равно $P_{\text{кр}} = 218,3 \text{ атм}$, а критическая температура $T_{\text{кр}} = 647,3 \text{ К}$, предполагая, что вода подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса.

Solution

(по идее нужно просто подставить в ур ВдВ, там подумать про его решение только)

$$6.5. \rho_{\text{кр}} = \frac{\mu}{V_{\text{кр}}} = \frac{8\mu P_{\text{кр}}}{3RT_{\text{кр}}} = 0,189 \text{ г/см}^3. \text{ Опыт дает } \rho_{\text{кр}} = 0,32 \text{ г/см}^3.$$

O1-6.6. внутреннее давление

Принимая постоянную a Ван-дер-Ваальса для воды равной $5,45 \cdot 10^6 \text{ атм} \cdot \text{см}^6/\text{моль}^2$, найти внутреннее давление воды P .

Solution

(в ур ВдВ еще второй есть параметр, что с ним делать??)

$$6.6. P = \frac{a}{V^2} = 16800 \text{ атм}.$$

О1-6.7 уравнения Дитеричи

Было предложено много эмпирических и полуэмпирических уравнений состояния реальных газов. Найти критические параметры $P_{кр}$, $V_{кр}$, $T_{кр}$, а также значения критического коэффициента $s = \frac{RT_{кр}}{P_{кр}V_{кр}}$ для двух уравнений Дитеричи: первое: $P(V-b) = RT \exp\left(-\frac{a}{RTV}\right)$; второе: $\left(P + \frac{a}{V^{5/3}}\right)(V-b) = RT$, где a и b - постоянные.

6.

7. В критической точке $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_T = 0$. Отсюда для первого уравнения Дитеричи:

$$P_{кр} = \frac{a}{4e^2 b^2}; \quad T_{кр} = \frac{a}{4Rb}; \quad V_{кр} = 2b; \quad s = \frac{e^2}{2} = 3,695.$$

Для второго уравнения Дитеричи:

$$P_{кр} = \frac{a}{4(4b)^{5/3}}; \quad T_{кр} = \frac{15ab}{4R(4b)^{5/3}}; \quad V_{кр} = 4b; \quad s = \frac{15}{4} = 3,75.$$

Здесь e - основание натурального логарифма.

О1-6.8

Критические температура, давление и плотность водорода равны $T_{кр} = 33,24\text{K}$, $P_{кр} = 12,8\text{ атм}$, $\rho_{кр} = 0,0310\text{ г/см}^3$. Пользуясь этими данными и предполагая, что водород подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса, найти его молярную массу μ .

Solution

(???)

6.8. $\mu = 2,48\text{ г/моль}$.

О1-6.9

Атмосфера Венеры почти целиком состоит из CO_2 . Найти давление на поверхности планеты, если плотность газа $\rho = 0,07\text{ г/см}^3$ и его температура $T = 750\text{K}$. Газ считать ван-дерваальсовским с критическими параметрами $P_{кр} = 73,9\text{ атм}$, $V_{кр} = 94\text{ см}^3/\text{моль}$ и $T_{кр} = 304\text{K}$. Провести сравнение с давлением идеального газа при тех же условиях.

Solution

(???)

6.9. $P \approx 71,6\text{ атм}$; $P_{ид} \approx 97,9\text{ атм}$.

О1-6.10

Найти выражение для изотермической сжимаемости β_T газа Ван-дер-Ваальса.

Solution

(???)

$$\beta_T = \frac{V^2(V-b)^2}{RTV^3 - 2a(V-b)^2}.$$

O1-6.11

Найти температурный коэффициент расширения α для газа Ван-дер-Ваальса при постоянном давлении.

6.

$$11. \alpha = \frac{V-b}{TV_0 \left[1 - \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3} \right]}$$

O1-6.12*.

На рис. 418 кривая CLMGD представляет одну из реальных изотерм вещества, а штриховая кривая ALKGB отделяет область однофазного состояния вещества от однофазного состояния вещества от области двухфазного. Показать, что в состоянии, изображаемом точкой M, массы жидкой и газообразной фаз относятся как $m_{\text{ж}}/m_{\text{г}} = MG/LM$ (правило рычага).

(! рисунок добавлю!!)

6.

12. Решение. Для простоты примем, что масса вещества равна единице. Тогда удельные объемы жидкости и газа изобразятся длинами отрезков NL и NG , а удельный объем вещества в двухфазном состоянии - длиной отрезка NM . Если массы жидкости и газа равны соответственно $m_{\text{ж}}$ и $m_{\text{г}}$, то $V_M = |NM| = m_{\text{ж}}|NL| + m_{\text{г}}|NG|$. Искомое соотношение получится отсюда, если принять во внимание, что $m + m_{\text{г}} = 1$.

O1-6.13

Чему равна теплоемкость C_P вещества в двухфазном состоянии, изображаемом точкой под кривой ALKGB (рис. 418)?

O1-6.14*.

Найти распределение плотности в поле силы тяжести физически однородного вещества, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, в окрестности критической точки.

Solution

(???)

O1-6.15

Как впервые было указано А.Г. Столетовым (1892 г.), для приведения жидкости, заключенной в данный объем, в критическое - состояние должно быть взято вполне определенное ее количество. Рассмотрим следующий пример. Сосуд, объем которого $V_1 = 15 \text{ см}^3$, должен быть наполнен водой при температуре $t_1 = 18^\circ\text{C}$ с таким расчетом, чтобы при нагревании ее в данном сосуде (предварительно откачанном и запаянном) до критической температуры в нем установилось критическое давление. В предположении, что вода подчиняется уравнению состояния Ван-дер-Ваальса, найти, какой объем воды должен быть налит в сосуд, если известно, что критическая температура воды $T_{\text{кр}} = 647,3 \text{ K}$, критическое давление $P_{\text{кр}} = 218,3 \text{ атм}$, молярная масса $\mu = 18 \text{ г/моль}$, плотность при 18°C равна $\rho = 1 \text{ г/см}^3$.

O1-6.16

Для демонстрации исчезновения мениска в критической точке цилиндрическую ампулу высотой h_0 наполняют смесью жидкости и ее паров со средней плотностью содержимого ρ . Каково допустимое отклонение ρ от критической плотности $\rho_{\text{кр}}$, при котором в процессе нагревания ампулы мениск исчезнет, не коснувшись ее дна или верхушки?

O1-6.17

После демонстрации критического состояния вещества ампула, заполненная эфиром, охлаждается. Оказалось, что при некоторой температуре T жидкость, плотность которой $\rho = 1,9\rho_{\text{кр}}, 3$ - полняет ровно половину пробирки. Определить эту температуру T . Критическая температура эфира $T_{\text{кр}} = 467\text{K}$.

O1-6.18

В откачанную ампулу заливают эфир при температуре 18°C и запаивают ее. Какая часть ампулы должна быть заполнена жидкостью, чтобы после нагрева до критической температуры $T_{\text{кр}} = 467\text{K}$ эфир оказался в критическом состоянии? Известны $P_{\text{кр}} = 35,5$ атм, плотность жидкого эфира $\rho = 0,714\text{г/см}^3$, $P_{\text{нас}}(18^\circ\text{C}) = 400$ Тор. Считать, что к указанному эфиру применима модель газа Ван-дер-Ваальса.

O1-6.19

Рассматривая удельную теплоту испарения λ как работу, затрачиваемую на преодоление внутреннего давления P_i , найти зависимость между P_i, λ и плотностью жидкости ρ . Считать, что жидкость подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса.

Solutions.6. Реальные газы. Газ Ван-дер-Ваальса

6.

13. $C_P = \infty$. Достаточно заметить, что в указанной области изобары совпадают с изотермами.

6.

14. Решение. В критической точке $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial V^2}\right)_T = 0$. Поэтому первый член разложения Тейлора в окрестности этой точки имеет вид

$$P - P_{\text{кр}} = \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3 P}{\partial V^3} \right)_{\text{кр}} (V - V_{\text{кр}})^3 + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_{\text{кр}} (T - T_{\text{кр}}).$$

Вычислив производные из уравнения Ван-дер-Ваальса и воспользовавшись известными выражениями критических параметров через a и b , получим

$$P - P_{\text{кр}} = -\frac{9}{16} \frac{RT_{\text{кр}}}{V_{\text{кр}}^4} (V - V_{\text{кр}})^3 + \frac{3}{2} \frac{R}{V_{\text{кр}}} (T - T_{\text{кр}}).$$

Вместо объема V введем плотность $\rho = \mu/V$, где μ - молярная масса. Используя еще уравнение гидростатики $P - P_{\text{кр}} = -\rho_{\text{кр}}gh$, получим в рассматриваемом приближении

$$\frac{\rho - \rho_{\text{кр}}}{\rho_{\text{кр}}} = -\frac{2}{3} \sqrt[3]{\frac{6\mu gh + (3/2)R(T - T_{\text{кр}})}{RT_{\text{кр}}}}$$

Высота h отсчитывается от того уровня, где плотность вещества равна критической, причем положительным считается направление вверх. В частности, при $T = T_{\text{кр}}$

$$\frac{\rho - \rho_{\text{кр}}}{\rho_{\text{кр}}} = -\frac{2}{3} \sqrt[3]{\frac{6\mu gh}{RT_{\text{кр}}}}.$$

Вдали от критической точки газ можно считать идеальным. В этом случае для относительного изменения плотности с высотой мы имели бы

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = -\frac{\mu gh}{RT}$$

При одинаковых температурах и относительных молекулярных массах эта величина меньше предыдущей в $\alpha = \frac{2\sqrt{6}}{3} \left(\frac{RT}{\mu gh} \right)^{2/3}$ раз. Для воздуха ($\mu = 28,8$, $T_{\text{кр}} = 132,5$ K) при высоте $h = 1$ см $\alpha \approx 8700$, $(\rho - \rho_{\text{кр}})/\rho_{\text{кр}} \approx -1/100$.

6.

$$15. V = \frac{8P_{\text{кр}}V_1\mu}{3RT_{\text{кр}}\rho} = 2,96 \text{ см}^3.$$

6.

16. Плотность ρ допустима, если

$$\left| \frac{\rho}{\rho_{\text{кр}}} - 1 \right| < \frac{3}{4} \sqrt[3]{\frac{\rho g h_0}{P_0}} \text{ см}^3$$

Указание. Воспользоваться тем, что вблизи критической точки изотерма $T \approx T_{\text{кр}}$ имеет вид $P_{\text{кр}} - P = P_0 \left(\frac{V - V_{\text{кр}}}{V_{\text{кр}}} \right)^3$.

6.

$$17. T = 0,8T_{\text{кр}} \approx 373 \text{ K} = 100^\circ\text{C}.$$

6.

$$18. x = \frac{V_{\text{ж}}}{V_{\text{кр}}} \approx 0,25.$$

6.

$$19. \lambda = \int_{v_{\text{ж}}}^{v_{\text{п}}} \frac{a}{v^2} dv = a \left(\frac{1}{v_{\text{ж}}} - \frac{1}{v_{\text{п}}} \right) \approx \frac{a}{v_{\text{ж}}} = v_{\text{ж}} P_i = \frac{P_i}{\rho}.$$

6.

$$20. U = v \left(C_V T - \frac{av}{V} \right), \text{ где } v - \text{число молей, а постоянные } C_V \text{ и } a \text{ отнесены к одному молю. } V$$

6.

23. Газ охладится. Его температура и давление будут:

$$T' = T - \frac{a}{2C_V} \frac{(V_2 - V_1)^2}{V_1 V_2 (V_1 + V_2)}; \quad P' = \frac{2RT'}{V_1 + V_2 - 2b} - \frac{4a}{(V_1 + V_2)^2}.$$

6.

$$24. T' - T = -\frac{av}{2VC_V} \approx -0,0053 \text{ K, где } v \approx 0,041 - \text{число молей.}$$

6.

$$25. T' - T = \frac{av}{C_V} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) = \frac{9RT_{\text{кр}}V_{\text{кр}}v}{8C_V} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) \approx -0,235 \text{ K}.$$

6.

$$26. Q = a \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

6.

$$27. Q = \frac{C_V}{R} \left\{ \left(P + \frac{a}{V_2^2} \right) (V_2 - b) - \left(P + \frac{a}{V_1^2} \right) (V_1 - b) \right\} + a \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right).$$

6.

$$28. C_P - C_V = \frac{R}{1 - \frac{2a(V-b)^2}{RTV^3}}.$$

6.

29. $S = v \left[R \ln \left(\frac{V-b}{v} \right) + \int \frac{C_V(T)}{T} dT + \text{const} \right]$, где аддитивная постоянная в квадратных скобках от числа частиц не зависит. Если теплоемкость C_V не зависит от температуры, то

$$S = v \left[R \ln \left(\frac{V \cdots vb}{v} \right) + C_V \ln T + \text{const} \right].$$

O1-6.20

Доказать, что теплоемкость C_V газа, подчиняющегося уравнению Ван-дер-Ваальса, не зависит от объема, а является функцией только температуры. Найти выражение для внутренней энергии газа Ван-дер-Ваальса, теплоемкость которого не зависит от температуры.

O1-6.21

Два моля газа Ван-дер-Ваальса при температуре T занимают объем V . Найти работу, которую совершит газ при квазистатическом изотермическом расширении до объема $2V$. Постоянные газа a и b считать известными.

6.

$$21. A = 2RT \ln \frac{2V-2b}{V-2b} - \frac{2a}{V}.$$

O1-6.22

Моль азота расширяется в вакуум от начального объема 1 л до конечного 10 л. Найти понижение температуры ΔT при таком процессе, если постоянная a в уравнении Ван-дер-Ваальса для азота равна $1,35 \cdot 10^6$ атм см⁶/моль².

6.

$$22. \Delta T = \frac{a}{C_V} \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_2} \right) \approx 6 \text{ К}.$$

O1-6.25

Азот при критической температуре $T_{\text{кр}} = 126 \text{ К}$ имеет критический объем $V = 92,1 \text{ см}^3/\text{моль}$. Считая, что азот подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса, найти понижение температуры 7 г азота при расширении в вакуум от объема $V_1 = 5$ до объема $V_2 = 50$ л.

O1-6.26.

Какое количество тепла надо подвести к одному молю газа Ван-дер-Ваальса, чтобы при расширении в вакуум от объема V_1 до объема V_2 его температура не изменилась?

O1-6.27

Какое количество тепла надо подвести к одному молю газа Ван-дер-Ваальса, чтобы при расширении в вакуум от объема V_1 до объема V_2 его давление осталось постоянным и равным P ?

O1-6.28

Найти $C_P - C_V$ для моля газа Ван-дер-Ваальса.

O1-6.29

Найти выражение для энтропии ν молей газа Ван-дер-Ваальса.

O1-6.30

Найти уравнение политропы для газа Ван-дер-Ваальса, считая, что его теплоемкость C не зависит от температуры.

6.

30. $T(V - b)^{n-1} = \text{const}$, где $n = 1 + \frac{R}{C_V - C}$.

O1-6.31

Показать, что в критической точке для любого вещества разность $C_P - C_V$, а также теплоемкость C_P обращаются в бесконечность.

Solution

(???)

O1-6.32

Два моля газа Ван-дер-Ваальса адиабатически и квазистатически расширяются от температуры T_1 и объема V_1 до объема V_2 . Найти работу, совершенную газом. Постоянные газа a и b считать известными. Теплоемкость газа C_V не зависит от температуры.

6.

32. $A = 2C_V T_1 \left[1 - \left(\frac{V_1 - 2b}{V_2 - 2b} \right)^{R/C_V} \right] + 4a \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right)$.

O1-6.33

Найти уравнение процесса для одного моля газа Ван-дер-Ваальса, в котором теплоемкость изменяется по закону $C = kT^2$, где k - постоянная величина. Считать, что C_V от температуры не зависит.

6.

33. $T^{C_V/R} (V - b) \exp [-kT^2/(2R)] = \text{const}$.

O1-6.34

Найти уравнение процесса для произвольного вещества, при котором теплоемкость изменяется по закону $C = \alpha\sqrt{T}$, где α - постоянная величина. Получить как частный случай уравнение такого процесса для газа Ван-дер-Ваальса. Постоянные газа Ван-дер-Ваальса и его теплоемкость при постоянном объеме ($C_V = \text{const}$) считать известными.

6.

$$34. S - 2\alpha\sqrt{T} = \text{const}; T^{C_V/R}(V - b) \exp(-2\alpha\sqrt{T}/R) = \text{const}.$$

O1-6.35

Для газа Ван-дер-Ваальса найти уравнение процесса, для которого постоянна внутренняя энергия. Как молярная теплоемкость для этого процесса зависит от температуры T , если молярная теплоемкость C_V известна?

6.

$$35. C_V T - \frac{a}{V} = \text{const}; C = C_V \left(1 - \frac{RT}{a(V-b)} V^2 \right).$$

O1-6.36

Два моля азота изотермически сжимаются от объема V при нормальных условиях до объема $V/10$. Какое количество тепла выделяется при этом? Постоянные Ван-дер-Ваальса для азота a и b считать известными.

6.

$$36. Q = 2RT \ln \left[(V - 2b) \left(\frac{V}{10} - 2b \right)^{-1} \right].$$

37

6.

$$37. \Delta S = (C_V - R) \ln (T_2/T_1).$$

O1-6.38

Найти изменение энтропии одного моля газа, константы Ван-дер-Ваальса a и b которого известны, при изотермическом процессе, в результате которого внутренняя энергия его увеличилась на ΔU . В начале процесса объем газа был V_0 .

6.

$$38. \Delta S = R \ln \frac{aV_0 - ab + bV_0 \Delta U}{(V_0 - b)(a - V_0 \Delta U)}.$$

O1-6.39

Найти изменение энтропии одного моля двухатомного газа Ван-дер-Ваальса, расширяющегося по политропе

$$\left(P + \frac{a}{V^2} \right) (V - b)^3 = \text{const}$$

при изменении температуры от $T_1 = 680\text{K}$ до $T_2 = 250\text{K}$. Считать, что C_V не зависит от температуры.

6.

$$39. \Delta S = 2R \ln \frac{T_2}{T_1} \approx -16,6 \text{ Дж/}(\text{моль} \cdot \text{K}).$$

O1-6.40

Газ Ван-дер-Ваальса вначале расширяют в вакуум от исходного объема V_0 до $2V_0$, а затем изотермически сжимают до $V_0/2$. Найти изменение энтропии одного моля газа, считая известными константы a и b , а теплоемкость C_V не зависящей от температуры T . Начальная температура газа T_0 .

6.

$$40. \Delta S \approx -R \ln 2 - \frac{a}{2V_0 T_0} - \frac{Rb}{V_0}.$$

1.15 Problems about real gases 2**O1-6.41**

Газ Ван-дер-Ваальса сначала изотермически при температуре T_0 сжимают от исходного объема V_0 до $V_0/2$, а затем расширяют в вакуум до объема $2V_0$. Найти изменение энтропии одного моля газа, считая известными константы a и b , а теплоемкость C_V не зависящей от температуры T .

6.

$$41. \Delta S = C_V \ln \left(1 - \frac{3a}{2C_V V_0 T_0} \right) + R \ln \frac{2V_0 - b}{V_0 - b} \approx R \ln 2 - \frac{3a}{4V_0 T_0} + \frac{Rb}{2V_0}.$$

O1-6.42

Для изотермического сжатия одного моля газа Ван-дерВаальса была затрачена работа A . При этом энтропия газа изменилась по абсолютной величине на $R/8$, где R - универсальная газовая постоянная. Определить температуру этого процесса, если исходный объем был равен утроенному критическому. Постоянные Ван-дер-Ваальса a и b считать известными.

6.

$$42. T = \frac{8A + \frac{a}{9b}}{R}.$$

O1-6.43

Теплонепроницаемый сосуд разделен теплонепроницаемой перегородкой на две части одинакового объема V . В каждой из частей находится по одному молю одного и того же газа Ван-дерВаальса, причем давление в одной части сосуда P_1 , а в другой - P_2 . Какое давление установится в сосуде после снятия перегородки? Константы a и b , а также теплоемкость C_V известны.

6.

$$43. P = \frac{1}{2} (P_1 + P_2).$$

44,45

6.

$$44. P_2 = \frac{R}{2V_2 C_V} \left[\frac{C_V}{R} \left(P_{10} + \frac{a}{V_1^2} \right) (V_1 - b) - \frac{3a}{4V_1} \right].$$

6.

$$45. \Delta S = R \ln \left\{ \frac{RT_1}{P_2 V_1 [1 - V_{\text{кр}} / (3V_1)]} \right\} \approx 26 \text{ Дж/К.}$$

O1-6.46.

Теплоизолированный сосуд объемом V_0 разделен непроницаемой перегородкой на две равные части, в одной из которых находится один моль газа Ван-дер-Ваальса при температуре T_0 , а другая вакуумирована. Перегородку быстро удаляют, и после того, как газ равномерно заполняет весь сосуд, его квазистатически сжимают до начального объема теплонепроницаемым поршнем. Определить изменение энтропии ΔS и внутренней энергии ΔU по сравнению с их первоначальными значениями. Для газа Ван-дер-Ваальса известно, что $a \neq 0$, а $b = 0$. Считать, что $C_V = \text{const}$.

6.

$$46. \Delta S = C_V \ln \left(1 - \frac{a}{V_0 C_V T_0} \right) + R \ln 2;$$

$$\Delta U = C_V T_0 \left(2^{R/C_V} - 1 \right) - 2^{R/C_V} \frac{a}{V_0}$$

O1-6.47

Теплоизолированный сосуд объемом V_0 разделен непроницаемой перегородкой на две равные части, в одной из которых находится один моль газа Ван-дер-Ваальса при температуре T_0 , а другая вакуумирована. Перегородку быстро удаляют, и после того, как газ равномерно заполняет весь сосуд, этот газ квазистатически сжимают до начального объема теплонепроницаемым поршнем. Определить изменение энтропии ΔS и внутренней энергии ΔU по сравнению с их первоначальными значениями. Для газа Ван-дер-Ваальса известно, что $b \neq 0$, а $a = 0$. Считать, что $b/V_0 \ll 1$ и $C_V = \text{const}$.

6.

$$47. \Delta S \approx \frac{Rb}{V_0} + R \ln 2; \Delta U = C_V T_0 (2^{R/C_V} - 1) + 2^{R/C_V} \frac{RbT_0}{V_0}.$$

O1-6.48

Моль газа адиабатически и квазистатически расширяется от начального объема V_0 до некоторого объема V . В каком случае охлаждение газа будет больше: когда газ подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса или когда он идеальный? Теплоемкости C_V обоих газов равны между собой и не зависят от температуры.

6.

$$48. \frac{T_{\text{ВВ}}}{T_{\text{ид}}} = \left(\frac{V_0 V - bV}{V_0 V - bV_0} \right)^{R/C_V} < 1, \text{ т.е. газ Ван-дер-Ваальса охлаждается сильнее.}$$

O1-6.49

Моль газа адиабатически и квазистатически расширяется от начального давления P_0 и температуры T_0 до некоторого давления P . Считая, что газ подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса с постоянными $a = 0, b \neq 0$, найти его конечную температуру. Теплоемкость газа C_V от температуры не зависит. Сравнить конечную температуру этого газа с температурой, которую будет иметь идеальный газ с той же теплоемкостью C_V .

6.

$$49. T = T_0 \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R}{R+C_V}}; T_{\text{ид}} = T.$$

O1-6.50

Найти теплоемкость газа Ван-дер-Ваальса в процессе, в котором тепло, сообщенное газу, равно уменьшению его внутренней энергии. Теплоемкость C_V и постоянную Ван-дер-Ваальса считать известными.

50,51

6.

$$50. C = -\frac{C_V}{1 + \frac{2a}{P^2}}.$$

6.

51. Решение. Согласно первому началу термодинамики, теплота испарения одного моля жидкости равна $\Lambda = U_{\text{п}} - U_{\text{ж}} + A$, где $U_{\text{п}}$ и $U_{\text{ж}}$ - внутренние энергии пара и жидкости, а $A = P(V_{\text{п}} - V)$ - работа против постоянного внешнего давления. Величина $U_{\text{п}} - U_{\text{ж}}$ найдется из уравнения

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = T \left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V - P = \frac{a}{V^2}$$

которое дает

$$U_{\text{п}} - U_{\text{ж}} = a \left(\frac{1}{V_{\text{п}}} - \frac{1}{V_{\text{ж}}} \right).$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \Lambda &= V_{\text{п}} \left(P - \frac{a}{V_{\text{п}}^2} \right) - V_{\text{ж}} \left(P - \frac{a}{V_{\text{ж}}^2} \right) = \\ &= V_{\text{п}} \left(\frac{RT}{V_{\text{п}} - b} - \frac{2a}{V_{\text{п}}^2} \right) - V_{\text{ж}} \left(\frac{RT}{V_{\text{ж}} - b} - \frac{2a}{V_{\text{ж}}^2} \right). \end{aligned}$$

O1-6.53

При политропическом расширении одного моля многоатомного газа Ван-дер-Ваальса (теплоемкость процесса $C = 4R$) энтропия увеличилась на $\Delta S = R$. Во сколько раз увеличился объем газа, если начальный объем равен утроенному критическому объему?

O1-6.54

При политропическом расширении одного моля одноатомного газа Ван-дер-Ваальса от критического до утроенного критического объема энтропия газа увеличилась на $\Delta S = 2R$. Определить теплоемкость политропического процесса.

O1-6.55

Вычислить изменение свободной энергии 1 кмоль газа Ван-дер-Ваальса ($a = 1,39 \cdot 10^5 \text{ Па м}^6/\text{кмоль}^2$, $b = 0,039 \text{ м}^3/\text{кмоль}$) при изотермическом расширении ($T_0 = 300 \text{ К}$) от $V_0 = 0,05 \text{ м}^3$ до $V_1 = 0,1 \text{ м}^3$.

O1-6.56.

Закрытая с обеих сторон металлическая труба заполнена гелием при нормальных условиях. Оценить, с какой точностью надо измерять частоту акустического резонанса этой трубы, чтобы заметить, что газ неидеальный? Считать, что гелий подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса. Критическая температура гелия $T = 5,2 \text{ К}$, а диаметр атома гелия $d \approx 2 \text{ \AA}$.

O1-6.57

Найти скорость звука в газе Ван-дер-Ваальса вблизи критической точки. Константы a и b газа и его молярную массу μ считать известными. Теплоемкость C_V задана и не зависит от температуры. Процесс считать адиабатическим.

O1-6.58

Определить, во сколько раз отличаются изотермическая β_T и адиабатическая β_S сжимаемости β_T/β_S для 1 моля одноатомного газа Ван-дер-Ваальса при температуре $T = 50\text{K}$ и давлении 20 атм. Считать, что теплоемкость C_V данного газа такая же, как у идеального, константа $a = 0,0035 \cdot \text{м}^6/\text{моль}^2$.

O1-6.59

В вертикальном цилиндре под поршнем массой M и площадью σ находится один моль газа Ван-дер-Ваальса, константы a и b которого известны. Найти период малых колебаний поршня τ около положения равновесия, считая процесс сжатия и разрежения изопыта принять равным критическому.

O1-6.62

Найти КПД цикла, состоящего из адиабаты, изотермы (температура T_1 , объем уменьшается от V_2 до V_1) и изохоры (объем V_1 , температура увеличивается от T_1 до T_2). Рабочим веществом является 1 моль газа Ван-дер-Ваальса, константы a и b которого известны, а теплоемкость C_V не зависит от температуры.

O1-6.63

Найти КПД тепловой машины, работающей по циклу, состоящему из двух изохор V и $2V$ и двух изобар P и $2P$. Рабочим веществом является газ Ван-дер-Ваальса. Константы a и b считать известными. Теплоемкость газа C_V считать постоянной.

O1-6.64

Определить КПД цикла, состоящего из двух изохор с объемами V_1 и V_2 и двух адиабат. Рабочим веществом является газ Ван-дер-Ваальса, константы a и b которого заданы, а теплоемкость C_V не зависит от температуры.

O1-6.65

Теплоизолированный сосуд объемом 2 л с жесткими стенками разделен подвижной проводящей тепло перегородкой на две части. С обеих сторон перегородки находится кислород: слева 5 молей, справа - 1 моль. В начальный момент перегородка удерживается и делит сосуд на две равные части. Затем она освобождается. Какое количество тепла Q нужно подвести к газу или отвести от него после установления равновесия для того, чтобы температура газа осталась неизменной? Считать, что кислород подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса.

O1-6.66.

Получить формулу для изменения температуры газа в дифференциальном эффекте Джоуля-Томсона, предполагая, что газ подчиняется уравнению состояния Ван-дер-Ваальса.

O1-6.66.

Получить формулу для изменения температуры газа в дифференциальном эффекте Джоуля-Томсона, предполагая, что газ подчиняется уравнению состояния Ван-дер-Ваальса.

O1-6.67

Рассмотреть предельный случай формулы для эффекта Джоуля-Томсона (см. ответ предыдущей задачи), предполагая газ настолько разреженным, что квадратами и высшими степенями поправок a и b можно пренебречь. Показать, что при температурах выше так называемой температуры инверсии $T_{\text{инв}}$ дифференциального эффекта Джоуля-Томсона газ при дросселировании будет нагреваться, а при температурах ниже температуры инверсии - охлаждаться. Получить выражение для $T_{\text{инв}}$ и установить связь этой температуры с критической температурой $T_{\text{кр}}$.

O1-6.68

Показать, что газ, подчиняющийся уравнению Ван-дер-Ваальса, с $a = 0$ в опыте Джоуля-Томсона всегда нагревается. Определить повышение температуры при расширении.

O1-6.69

Показать, что газ, подчиняющийся уравнению Ван-дерВаальса, с $b = 0$ в опыте Джоуля-Томсона всегда охлаждается. Определить понижение температуры при расширении.

O1-6.70

При какой температуре T углекислый газ в опыте Джоуля-Томсона начнет охлаждаться, если известно, что критическая тем-

O1-6.71

Предполагая, что газ подчиняется уравнению Ван-дерВаальса, найти уравнение кривой инверсии, т. е. такой кривой в плоскости (V, T) , при переходе через которую эффект Джоуля-Томсона меняет знак.

O1-6.72

Расширение газа в процессе Джоуля-Томсона производится от начального состояния (T, V) до сильно разреженного состояния, в котором газ может считаться идеальным. Если начальные состояния газа изображать на диаграмме (T, V) , то на ней можно начертить кривую, которая делит плоскость T, V на две области: точкам одной области соответствует $\Delta T < 0$ (газ охлаждается), а другой $\Delta T > 0$ (газ нагревается). Эта кривая называется кривой инверсии интегральная эффекта Джоуля-Томсона. Найти ее уравнение и начертить кривые инверсии для азота, водорода и гелия в предположении, что эти газы подчиняются уравнению Ван-дер-Ваальса.

O1-6.73

Вычислить, во сколько раз отличаются изменения температуры при эффекте Джоуля-Томсона и при обратимом адиабатическом расширении газа Ван-дер-Ваальса. Перепад давления в обоих случаях одинаков и невелик, $T_{кр}/T = 0,4$ и $V/V_{кр} = 0,09$, где $T_{кр}$ и $V_{кр}$ - критические температура и объем. находится дифференцированием уравнения Ван-дер-Ваальса.

O1-6.74

Теплоизолированный сосуд наполнен газообразным гелием при температуре $T_0 = 10\text{K}$ (выше критической точки). Газ медленно вытекает через капиллярную трубку до тех пор, пока давление в сосуде не станет равным $P_1 = 1$ атм, а температура $T_1 = 4,2\text{K}$ (точка кипения гелия при нормальном давлении). Найти начальное давление газа в сосуде P , если в конце процесса сосуд оказался полностью заполненным жидким гелием. Молярная теплота испарения гелия при $4,2\text{K}$ равна $\lambda = 20$ кал/моль. Газообразный гелий считать идеальным газом.

O1-6.77 Изменение энергии реального газа при изотермическом расширении (?)

Определить изменение внутренней энергии одного моля реального газа, подчиняющегося уравнению $P = \frac{RT(V+b)}{V^2} \exp\left(-\frac{a}{RTV}\right)$ при изотермическом расширении с температурой T от объема V_1 до объема V_2 . Константы a и b известны.

(по идее это не сложно, если знать только уравнение газа? а я забыл, давно не тренировался...)

O1-6.78

Определить приращение энтропии при изотермическом расширении (T_0) одного моля реального газа от объема V_0 до $V_0 + dV$, если его уравнение состояния имеет вид: $P = \frac{RT}{V-b} \exp\left(-\frac{a}{RTV}\right)$. Константы a и b известны.

O1-6.79

Найти изменение теплоемкости ΔC_V одного моля гелия при изотермическом расширении от объема $V_1 = 0,5\pi$ до объема $V_2 = 1$ л при температуре $T = 10\text{K}$. Считать газ подчиняющимся уравнению Берглю: $\left(P + \frac{a}{TV^2}\right)(V - b) = RT$, в котором для гелия $a/R = 1,9\Omega \cdot \text{K}^2/\text{моль}$.

O1-6.80

Моль трехатомного газа Ван-дер-Ваальса, находящийся в критическом состоянии, адиабатически расширяется в вакуум, в результате чего его температура падает до $T = (3/4)T_{кр}$. Определить, во сколько раз изменилось давление газа. Считать что теплоемкость C_V данного газа такая же, как у идеального.

O1-6.81

Температура моля одноатомного газа Ван-дер-Ваальса при адиабатическом расширении в вакуум из объема $V_0 = 3V_{\text{кр}}$ меняется при газа. Считать, что теплоемкость C_V данного газа такая же, как у идеального.

O1-6.82

Одноатомный газ Ван-дер-Ваальса сжимают в политропическом процессе ($C = \text{const}$), уменьшая его объем от $V_0 = 3V_{\text{кр}}$ до $V_1 = 2V$, а затем адиабатически расширяют в вакуум до исходного объема. Начальная температура газа $T_0 = 1,5T_{\text{кр}}$, конечная $T_2 = (91/40)T_{\text{кр}}$. Определить молярную теплоемкость газа в политропическом процессе.

O1-6.86

Определить разность теплоемкостей $C_P - C_V$ в точке инверсии для дифференциального эффекта Джоуля-Томсона произвольной термодинамической системы с объемом V при температуре T . Изотермическая сжимаемость равна β_T .

O1-6.87

Расширение азота (N_2) в процессе Джоуля-Томсона производится от описываемого уравнением Ван-дер-Ваальса начального состояния с температурой $T_0 = 3T_{\text{кр}}$ ($T_{\text{кр}}$ — критическая температура газа) до сильно разреженного, в котором газ можно считать идеальным. Найти начальный объем V_0 и конечную температуру газа, соответствующие его максимально возможному охлаждению. Теплоемкость C_V не зависит от температуры. Критические параметры: $T_{\text{кр}} = 126\text{K}$, $V_{\text{кр}} = 114\text{см}^3/\text{моль}$.

O1-6.88

Расширение неона (Ne) в процессе Джоуля-Томсона производится от описываемого уравнением Ван-дер-Ваальса начального состояния с температурой $T_0 = T_{\text{инв}}/2$ ($T_{\text{инв}}$ — температура инверсии интегрального эффекта) до сильно разреженного, в котором газ можно считать идеальным. Найти начальный объем V_0 и конечную температуру газа, соответствующие его максимально возможному охлаждению. Теплоемкость C_V не зависит от температуры. Параметры уравнения Ван-дер-Ваальса: $a = 0,02\text{н} \cdot \text{м}^4/\text{моль}^2$, $b = 17\text{см}^3/\text{моль}$.

Solutions.6. Реальные газы. Газ Ван-дер-Ваальса

6.

$$52. \Delta S = R \ln \left[25 \left(\frac{11}{17} \right)^3 \right] \approx 1,9R.$$

6.

$$53. \frac{V_2}{V_1} \approx 1,2.$$

6.

$$54. C = \frac{C_V}{1 - \ln 2} \approx 5R.$$

6.

$$55. \Delta \Psi = -a \left(\frac{1}{V_1} - \frac{1}{V_0} \right) - RT_0 \ln \frac{V_1 - b}{V_0 - b} \approx -2,88 \text{ МДж}.$$

6.

$$56. \frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta v_{3\text{В}}}{v_{3\text{В}}} \approx \frac{V}{V-b} - 1 \approx \frac{b}{V} = \frac{2N_A d^3}{V} \approx 4 \cdot 10^{-4}; v_{3\text{В}}^{\text{BB}} \approx \frac{V}{V-b} v_{3\text{В}}^4.$$

6.

$$57. v_{3B} = \sqrt{\frac{2aR}{3\mu bC_V}}.$$

6.

$$58. \frac{\beta_T}{\beta_S} = \frac{C_P}{C_V} \approx \left(\frac{C_P}{C_V}\right)_{\text{ид}} + \frac{2aP}{C_V RT^2} = \frac{5}{3} + 0,054 \approx 1,72.$$

6.

$$59. \tau = \frac{6\pi b}{\sigma} \sqrt{\frac{3Mb}{2a}}.$$

6.

$$60. a = \frac{0,03RTV}{2} \approx 0,036 \text{ л}^2 \cdot \text{атм/моль}^2.$$

6.

$$61. A = R(T_2 - T_1) \ln \frac{V_2 - b}{V_1 - b} \approx 21 \text{ Дж}.$$

6.

$$62. \eta = 1 - \frac{RT_1}{C_V(T_2 - T_1)} \ln_{11} \frac{V_2 - b}{V_1}.$$

6.

$$63. \eta = PV \left[\frac{C_V}{R} P(V - b) + 2PV \left(\frac{C_V}{R} + 1 \right) - \left(\frac{C_V}{R} - 1 \right) \frac{a}{2V} + \frac{C_V}{R} \frac{3ab}{4V^2} \right]^{-1}.$$

6.

$$64. \eta = 1 - \left(\frac{V_1 - b}{V_2 - b} \right)^{R/C_V}.$$

6.

$$65. Q = 1054 \text{ Дж}.$$

6.

$$66. \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{\frac{bRT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^2}}{C_P \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T}.$$

6.

$$67. \frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{C_P}; T_{\text{инв}} = \frac{2a}{Rb} = \frac{27}{4} T_{\text{кр}}.$$

6.

$$68. \Delta T = \frac{b\Delta P}{C_P} > 0, \text{ где } \Delta P \text{ мало, причем } \Delta P < 0.$$

6.

$$69. \Delta T = \frac{2a\Delta P}{RT C_P}, \text{ где } \Delta P \text{ мало и отрицательно.}$$

6.

$$70. T < T_{\text{инв}} = 2050 \text{ K.}$$

6.

$$71. \frac{bRT}{(V-b)^2} - \frac{2a}{V^2} = 0.$$

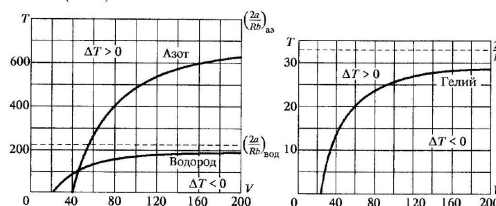


Рис. 483

6.

72. Гипербола: $T = \frac{2a}{Rb} \frac{V-b}{V}$ (рис. 483). Асимптоты, изображенные штриховыми прямыми, пересекают ось ординат в точках инверсии дифференциального эффекта Джоуля-Томсона.

6.

$$73. \frac{\Delta T_{\text{ап}}}{\Delta T_{\text{с}}} \approx \frac{\frac{27}{4} \frac{T_{\text{кр}}}{T} - 1}{\frac{27}{4} \frac{T_{\text{кр}}}{T} - 1 + \frac{3V}{V_{\text{кр}}}} = 0,0485.$$

6.

$$74. P_0 \approx 100 \text{ атм.}$$

Решение. При медленном вытекании состояние вещества в сосуде можно считать равновесным. А так как сосуд теплоизолирован, то удельная (а, следовательно, и молярная) энтропия газа в сосуде должна оставаться неизменной. При обратимом адиабатическом расширении с совершением внешней работы газ охлаждается. По достижении некоторой температуры дальнейшее понижение давления газа сопровождается не только понижением температуры, но и конденсацией его в жидкость. Этот процесс также является равновесным и идет без изменения энтропии. Для изменения энтропии моля вещества при переходе из начального (газообразного) состояния в конечное (жидкое) состояние можно написать

$$\Delta S = \int \left(C_V \frac{dT}{T} + P \frac{dV}{T} \right) - \frac{\Lambda}{T_1}$$

Подставив сюда

$$pdV = RdT - VdP = RdT - RT \frac{dP}{P}$$

и учтя соотношение $C_P = C_V + R$, получим

$$\Delta S = C_P \ln \frac{T_1}{T_0} - R \ln \frac{P_1}{P_0} - \frac{\Lambda}{T_1} = R \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \ln \frac{T_1}{T_0} - \ln \frac{P_1}{P_0} - \frac{\Lambda}{RT_1} \right)$$

Приравнявая ΔS нулю, находим

$$P_0 = P_1 \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} e^{\Lambda/(RT_1)} \approx 100 \text{ атм.}$$

6.

75. $V_{\text{кр}} = 112 \text{ см}^3 / \text{моль}$; $P_{\text{кр}} = 34,5 \text{ атм.}$

6.

76. $Q = \Delta I = \Delta \left(\sqrt{(RT + Pb)^2 - \frac{27}{2} RbPT_{\text{кр}}} \right) \approx 910 \text{ Дж.}$ Здесь Δ - знак изменения соответствующей величины.

6.

77. $\Delta U = P_2 V_2 - P_1 V_1 + \frac{RTb}{a} \left(\frac{P_2 V_2^2}{V_2 + b} - \frac{P_1 V_1^2}{V_1 + b} \right)$, где P_1 и P_2 - давления газа при объемах V_1 и V_2 соответственно.

6.

78. $dS = \left(R + \frac{a}{T_0 V_0} \right) \exp \left(-\frac{a}{RTV_0} \right) \frac{dV}{V-b}.$

6.

79. $\Delta C_V = \frac{2a}{T^2} \left(\frac{1}{V_2} - \frac{1}{V_1} \right) = -3,8 \cdot 10^{-2} R = -0,316 \text{ Дж/(К} \cdot \text{моль)}.$

6.

80. $\pi = \frac{P}{P_{\text{кр}}} = \frac{8\tau}{3\varphi-1} - \frac{3}{\varphi^2}; \tau = \frac{T}{T_{\text{кр}}}; \varphi = \frac{V}{V_{\text{кр}}} = 3.$

6.

81. $\Delta S = \frac{3R}{2} \ln \frac{\tau}{\tau_0} + R \ln \frac{3\varphi-1}{3\varphi_0-1} = 1,56R$, где $\varphi = \frac{V}{V_{\text{кр}}} = 15, \varphi_0 = 3; \tau = 2; \tau_0 = 2,2.$

6.

82. $C = R/2.$

6.

$$83. C = C_V - R \frac{\ln \frac{3\varphi - 1}{3\varphi_0 - 1}}{\ln \frac{\tau_2}{\tau_1}} = \frac{5}{2}R - R = \frac{3}{2}R. \text{ Здесь } \varphi_0 = 3; \varphi_1 = 9; \tau_0 = 1, 3; \tau_1 = 1, 2; \tau_2 = 3, 9.$$

6.

$$84. \frac{T_2}{T_0} = \frac{T_1}{T_0} - \frac{3}{4} \frac{T_{\text{кр}}}{T_0} \left(\frac{1}{\varphi_1} - \frac{1}{\varphi_0} \right) = \frac{42}{20} = 2,1. \text{ Здесь } \varphi_0 = \frac{28}{3}; \varphi_1 = 3;$$

$$= \varphi_0. \varphi_2 = \varphi_0.$$

6.

$$85. C_P - C_V = V \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V = \gamma V. \text{ Если определить } \gamma \text{ как } \frac{1}{P} \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V, \text{ то + тег } C_P - C_V = \gamma VP. \text{ ответ}$$

$$C_P - C_V = \gamma VP.$$

6.

$$86. C_P - C_V = -\frac{V^2}{T} \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T = \frac{V}{\beta_T T}.$$

6.

$$87. V_0 = 3b = V_{\text{кр}} = 114 \text{ см}^3 / \text{моль}; T = \frac{39}{14} T_{\text{кр}} = 351 \text{ K}.$$

6.

$$88. V_0 = 2b = 34 \text{ см}^3 / \text{моль}; T = \frac{3}{10} \frac{a}{Rb} = 42,5 \text{ K}; \Delta T = -28,4 \text{ K}.$$

1.16 Advanced problems about non-ideal gases and phase transitions

КО-6.1.

Для двухатомного слабо неидеального газа известен второй вириальный коэффициент $B(T)$. Найти среднюю энергию в расчете на одну молекулу газа. Как изменяется температура такого газа при расширении его в пустоту?

КО-6.1.

$E = E_{\text{ид}} - \frac{N^2}{V} B'(T)$. При расширении в пустоту $E = \text{const}$. Чаще всего неидеальный газ в таком процессе (процесс Гей - Люссака) охлаждается. Однако для охлаждения газа использовать такой процесс неудобно.

КО-6.2. Эффект Джоуля-Томсона для газа ван-дер-Ваальса

Выразить величину $\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_H$, характеризующую изменение температуры при эффекте Джоуля - Томсона, через теплоёмкость и уравнение состояния для газа ван-дер-Ваальса.

КО-6.2.

[Kubo SM., §13] Для газа ван-дер-Ваальса энтальпия

$$H = N \left(c_V T + \frac{T}{1 - nb} - 2an \right) \quad (40)$$

где $n = N/V$ - плотность, c_V - теплоёмкость (в расчёте на частицу), которую считаем постоянной. На рис. 17 показаны зависимости $P(T)$ для разных начальных значений температуры и давления и кривая инверсии в процессе Джоуля - Томсона, кривая, на которой

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_H = 0$$

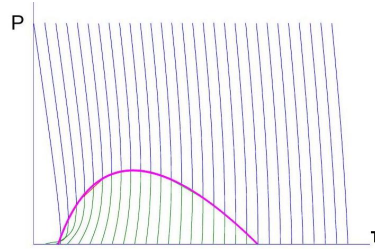


Рис. 17. Зависимость давления от температуры при эффекте Джоуля - Томсона. Под жирной кривой - обаналасть параметров, в которой происходит охлаждение.

Зависимость $P(T)$ для изображения графиков определена параметрически с использованием (40) и уравнения ван-дер-Ваальса

$$P = \frac{nT}{1 - nb} - an^2$$

КО-6.3.

Выразить температуру, давление и молярный объём в критической точке через постоянные, входящие в уравнение ван-дер-Ваальса.

КО-6.3.

$T_k = 8a/27b$; $P_k = a/27b^2$; $V_k = 3b$.
См., например, [Kubo SM., §12], [LL5. §83 – 84].

КО-6.4. Газ в поле тяжести

Газ ван-дер-Ваальса находится в однородном поле тяжести. Определить зависимость плотности газа от высоты, считая температуру постоянной.

КО-6.4.

Можно воспользоваться тем же способом, что в задаче 4.10. Химический потенциал газа ван-дер-Ваальса выражаем как $\left(\frac{\partial F}{\partial N} \right)_{V,T}$, где свободная энергия

$$F = F_{ид} - NT \ln \left(1 - \frac{Nb}{V} \right) - \frac{N^2 a}{V}.$$

$$\mu(x) = \mu_{ид} - T \ln(1 - nb) - \frac{nbT}{1 - nb} - 2an,$$

$$\mu_{ид} = T \ln n + f(T).$$

Зависимость $n(x)$ определяется равенством $\mu(x) = \mu - mgx$. Разумеется, для построения графика (рис. 18) удобнее вычислять $x(n)$. Нормировка графиков выбрана такой, чтобы на них было одинаково полное число частиц.

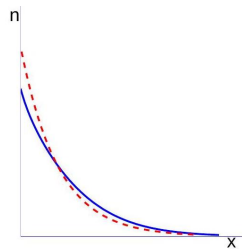


Рис. 18. Зависимость плотности газа ван-дер-Ваальса в поле тяжести от высоты. Пунктирная кривая - аналогичная зависимость для идеального газа

КО-6.5. Насыщение при сжатии

Насыщенный водяной пар находится в теплоизолированном сосуде. Объём сосуда уменьшают. Станет ли пар пересыщенным?

КО-6.5.

Сравним величину $\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S$ с $\frac{dT}{dV}$ вдоль кривой равновесия фаз.

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S &= \frac{\partial(T, S)}{\partial(V, S)} = \frac{\partial(P, V)}{\partial(V, S)} = \frac{\partial(P, V)}{\partial(V, T)} \frac{\partial(V, T)}{\partial(V, S)} = -\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_V \frac{T}{C_V} \\ \frac{dT}{dV} &= \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P + \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V \frac{dP}{dV} = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_P + \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_V \frac{q}{T \Delta v}\end{aligned}$$

С учетом уравнения состояния $PV = NT$ и $\Delta v \approx V/N$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S / \frac{dT}{dV} = \frac{N}{C_V} \left(\frac{q}{T} - 1\right)$$

КО-6.6.

Найти зависимость скрытой теплоты фазового перехода от температуры dq/dT . Рассмотреть случаи испарения (например, воды при $T \sim 100^\circ\text{C}$) и плавления льда.

КО-6.6.

Представив скрытую теплоту испарения в виде $q = T\Delta s$, получаем

$$\begin{aligned}\frac{dq}{dT} &= \Delta s + T \frac{d\Delta s}{dT} = \frac{q}{T} + T \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial T}\right)_P + T \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial P}\right)_T \frac{dP}{dT} = \\ &= \frac{q}{T} + \Delta c_P - \left(\frac{\partial \Delta v}{\partial T}\right)_P \frac{q}{\Delta v}\end{aligned}\quad (41)$$

Для испарения воды можно принять $\Delta v = v = T/P$, что приводит к

$$\frac{dq}{dT} = \Delta c_P \equiv c_{P \text{ пара}} - c_{P \text{ жидк.}} \ll \frac{q}{T}$$

Если интервал температур не очень широк, можно принять с хорошей точностью $q \approx \text{const}$. Для плавления льда можно пренебречь последним слагаемым в (41) по сравнению с первым.

КО-6.7.

Давление насыщенного водяного пара при некоторых значениях температуры:

$T(^{\circ}\text{C})$	20	30	100
$P(\text{Па})$	2333	4240	101325

(см. [18].)

Приняв, что скрытая теплота испарения зависит от температуры линейно, получить зависимость $P(T)$ в этом диапазоне температур.

Найти зависимость плотности насыщенного водяного пара от температуры.

КО-6.7.

Ответ можно представить в форме

$$P = P_0 \exp \left(\frac{q}{T_0} - \frac{q}{T} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right)^a$$

где $P_0 = 2333$ Па, $T_0 = 293^\circ\text{K}$, $q = 6724,8^\circ\text{K}$, $a = 4,7695$.
Плотность $n = P\mu/RT$, $\mu = 18$ г, $R = 8,314$ Дж / (моль К).¹⁹

КО-6.8.

Насыщенный водяной пар при $T = 100^\circ\text{C}$ имел давление 1 атм. На сколько процентов изменилась его плотность в процессе, при котором давление возросло до 1,01 атм. и пар остался насыщенным?

КО-6.8

$$\frac{dv_{\text{п}}}{v_{\text{п}}} = -\frac{dP}{P} \left(1 - \frac{T}{q} \right)$$

Подставив $q = 6,78 \cdot 10^{-20}$ Дж/част., $k_{\text{в}} = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, $T = 373$ К, получаем $k_5 T/q = 0,076 \ll 1$, так что $dv_{\text{п}}/v_{\text{п}} = -0,01$.

КО-6.9.

В сосуд, объём которого 1 л, налили 1 г воды и закупорили его, после чего сосуд стали нагревать. При какой температуре вся вода испарится?

КО-6.9.

Число молей воды в сосуде $\nu = 1/18$, на моль приходится объём $v = 22,4 \cdot 10^{-3} \cdot 293/273$ м³. Искомая температура определяется условием $Pv = RT$, где зависимость $P(T)$ найдена ранее, $R = 8,314$ Дж/(моль К). $T = 35^\circ\text{C}$.

При вычислении числа частиц воды в сосуде мы пренебрегали наличием пара в начальном состоянии. В расчёте зависимости $P(T)$ не учтено давление воздуха, находящегося в сосуде. Несложно убедиться, что это приводит к малым поправкам.

КО-6.10.

В закрытом сосуде находятся в равновесии пар и небольшое количество жидкости. При нагревании сосуда количество жидкости убывает и при некоторой температуре в сосуде остаётся только пар. При этой температуре теплоёмкость содержимого сосуда испытывает скачок. Найти величину этого скачка. Объём сосуда в процессе нагревания считать постоянным.

КО-6.10.

$$\frac{\Delta C_V}{N} = -\frac{q}{T} \left(\frac{q}{T} - 1 \right)$$

(Учтено, что $v_{\text{п}} \gg v_{\text{в}}$.) При наличии воды теплоёмкость определялась в первую очередь ее испарением, поэтому скачок очень велик.

¹⁹ Тут что-то явно не то с округлением, но мы воспроизвели точность, указанную в таблицах [18].

КО-6.11.

За какое время испарится капля воды, находящаяся в сухом воздухе, температура которого равна 20°C ? Начальный радиус капли равен $a_0 = 1$ мм. Какой будет в процессе испарения температура капли? Коэффициент диффузии водяного пара в воздухе равен $D = 0,22 \text{ см}^2/\text{с}$, коэффициент теплопроводности воздуха $\lambda = 0,024 \text{ Вт}/(\text{смК})$, давление насыщенного водяного пара и скрытую теплоту испарения воды q в зависимости от температуры можно найти в предыдущих задачах.

КО-6.11.

Будем решать задачу, предполагая, что распределения концентрации пара $n(r)$ и температуры $T(r)$ вокруг капли устанавливаются за время, гораздо меньшее, чем существенно изменяется её радиус a . Основанием для такого подхода является чрезвычайно большая разница плотностей воды $n_{\text{ж}}$ и пара n . Действительно, оценку времени t_0 , за которое устанавливается распределение концентрации водяного пара на расстоянии порядка радиуса капли a , можно получить из уравнения диффузии $\frac{\partial n}{\partial t} = D\Delta n$, учитывая, что концентрация пара существенно падает на расстоянии $\sim a$ от капли: $n/t_0 \sim Dn/a^2$, $t_0 \sim a^2/D$. Оценка же времени t существенного смещения границы капли получается из условия $|n \frac{da}{dt}| \approx |D\nabla n|$, откуда $na/t \sim Dn/a$, $t \sim \frac{n}{n_{\text{ж}}} t_0 \gg t_0$. Таким образом, можно рассматривать состояние пара при определённом значении радиуса капли с хорошей точностью как стационарное. Это значит, что диффузионный поток частиц $I = -D \frac{dn}{dr} 4\pi r^2$ не зависит от r . Отсюда $n(r) = \frac{I}{4\pi D r}$ (с учётом того, что $n \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$). Поток I может быть выражен через концентрацию пара на границе капли $n_a \equiv n(a)$: $I = 4\pi D a n_a$. Это концентрация насыщенного пара при температуре капли, равной $T_a \equiv T(a)$. Эта температура ниже температуры окружающего воздуха $T_0 = T(\infty)$. К капле направлен поток теплоты, необходимый для испарения воды с её поверхности $\dot{Q} = Iq$.

Величина этого потока определяется градиентом температуры: $\dot{Q} = \lambda \frac{dT}{dr} 4\pi r^2$ и также не зависит от r . Поэтому $T(r) = -\frac{\dot{Q}}{4\pi\lambda r} + T_0$. Температура капли $T_a = T_0 - \frac{\dot{Q}}{\lambda} n_a$. Уменьшение температуры капли приводит к уменьшению плотности окружающего её насыщенного пара, а это в свою очередь уменьшает диффузионный поток от капли и влияет тем самым на величину $\delta T = T_0 - T_a$. Величину δT находим из уравнения $\delta T = \frac{Dq}{\lambda} n(T - \delta T)$. (Зависимость $n(T)$ найдена в задаче 5.3). Капля оказывается холоднее окружающего воздуха на $\delta T \approx 15 \text{ К}$.

Объём капли убывает со скоростью $\frac{4\pi}{3} \frac{da^3}{dt} = \frac{I}{n_{\text{ж}}}$, где $n_{\text{ж}} = 1 \text{ г}/\text{см}^3$ - плотность воды. Подставив $I = 4\pi D a n_a$, получаем $a^2 = a_0^2 - 2D \frac{n_a^2}{n_{\text{ж}}} t$, время испарения капли $t = \frac{a_0^2 n_{\text{ж}}}{2D n_a} \approx 56 \text{ мин}$. (Без учета охлаждения капли мы получили бы $t \approx 22 \text{ мин}$).

КО-6.12.

Найти радиус кривизны капли воды, находящейся в равновесии с пересыщенным паром, и исследовать устойчивость такого равновесия.

КО-6.12.

Будем считать далее, что температура капли совпадает с температурой пара T . Обозначим давление насыщенного пара, находящегося в контакте с плоской поверхностью жидкости, $P^{(0)}$. Это давление определяется условием $\mu_0(T, P^{(0)}) = \mu(T, P^{(0)})$, где μ_0 и μ - химические потенциалы пара и жидкости. (Далее аргумент T , который всюду имеет одно и то же значение, опускаем.)

Давление насыщенного пара, находящегося в контакте с поверхностью капли жидкости, обозначим P_0 , а пересыщение пара $\delta P = P_0 - P^{(0)}$. Как известно, давление жидкости в капле радиуса r больше давления пара на величину $\frac{2\alpha}{r}$, где α - коэффициент поверхностного натяжения. Условие равновесия по отношению к обмену молекулами между жидкостью и паром

$$\mu_0(P_0) = \mu\left(P_0 + \frac{2\alpha}{r}\right) \quad (42)$$

Далее можно сделать разложение по малым величинам δP для

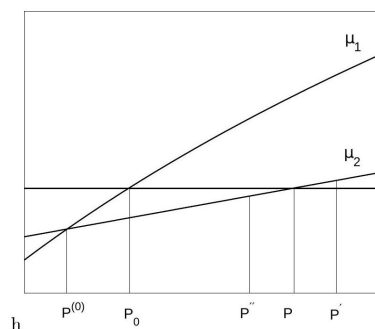


Рис. 19. К исследованию устойчивости равновесного размера капли пара и $\delta P + \frac{2\alpha}{r}$ - для жидкости. Учитывая, что $\frac{\partial \mu}{\partial P} = v = \frac{V}{N}$, $v \ll v_0$, получаем ²⁰

$$\delta P = \frac{2\alpha}{r} \frac{v}{v_0 - v} \approx \frac{2\alpha}{r} \frac{v}{v_0}$$

На рис. 19 показана зависимость химических потенциалов пара (μ_1) и жидкости (μ_2) от давления. Давление P_0 большого объема пара, а с ним и химический потенциал пара $\mu_0(P_0)$ можно считать неизменным. Давление жидкости $P = P_0 + \frac{2\alpha}{r}$. Если радиус капли уменьшится (за счет флуктуаций числа молекул в капле), то давление в ней возрастет (P' на рис.19), химический потенциал станет больше химического потенциала пара, обмен молекулами с паром будет приводить к преимущественному переходу молекул из капли в пар и дальнейшему уменьшению радиуса капли. И наоборот, случайное увеличение числа частиц в капле ведет к уменьшению давления в ней (P'' на рис.19), уменьшению ее химического потенциала и дальнейшему росту капли. Таким обра-

зом равновесие капли радиуса $r = \frac{2\alpha}{\delta P} \frac{v}{v_0}$ с пересыщенным паром неустойчиво, (см. также [17, §35, 41][Kubo SM., §27].)

КО-6.13.

Найти зависимость температуры плавления льда от давления на лёд при условиях, когда давление образующейся при этом воды оказывается равно атмосферному.

КО-6.14. Скачок теплоёмкости латуни

Найти скачок теплоёмкости латуни состава $CuZn$ в точке упорядочения сплава. Кристаллическая решетка кубическая объёмноцентрированная. Использовать приближение молекулярного поля, учитывая лишь взаимодействие ближайших соседей.

Solution

(??это большая задача!)

Мы будем рассматривать кристалл, находящийся в термостате, и определять его состояние, находя минимум свободной энергии $F = E - TS$. Чтобы выразить свободную энергию, нам нужно найти энергию взаимодействия атомов друг с другом и энтропию кристалла, связанную с размещением атомов.

Будем обозначать медную подрешётку A , а цинковую - B . Число атомов меди в медной подрешётке N_{aA} , число атомов цинка в медной подрешётке N_{bA} , число атомов меди в цинковой подрешётке N_{aB} , число атомов цинка в цинковой подрешётке N_{bB} .

$$\begin{aligned} N_{aA} + N_{aB} &= N; & N_{bA} + N_{bB} &= N \\ N_{aA} + N_{bA} &= N; & N_{aB} + N_{bB} &= N \end{aligned}$$

Одно из этих соотношений - следствие трех других. Вследствие этих соотношений лишь одна из величин $N_{aA}, N_{aB}, N_{bA}, N_{bB}$ может считаться независимой.

Статистический вес состояния с заданными числами атомов в подрешётках

$$\Gamma = C_N^{N_{aA}} C_N^{N_{aB}} = \frac{N!}{N_{aA}! N_{bA}!} \frac{N!}{N_{aB}! N_{bB}!}$$

энтропия $S = \ln \Gamma$.

Мы учитываем взаимодействие только атомов, находящихся в соседних кристаллических ячейках (а

²⁰ Для жидкости следующий член разложения много меньше, так как $\frac{\partial v}{\partial P} \frac{2\alpha}{r} \ll v$, поэтому достаточно сохранить линейный член разложения.

потому - в разных подрешётках). Энергию взаимодействия медь - медь" обозначаем V_{aa} (причем $V_{aa} < 0$), подобным же образом введены V_{ab}, V_{bb} . Предполагаем, что справедливо условие $V = V_{aa} + V_{bb} - 2V_{ab} > 0$ ²¹, благодаря которому состояние кристалла, с атомами меди и цинка, находящимися полностью в разных подрешётках (и таким образом оказавшимися ближайшими соседями), имеет наинизшую энергию связи. (Это состояние либо с $N_{aA} = N_{bB} = N$, либо с $N_{aA} = N_{bB} = 0$ - в последнем случае подрешётки заслуживали бы переименования.)

Для определения энергии посмотрим сначала, сколько каких соседей может оказаться у атома меди, находящегося в медной" подрешётке. Число ближайших соседей обозначим q (в нашем случае $q = 8$). Среднее число атомов меди на q местах в соседней подрешётке равно $q \frac{N_{aB}}{N}$, среднее число атомов цинка $q \frac{N_{bB}}{N}$. Среднее значение энергии взаимодействия с соседями для данного атома меди $q \frac{N_{aB}}{N} V_{aa} + q \frac{N_{bB}}{N} V_{ab}$.

Энергия взаимодействия всех атомов

$$E = N_{aA} \left(q \frac{N_{aB}}{N} V_{aa} + q \frac{N_{bB}}{N} V_{ab} \right) + N_{bA} \left(q \frac{N_{aB}}{N} V_{ba} + q \frac{N_{bB}}{N} V_{bb} \right)$$

Переход от частичного порядка в размещении атомов по подрешёткам к полному беспорядку происходит при условии, что числа атомов меди в обеих подрешётках станут одинаковы. Параметр порядка η вводим таким образом, чтобы он обращался в нуль при $N_{aA} = N_{aB}$:

$$N_{aA} - N_{aB} = \eta N$$

(Множитель N обеспечивает такую нормировку параметра η , что он будет обращаться в 1 или -1 при полном порядке".) Подставив в E

$$N_{aA} = N_{bB} = N \frac{1+\eta}{2}, \quad N_{bA} = N_{aB} = N \frac{1-\eta}{2}$$

получаем

$$E = E_0 - Nq \frac{V}{4} \eta^2 \quad (43)$$

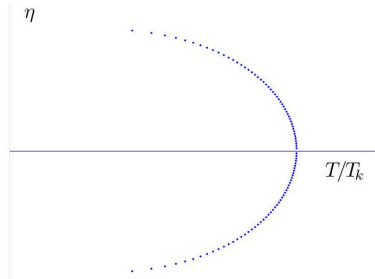


Рис. 20. Параметр порядка упорядочивающегося сплава в зависимости от температуры. Приближение среднего поля

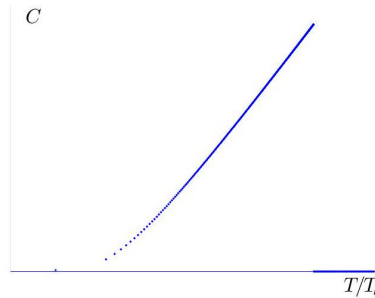


Рис. 21. Теплоёмкость, связанная с упорядочением сплава в зависимости от температуры. Приближение среднего поля

Равновесное значение параметра порядка η определяется из условия

$$\frac{\partial F}{\partial \eta} = 0$$

Учитывая, что $\delta N_{aA} = \delta N_{bB} = N \frac{\delta \eta}{2}$, $\delta N_{bA} = \delta N_{aB} = -N \frac{\delta \eta}{2}$, получаем

$$-\frac{1}{2} V \eta N q + T N \ln \frac{1+\eta}{1-\eta} = 0$$

²¹ При $V < 0$ энергетически выгодным было бы расслоение смеси на вещества, а" и б".

Вблизи точки фазового перехода $\eta \ll 1$, так что можно представить $\ln \frac{1+\eta}{1-\eta}$ в виде $2\left(\eta + \frac{\eta^3}{3}\right)$:

$$\eta \left(-\frac{qV}{2} + 2T \left(1 + \frac{\eta^2}{3} \right) \right) = 0 \quad (44)$$

Малое, но отличное от нуля значение η появляется при температуре $T < T_k = \frac{Vq}{4}$. Выразив η^2 из (44): $\eta^2 \approx 3(T_k - T)/T_k$ и подставив в (43), находим $E = E_0 + 3N(T_k - T)$. Скачок теплоёмкости $\Delta C = \frac{dE}{dT}|_{T=T_k+0} - \frac{dE}{dT}|_{T=T_k-0} = -3N$.

На рис. 20, 21 изображены зависимости $\eta(T), C(T)$, получаемые из приведённых уравнений. Разумеется приводимая величина $C(T)$ - это только добавка к теплоёмкости кристалла, связанной с колебаниями кристаллической решетки, (см. также [8, гл. 5, пример 2], [Kubo SM, 78].)

КО-6.15.

Найти скачок теплоёмкости латуни состава $Cu_{1+k}Zn_{1-k}$ в точке упорядочения сплава.

КО-6.16. Модель перехода “спираль-клубок” в длинной молекуле

Рассматривается молекула, имеющая форму лестницы" (подобной двойной спирали ДНК). Каждая ступенька может находиться в одном из двух состояний - целом" и разорванном". Энергия, необходимая для разрыва, равна ε .

Если две разорванных ступеньки оказываются рядом, то область молекулы между ними приобретает значительную подвижность, так что число возможных конфигураций этой области становится равно $g \gg 1$. Появление уединённого" разрыва не ведет к росту числа конфигураций. Число ступенек N очень велико. Можно считать молекулу замкнутой в кольцо.

Определить теплоёмкость молекулы и среднее число разорванных звеньев в зависимости от температуры.

КО-6.16.

Задачу можно рассматривать как вариант одномерной задачи Изинга и воспользоваться таким же подходом к ее решению, как в [Kubo SM., §80], [11, п. 9.2.2].

Мы будем вычислять статистическую сумму для молекулы. Каждое слагаемое может быть представлено как произведение вкладов отдельных звеньев" (участков молекулы между ступеньками), $A(1)A(2)...A(N)$; вклад от статистического веса конфигураций участка молекулы между ступеньками мы будем включать в множитель, отвечающий звену, следующему за этим участком. Перебирая звенья по порядку, мы будем, таким образом, учитывать, что вклад i -го звена в статистическую сумму, $A(i)$, зависит не только от состояния этого звена, но и состояния звена предыдущего, $(i-1)$ -го (а для первого - от состояния последнего). Обозначив состояние целого звена $\sigma = 0$, а состояние разорванного $\sigma = 1$, мы сведем все возможные значения $A(i)$ в таблицу (матрицу):

$\sigma_{i-1} \backslash \sigma_i$	0	1
0	1	$e^{-\varepsilon/T}$
1	1	$ge^{-\varepsilon/T}$

В первом столбце стоят две единицы, отвечающие целому состоянию i -го звена, $e^{-\varepsilon/T}$ в верхней строке второго столбца отвечает необходимости затратить энергию ε для разрыва этого звена, наконец, последний элемент матрицы содержит добавочный множитель g , отвечающей свободе участка молекулы между $(i-1)$ -м и i -м звеньями, возникшей из-за свободы обоих этих звеньев. Элементы матрицы обозначим $A_{\sigma_{i-1}, \sigma_i}$. Статистическая сумма

$$Z = \sum_{\sigma_1=0,1} \sum_{\sigma_2=0,1} \dots \sum_{\sigma_N=0,1} A_{\sigma_1, \sigma_2} A_{\sigma_2, \sigma_3} \dots A_{\sigma_N, \sigma_1}$$

получается суммированием по обоим возможным состояниям каждой из ступенек.

Выражение Z сводится к следу N -й степени матрицы A : $Z = \text{Sp}(A^N)$. Для его вычисления достаточно найти собственные значения матрицы A из уравнения:

$$\begin{vmatrix} 1 - \lambda & e^{-\varepsilon/T} \\ 1 & ge^{-\varepsilon/T} - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left[1 + ge^{-\varepsilon/T} \pm \sqrt{(1 - ge^{-\varepsilon/T})^2 + 4e^{-\varepsilon/T}} \right] \quad (45)$$

$$Z = \lambda_1^N + \lambda_2^N \approx \lambda_1^N$$

Свободная энергия

$$F = -NT \ln \lambda_1$$

Очевидно, что зависимость свободной энергии от температуры, а вместе с ней и других термодинамических величин, не имеет скачков. Однако имеются интервалы температуры, где эта зависимость окажется очень резкой. Для качественного выяснения зависимости $F(T)$ заметим, что как при достаточно низких температурах, так и при достаточно высоких - вторым слагаемым под корнем в формуле (45) можно пренебречь. Переход от значения $\lambda_1 \approx 1$ к значению $\lambda_1 \approx ge^{-\varepsilon/T}$ происходит в узком интервале температур, когда оба слагаемых под корнем имеют один порядок величины. Это интервал температуры δT в окрестности того ее значения T_0 , при котором $ge^{-\varepsilon/T} = 1$, т. е.

$$T_0 \sim \frac{\varepsilon}{\ln g} \quad (46)$$

Из условия $1 - ge^{-\varepsilon/(T_0+\delta T)} = \pm 2e^{-\varepsilon/2T_0}$ получаем оценку

$$\delta T \sim \frac{4\varepsilon}{\sqrt{g} \ln^2 g} \quad (47)$$

В таком (очень узком) интервале температур происходит плавление" молекулы - разрыв связей почти во всех звеньях. Резкое сужение интервала перехода от связанного состояния звеньев к разорванному, обусловленное взаимодействием многих звеньев цепочки друг с другом, биофизики называют кооперативным эффектом.

Очевидно, как вычисляется теплоёмкость цепочки (ее часть, связанная с разрывом или восстановлением связей в звеньях):

$$S = -\frac{\partial F}{\partial T}, \quad C = T \frac{\partial S}{\partial T}$$

Доля разорванных ступенек может быть вычислена, как нетрудно сообразить, по формуле

$$N^* = -\left(\frac{\partial F}{\partial \varepsilon}\right)_T$$

а доля тех разорванных ступенек, которые имеют разорванной соседнюю ступеньку, по формуле

$$N^{**} = \frac{g}{\lambda} \left(\frac{\partial \lambda}{\partial g}\right)_T$$

На рис. 22 представлена зависимость теплоёмкости молекулы от температуры (в расчете на одно звено). Там же изображена для сравнения зависимость от температуры теплоёмкости двухуровневой системы с высоко вырожденным верхним уровнем.

(Для графиков принято значение $g = 20$. Дифференцирование при построении графиков проводилось численно.) В обоих случаях область перехода существенно смещена в сторону температур, более низких, чем энергия возбуждения ε . Как и следовало

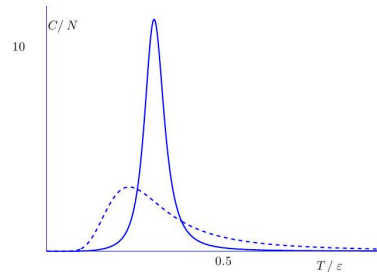


Рис. 22. Теплоёмкость длинной молекулы с взаимодействием соседних звеньев. Пунктиром показана теплоёмкость двухуровневой системы с сильно вырожденным верхним уровнем

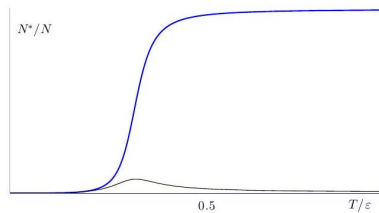


Рис. 23. Доля разорванных связей. Тонкая линия - доля в том числе одиночных разорванных связей ожидать, для молекулы с взаимодействием между звеньями интервал перехода в возбужденное состояние оказывается сокращен гораздо сильнее, чем просто при вырождении верхнего уровня.

На рис. 23 представлена зависимость от температуры доли разорванных связей N^*/N , тонкой кривой - доля одиночных связей, т. е. не имеющих разорванных звеньев - соседей, $(N^* - N^{**})/N$

Молекула белка представляет собой очень длинную цепочку аминокислот, имеющую в связанном состоянии форму винтовой линии. Такую форму цепочки удерживают слабые химические связи аминокислот друг с другом (так называемые водородные связи). Эта форма молекулы белка называется α -спираль. При разрыве большинства указанных водородных связей молекула становится гибкой длинной цепочкой (почти нитью), запутывается и получается клубок. Аналогичный переход имеет место для молекул ДНК. Для реальных белков и ДНК величина δT оказывается порядка 1 К, а $T_0 \sim 90^\circ\text{C}$. Оценка по этим данным величины g согласно (46),(47) дает $g \sim 260$. Оценка согласно (46) $\varepsilon \sim 2000$ К неплохо соответствует энергии водородной связи (учитывая грубость как модели, так и способа оценки).²²

О сопоставлении результатов расчета с экспериментальными данными и об уточнении моделей можно прочесть, например, в ([19, §4.5, 8.4], [9, гл. 8, 2]).

КО-6.17.

Вещество имеет температуру немного ниже температуры фазового перехода второго рода. Имеются две области вещества, в которых параметр порядка $\eta = \pm\eta_0$. Полагая, что на переходном участке между этими областями параметр η зависит лишь от одной координаты x , и используя аналогию с задачами аналитической механики, найти зависимость $\eta(x)$ и величину поверхностного натяжения σ (в рамках модели Цернике - Орнштейна).

КО-6.17.

[15, гл.VII]. Зависимость $\eta(x)$ определяется условием минимума функционала

$$\Omega = \int_{-\infty}^{\infty} \left[g \left(\frac{d\eta}{dx} \right)^2 + \phi(\eta) \right] dx, \quad \text{где } \phi = at\eta^2 + B\eta^4, \quad t = T - T_k, \quad t < 0.$$

В области вещества, где расположена одна фаза, параметр порядка η имеет постоянное значение, соответствующее минимуму $\phi(\eta)$:

$$\eta_0 = \pm \left(\frac{a|t|}{2B} \right)^{1/2}$$

Условие минимума Ω подобно принципу наименьшего действия в классической механике для частицы. При этом x играет роль времени, η - координаты, ϕ - потенциальной энергии (с обратным знаком), g - половины массы. Переход от области $\eta_0 < 0$ к области $\eta_0 > 0$ - движение частицы.

Мы не будем записывать уравнения Эйлера этой вариационной задачи (уравнения движения), а сразу же запишем интеграл энергии":

$$g \left(\frac{d\eta}{dx} \right)^2 - \phi(\eta) = E$$

В глубине каждой из фаз параметр порядка становится постоянным и равным $\pm\eta_0$. Этому отвечает выбор постоянной интегрирования²² Если принять, что получивший подвижность участок молекулы содержит 4 отрезка, каждый из которых может принимать по 4 разных положения, то получаем $g = 4^4 = 256$. Энергия водородной связи ~ 4500 К. рования $E = -\phi(\eta_0)$. Таким образом,

$$g \left(\frac{d\eta}{dx} \right)^2 = \phi(\eta) - \phi(\eta_0) \quad (49)$$

Подставив ϕ, η_0 , получаем (для движения от $\eta < 0$ к $\eta > 0$)

$$\frac{d\eta}{dx} = \left(\frac{B}{g} \right)^{1/2} (\eta_0^2 - \eta^2)$$

Из этого уравнения легко найти

$$\eta = \eta_0 \operatorname{th} \frac{x}{R}, \quad R = \left(\frac{2g}{a|t|} \right)^{1/2}$$

Коэффициент поверхностного натяжения совпадает с поверхностной²³ добавкой к потенциалу Ω :

$$\sigma = \Delta\Omega = \int_{-\infty}^{\infty} \left[g(\eta'(x))^2 + \phi(\eta) - \phi(\eta_0) \right] dx \quad (50)$$

С учетом (49), (50)

$$\sigma = 2g \int_{-\infty}^{\infty} [\eta'(x)]^2 dx = 2(Bg)^{1/2} \int_{-\eta_0}^{\eta_0} (\eta_0^2 - \eta^2) d\eta = \frac{g^{1/2}(2a|t|)^{3/2}}{3B}$$

1.17 Problems about Maxwell distribution 1

Основные функции плотности распределения Максвелла

Плотность распределения Максвелла	
По энергии ε	$f(\varepsilon) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (k_B T)^{-3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right),$
По скорости v	$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2$
По компоненте v_x	$f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right)$
По скорости v в направлении под углом $(\theta, \theta + d\theta)$ к оси OZ	$f(v, \theta) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \cdot 2\pi \sin \theta v^2$
По скорости v в направлении телесного угла $(\theta, \theta + d\theta; \varphi, \varphi + d\varphi)$	$f(v, \theta, \varphi) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \cdot \sin \theta v^2 \quad (3.34)$

Распределение Максвелла по абсолютному значению скорости определяет вероятность, с которой молекула идеального газа имеет значение скорости в интервале $(v, v + dv)$, независимо от направления скорости $\mathbf{v}$. Объем, который занимают интересующие нас скорости в пространстве скоростей, представляет собой сферический слой (аналогичный слою, изображенному на рис. 2.6), радиус которого равен v , а толщина dv . Число квантовых состояний в этом объеме пропорционально объему сферического слоя $4\pi v^2 dv$. По аналогии с (3.22) получаем:

$$dg(v) = B \cdot 4\pi v^2 dv$$

где B - константа, не зависящая от скорости.

Используя распределение Гиббса для каждого состояния в сферическом слое, находим распределение Максвелла по абсолютным значениям скоростей:

$$dP(v) = dg(v) \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) = B \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv.$$

Вычислив B из условия нормировки $\int_0^{\infty} B \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv = 1$, окончательно получаем:

$$dP(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv \quad (3.32)$$

и для плотности вероятности распределения молекул по абсолютным значениям скоростей (рис. 3.2):

$$f(v) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 \quad (3.33)$$

Выражение (3.32) совпадает с полученным ранее распределением Максвелла по энергии (3.5), если сделать замену переменной $\varepsilon = mv^2/2$.

Ответ: в табл. 3.2 представлены основные функции плотности распределения Максвелла.

Замечание. Итак, что можно найти, зная функцию распределения случайной величины, например, $f(v_x)$:

- среднее значение числа частиц с компонентой скорости v_x в узком интервале значений $(v_x, v_x + dv_x)$:

$$dN(v_x) = N_0 f(v_x) dv_x = N_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right) dv_x \quad (3.35)$$

- среднее значение числа частиц с компонентой скорости v_x в интервале (v_{x1}, v_{x2}) :

$$\Delta N(v_{x1}, v_{x2}) = N_0 \int_{v_{x1}}^{v_{x2}} f(v_x) dv_x = N_0 \int_{v_{x1}}^{v_{x2}} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right) dv_x \quad (3.36)$$

при $\Delta v_x = v_{x2} - v_{x1} \ll v_{x1}$

$$\Delta N \approx N_0 f(v_{x1}) \Delta v_x = N_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv_{x1}^2}{2k_B T}\right) \Delta v_x \quad (3.37)$$

- наиболее вероятное значение $v_{x \text{ нв}}$ из условия $\left. \frac{df(v_x)}{dv_x} \right|_{v_{\text{нв}}} = 0$;

$$\langle v_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 f(v_x) dv_x \quad (3.38)$$

- среднее значение любой функции от v_x :

$$\langle \varphi(v_x) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(v_x) f(v_x) dv_x \quad (3.39)$$

Задача 3.

5. Использование распределения Максвелла для определения средних значений физических величин. Применение теоремы о равномерном распределении энергии по степеням свободы. Считая водород идеальным газом, найти наивероятнейшее, среднее и среднеквадратичное значения скоростей, дисперсию скорости, а также среднюю энергию молекулы водорода при стандартных условиях: температуре 25°C и атмосферном давлении.

Решение. Наивероятнейшее значение скорости, соответствующее максимуму $f(v)$ (3.33), находится из условия $\left. \frac{df(v)}{dv} \right|_{v_{\text{нв}}} = 0$, т. е.

$$\frac{d}{dv} \left\{ \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left[-\frac{mv^2}{2k_B T}\right] 4\pi v^2 \right\} \bigg|_{v=v_{\text{нв}}} = 0$$

и

$$v_{\text{нв}} = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{M}} \approx 1,41 \sqrt{\frac{RT}{M}} = 1570 \text{ м/с}, \quad (3.40)$$

где $R = N_A k_B = 8,31 \text{ Дж/(моль·К)}$ - универсальная газовая постоянная, $M = m N_A$ - молярная масса. Средняя скорость:

$$\langle v \rangle = \int_0^{\infty} v dP(v) = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \approx 1,6 \sqrt{\frac{RT}{M}} = 1780 \text{ м/с}, \quad (3.41)$$

средний квадрат скорости:

$$\langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} v^2 dP(v) = \frac{3k_B T}{m} = \frac{3RT}{M}$$

среднеквадратичная скорость:

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} = 1,73 \sqrt{\frac{RT}{M}} = 1930 \text{ м/с}. \quad (3.42)$$

Соотношение скоростей представлено на вставке рис.3.2.

Из условия независимости v_x, v_y, v_z получаем

$$\left\langle \frac{mv_x^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_y^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_z^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{3} \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{1}{2} k_B T$$

Этот результат является частным случаем, подтверждающим теорему о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы: в состоянии термодинамического равновесия средняя кинетическая энергия в расчете на каждую степень свободы равна $k_B T/2$.

Для сравнения значений скоростей различных газов в воздухе вычислим средние значения скоростей азота и кислорода:

$$\langle v \rangle_{N_2} = \langle v \rangle_{H_2} \cdot \sqrt{\frac{M_{H_2}}{M_{N_2}}} \approx 470 \text{ м/с}, \langle v \rangle_{O_2} = \langle v \rangle_{H_2} \cdot \sqrt{\frac{M_{H_2}}{M_{O_2}}} \approx 440 \text{ м/с}$$

На рис. 3.3 изображены плотности распределения Максвелла по скоростям для кислорода при двух температурах $T_1 = 0^\circ\text{C}$ (сплошная линия) и $T_2 = 100^\circ\text{C}$ (пунктирная линия). Отмечены наивероятнейшие скорости молекул кислорода при этих температурах.

Дисперсия скорости:

$$\sigma_v^2 = \langle (v - \langle v \rangle)^2 \rangle = \langle v^2 \rangle - \langle v \rangle^2 = \frac{(3\pi - 8)RT}{\pi M} = 0,18 \langle v \rangle^2.$$

Стандартное отклонение для скорости:

$$\sigma_v = \sqrt{\sigma_v^2} \approx 0,42 \langle v \rangle \approx 750 \text{ м/с}.$$

Относительное стандартное отклонение для скорости:

$$\frac{\sigma_v}{\langle v \rangle} \approx 0,42 = 42\%$$

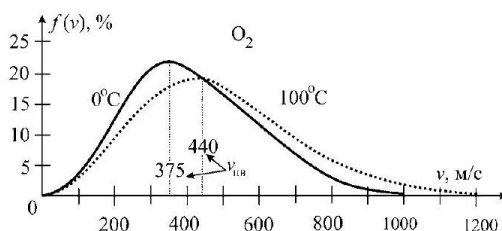


Рис. 3.3

Зависимость плотности распределения молекул кислорода от скорости при двух температурах: $T_1 = 0^\circ\text{C}$ (сплошная кривая) и $T_2 = 100^\circ\text{C}$ (пунктирная кривая). Отмечены наивероятнейшие скорости $v_{\text{нв}}$ молекул кислорода при этих температурах

Среднее значение энергии молекулы водорода.

Характерные температуры, при которых возбуждаются вращательная и колебательная степени свободы, находятся из условия $k_B T \approx E$, где E - энергия, приходящаяся на данную степень свободы. Для водорода $T_{\text{вр}} = 85,5$, $T_{\text{кол}} = 6410$ К. При комнатной температуре возбуждаются степени свободы, соответствующие поступательному и вращательному движению молекул водорода. При этом колебательная степень свободы еще «заморожена», не воз-

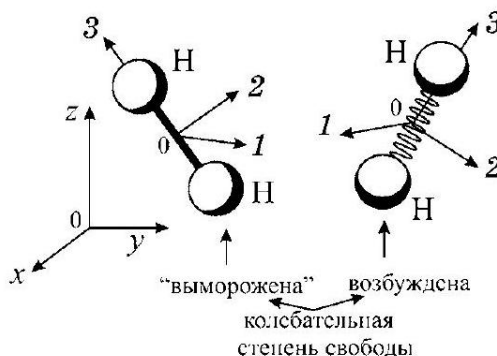


Рис. 3.4

Модели двухатомной молекулы H_2 с «вымороженной» и возбужденной колебательной степенью свободы (рис. 3.4).

С учетом этого энергия молекулы водорода может быть записана в виде суммы кинетических энергий поступательного движения центра масс и вращательного движения относительно центра масс, причем момент инерции молекулы относительно оси 3, соединяющей атомы водорода, можно считать пренебрежимо малым ($J_3 \approx 0$):

$$\varepsilon = \frac{mv_x^2}{2} + \frac{mv_y^2}{2} + \frac{mv_z^2}{2} + \frac{J_1 \omega_1^2}{2} + \frac{J_2 \omega_2^2}{2},$$

где m - масса молекулы водорода; v_x, v_y, v_z - компоненты скорости центра масс; $J_1, J_2, \omega_1, \omega_2$ - моменты инерции и угловые скорости вращения молекулы водорода относительно ее главных центральных осей 1 и 2, перпендикулярных оси 3 (рис. 3.4).

Применяя теорему о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы, имеем:

$$\langle \varepsilon_{H_2} \rangle = i \frac{k_B T}{2} = \frac{5}{2} k_B T \approx 1,04 \cdot 10^{-20} \text{ Дж.}$$

Температуры возбуждения вращательных и колебательных степеней свободы для молекул азота и кислорода:

$N_2 : T_{\text{вр}} = 2,86 \text{ K}, T_{\text{кол}} = 3340 \text{ K};$

$O_2 : T_{\text{вр}} = 2,09 \text{ K}, T_{\text{кол}} = 2290 \text{ K}.$

Следовательно, при комнатной температуре у молекул кислорода и азота, так же как и у молекул водорода, возбуждены только поступательные и вращательные степени свободы, поэтому

$$\langle \varepsilon \rangle_{H_2} = \langle \varepsilon \rangle_{N_2} = \langle \varepsilon \rangle_{O_2}. \quad (3.43)$$

Ответ: $v_{\text{нв}} = \sqrt{2k_B T/m} = 1570 \text{ м/с}, \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = 1780 \text{ м/с},$

$$\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3k_B T/m} = 1930 \text{ м/с}, \sigma_v = \sqrt{\frac{(3\pi - 8)k_B T}{\pi m}} = 0,42 \langle v \rangle,$$

$$\langle \varepsilon_{H_2} \rangle = i k_B T/2 = (5/2) k_B T \approx 1,04 \cdot 10^{-20} \text{ Дж.}$$

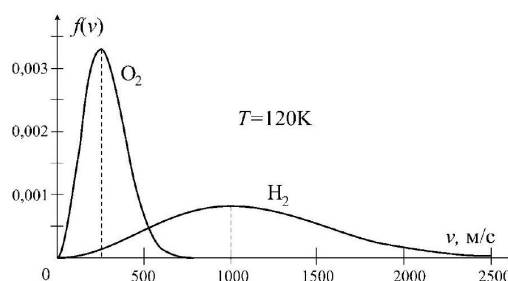


Рис. 3.5 Плотность вероятности распределения молекул кислорода и водорода по скоростям при температуре 120 К

Вопросы для самопроверки.

1. Какой порядок величин имеют скорости молекул в воздухе?
2. Одинаковы ли скорости молекул разных газов в воздухе?
3. Отличаются ли средние и наиболее вероятные скорости одной молекулы?
4. Постройте на одном рисунке графики функции плотности вероятности для скорости молекул с различными массами $f_1(v, m_1)$ и $f_2(v, m_2)$ при одной и той же температуре.
5. Означает ли равенство (3.43), что среднеквадратичные скорости молекул водорода, азота и кислорода также равны?

Ответь: 1-4. см. рис. 3.5.

5. Так как $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3RT/M}$, где M - молярная масса, получаем

$$\text{для } H_2 : \sqrt{\langle v^2 \rangle} = 1930 \text{ м/с};$$

$$\text{для } N_2 : \sqrt{\langle v^2 \rangle} = 515 \text{ м/с};$$

$$\text{для } O_2 : \sqrt{\langle v^2 \rangle} = 480 \text{ м/с}.$$

Задача 3.6.

Применение теоремы о равномерном распределении кинетической энергии и закона Дальтона. Два теплоизолированных баллона соединены короткой трубкой с краном (рис. 3.6). Вначале кран закрыт. В баллоне объемом V_1 при температуре T_1 находится v_1 молей идеального газа, обладающего числом степеней свободы i_1 , а в баллоне объемом V_2 при температуре T_2 — v_2 молей идеального газа с числом степеней свободы i_2 . Кран открывают, и газы перемешиваются. Найти значения температуры и давления для смеси газов после установления равновесия.

Решение. В основу решения задачи положим:

1. закон сохранения полной энергии газов до и после смешения: $E_H = E_K$;
2. теорему о равнораспределении энергии по степеням свободы.

До перемешивания энергия газов

$$E_H = N_1 \left(\frac{1}{2} i_1 k_B T_1 \right) + N_2 \left(\frac{1}{2} i_2 k_B T_2 \right),$$

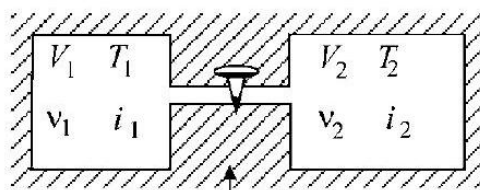
а после перемешивания

$$E_K = N_1 \left(\frac{1}{2} i_1 k_B T \right) + N_2 \left(\frac{1}{2} i_2 k_B T \right)$$

Из закона сохранения энергии, с учетом $N_j = v_j N_A$, получаем

$$T = \frac{(i_1 v_1 T_1 + i_2 v_2 T_2)}{(i_1 v_1 + i_2 v_2)}$$

После смешения и установления равновесия давление смеси газов равно сумме парциальных давлений смешанных идеальных газов (по закону Дальтона):



Адиабатическая оболочка ($\Delta Q = 0$)

Рис. 3.6

Два сосуда, соединенные трубкой с краном, находятся в адиабатической оболочке. Сосуды заполнены идеальными газами

$$p = \frac{N_1}{V_1 + V_2} k_B T + \frac{N_2}{V_1 + V_2} k_B T = \frac{v_1 + v_2}{V_1 + V_2} R T = R \frac{(v_1 + v_2)(i_1 v_1 T_1 + i_2 v_2 T_2)}{(V_1 + V_2)(i_1 v_1 + i_2 v_2)}.$$

Ответ: $T = \frac{(i_1 v_1 T_1 + i_2 v_2 T_2)}{(i_1 v_1 + i_2 v_2)}, p = R \frac{(v_1 + v_2)(i_1 v_1 T_1 + i_2 v_2 T_2)}{(V_1 + V_2)(i_1 v_1 + i_2 v_2)}.$

Задача 3.

7. Применение распределения Максвелла. Определить частоту ударов w молекул азота о стенку сосуда при температуре T и концентрации молекул n_0 . Азот считать идеальным газом.

Решение. Распределение Максвелла определяет отношение среднего числа молекул, обладающих определенными значениями скоростей, к полному числу молекул. Поэтому при заданной концентрации n_0 молекул идеального газа, используя различные записи распределения Максвелла, можно определить концентрацию молекул, скорости которых лежат в определенном интервале значений (табл. 3.3).

Таблица 3.3

Определение концентрации молекул со скоростями, лежащими в определенном интервале значений

(тут кривая таблица, см. латех файл, как-то нужно его менять, потом займусь этим, пока не нужно это)

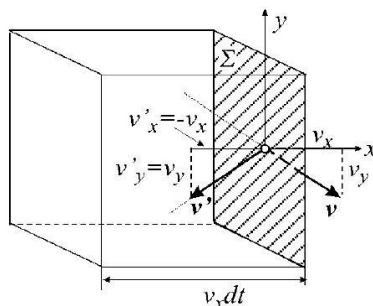


Рис. 3.7

Молекула, ударяющаяся о площадку, летит слева направо. Ее скорость до соударения $\mathbf{v}$ и после соударения $\mathbf{v}'$ лежит в плоскости xy

Пусть ось OX декартовой системы координат перпендикулярна одной из стенок сосуда (рис. 3.7). Выделим на ней площадку площадью Σ . Рассмотрим молекулы, обладающие определенной компонентой скорости $(v_x, v_x + dv_x)$ при $v_x > 0$, которые испытывают соударение с этой площадкой. За время dt площадки Σ достигнут все молекулы, находящиеся в объеме $dV = v_x dt \cdot \Sigma$.

Заметим, что часть молекул из объема dV покидает его, не испытав соударения за время dt с площадкой, из-за наличия компонент скорости v_y и v_z . Однако на основании принципа детального равновесия (согласно которому для изолированных систем вероятность прямого перехода между состояниями, возникающего при соударениях частиц, равна вероятности обратного перехода) из других частей сосуда в объем dV переходят и сталкиваются с площадкой Σ в среднем столько же молекул, сколько покинуло этот объем. Поэтому можно считать, что все молекулы из объема $dV = v_x \Sigma dt$ ударятся о площадку Σ .

Концентрация молекул, имеющих скорость v_x в интервале $(v_x, v_x + dv_x)$, определяется распределением Максвелла по компоненте скорости v_x и равна (3.45) $dn(v_x) = n_0 f(v_x) dv_x$. Таким образом, о площадку Σ за время dt ударяется $dN(v_x) = dn(v_x) \cdot (v_x dt \Sigma) = (n_0 f(v_x) dv_x) \cdot (v_x dt \Sigma)$ молекул, имеющих скорости в интервале $(v_x, v_x + dv_x)$.

Частота ударов (число ударов о единичную площадку за единицу времени) молекул, скорости которых лежат в интервале $(v_x, v_x + dv_x)$:

$$dw(v_x) = \frac{dN(v_x)}{dt \cdot \Sigma} = v_x \cdot dn(v_x) = v_x n_0 f(v_x) dv_x \quad (3.49)$$

Частота ударов о единичную площадку всех молекул с x -компонентами скорости в интервале $0 \leq v_x \leq +\infty$:

$$w = \int_0^{\infty} dw(v_x) = n_0 \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \int_0^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2k_B T}\right) dv_x = n_0 \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}}$$

Полученный результат можно записать, используя значение средней скорости:

$$w = n_0 \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}} = \frac{n_0 \langle v \rangle}{4} \quad (3.50)$$

Выражение (3.50) можно интерпретировать иначе:

$$w = \frac{n_0}{4} \langle v \rangle = \frac{n_0}{4} \int_0^{\infty} v f(v) dv = \int_0^{\infty} \frac{n_0}{4} v \cdot dP(v) = \int_0^{\infty} dw$$

где

$$dw = \left(\frac{n_0}{4} v\right) dP(v) = \left(\frac{n_0}{4} v\right) f(v) dv = \frac{1}{4} v n(v) \quad (3.51)$$

- частота ударов молекул, имеющих скорость в интервале $(v, v + dv)$.

Интересно отметить, что если бы все молекулы имели одну и ту же скорость v , т. е. $dP(v) = 1$, то частота ударов была бы $w = n_0 v/4$, а не $w = n_0 v/6$, как можно было бы предположить, основываясь на равноправности шести взаимно перпендикулярных направлений движения молекул.

Количественная оценка. Оценим среднее число молекул азота (как основного компонента воздуха), ударяющихся о площадку $\Sigma = 1 \text{ см}^2$ при нормальных условиях. Средняя скорость молекул азота:

$$\langle v_{N_2} \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} = \sqrt{\frac{8 \cdot 8,31 \cdot 273}{3,14 \cdot 28 \cdot 10^{-3}}} \approx 450 \text{ м/с}$$

Число ударов молекул азота о площадку $\Sigma = 1 \text{ см}^2$ за одну секунду:

$$w \cdot \Sigma = \frac{1}{4} n_L \langle v \rangle \Sigma = \frac{1}{4} 2,68 \cdot 10^{25} \cdot 450 \cdot 10^{-4} \approx 3,0 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}.$$

Ответ: $w = \frac{n_0 \langle v \rangle}{4} = n_0 \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}}$.

3.4. ОСНОВНОЕ УРАВНЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

Задача 3.

8. Определить давление идеального газа при температуре T и концентрации молекул n_0 .

Решение. Давление - это отношение нормальной составляющей силы F_n , действующей на площадку, к величине ее площади Σ . Импульс силы возникает из-за передачи молекулами газа импульса площадке при упругих ударах молекул о площадку (рис. 3.7).

Направим ось OX перпендикулярно площадке с площадью Σ и рассмотрим только те молекулы, которые имеют x -компоненту скорости в интервале $(v_x, v_x + dv_x)$. Одна молекула, имеющая x -компоненту скорости $(v_x, v_x + dv_x)$, при абсолютно упругом ударе о площадку изменяет свой импульс на величину

$2mv_x$. Поскольку частота таких ударов $dw(v_x) = v_x n_0 f(v_x) dv_x$ (3.49), давление, оказываемое на стенку молекулами со скоростями $(v_x, v_x + dv_x)$ и равное передаваемому импульсу площадке $\Sigma = 1 \text{ м}^2$ за время $dt = 1 \text{ с}$, записывается в виде

$$dp(v_x) = 2mv_x \cdot dw(v_x) = 2mv_x \cdot n_0 v_x f(v_x) dv_x = 2mv_x^2 n_0 f(v_x) dv_x$$

Учитывая весь спектр x -компоненты скоростей ($v_x > 0$), имеем

$$p = \int_0^{\infty} 2mv_x^2 \{n_0 dP(v_x)\} = 2n_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{mv_x^2}{2} dP(v_x) = 2n_0 \left\langle \frac{mv_x^2}{2} \right\rangle \quad (3.52)$$

Поскольку

$$\left\langle \frac{mv_x^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_y^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{mv_z^2}{2} \right\rangle$$

а следовательно,

$$\left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = 3 \left\langle \frac{mv_x^2}{2} \right\rangle$$

(3.52) принимает вид

$$p = \frac{2}{3} n_0 \left\langle \frac{mv^2}{2} \right\rangle = \frac{2}{3} n_0 \langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle.$$

Полученное уравнение связывает макроскопический параметр - давление - со средней кинетической энергией поступательного движения молекул и называется основным уравнением молекулярно-кинетической теории.

Используя связь кинетической энергии поступательного движения молекул идеального газа с температурой $\langle mv^2/2 \rangle = 3k_B T/2$, получаем уравнение состояния идеального газа - уравнение Клапейрона - Менделеева (в дальнейшем индекс 0 при концентрации не ставится):

$$p = nk_B T. \quad (3.53)$$

Уравнение состояния (3.53) может быть записано также в одном из следующих видов:

$$pV = Nk_B \text{ или } pV = \nu RT \quad (3.54)$$

где $N = nV$ - число всех молекул газа; $\nu = N/N_A$ - число молей газа в объеме V ; $R = N_A k_B$ - универсальная газовая постоянная; N_A - число Авогадро.

Ответ: $p = nk_B T$.

Выводы.

1. При заданных p и T в равных объемах любого газа содержится одинаковое число молекул $N = p/(k_B T) V$, т. е. концентрация молекул любого газа $n = p/(k_B T)$ одинаковая - закон Авогадро.
2. При нормальных условиях ($p = 1 \text{ атм} = 101,325 \text{ кПа}$, $T = 273,15 \text{ К}$) значение концентрации молекул называется постоянной Лoshмидта:

$$n_L = 2,6867 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3} \quad (3.55)$$

3. При заданных p и T моль любого газа занимает один и тот же объем. При нормальных условиях $V_m = \frac{RT}{p} = 22,41 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{моль}$.

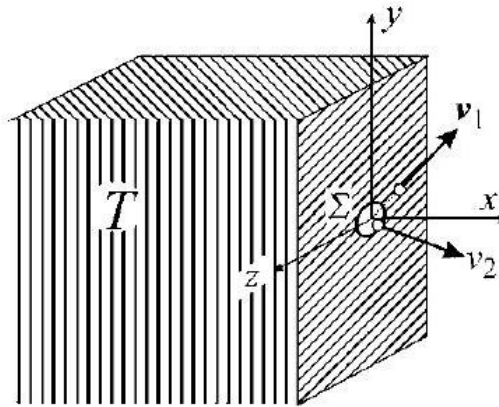


Рис. 3.8

В правой стенке сосуда, содержащего идеальный газ при температуре T , имеется небольшое отверстие площадью Σ

Задача 3.

9. Применение распределения Максвелла. В сосуде, содержащем одноатомный идеальный газ при температуре T , имеется небольшое отверстие (рис. 3.8), площадь которого Σ такова, что $\sqrt{\Sigma}$ значительно меньше длины свободного пробега молекул. Поэтому можно считать, что при вылете молекул из сосуда не возникает гидродинамических газовых потоков и распределение оставшихся в сосуде молекул остается изотропным и максвелловским. Как меняется температура газа в сосуде по мере вылета молекул? Снаружи сосуда поддерживается вакуум.

Решение. По мере вылета молекул энергия газа в сосуде уменьшается на величину, равную энергии вылетевших молекул. А температура газа изменяется так, как изменяется средняя энергия $\langle \varepsilon \rangle_{\text{in}}$, приходящаяся на одну частицу в сосуде. Для одноатомного газа, находящегося в равновесии, $\langle \varepsilon \rangle_{\text{in}} = \frac{3}{2} k_B T$. Поэтому следует вычислить среднюю энергию $\langle \varepsilon \rangle_{\text{ex}}$, приходящуюся на одну вылетающую частицу, и сравнить ее с $\langle \varepsilon \rangle_{\text{in}}$. Если $\langle \varepsilon \rangle_{\text{ex}} = \langle \varepsilon \rangle_{\text{in}}$, то температура в сосуде не меняется, если $\langle \varepsilon \rangle_{\text{ex}} > \langle \varepsilon \rangle_{\text{in}}$ - температура понижается, а если $\langle \varepsilon \rangle_{\text{ex}} < \langle \varepsilon \rangle_{\text{in}}$ - температура возрастает.

За единицу времени вылетает (3.51)

$$dN_{\text{ex}} = d\omega \Sigma = \left(\frac{n}{4} v \right) dP(v) \Sigma = \left(\frac{n}{4} v \right) f(v) dv \Sigma \quad (3.56)$$

молекул (поток молекул со скоростями $(v, v + dv)$), каждая из которых имеет скорость $(v, v + dv)$ и энергию $mv^2/2$ (в соответствующем интервале значений). Поэтому уносимая этими молекулами за единицу времени энергия равна

$$dE_{\text{ex}} = \left(\frac{mv^2}{2} \right) \cdot \Sigma \left(\frac{n}{4} v \right) f(v) dv \quad (3.57)$$

В формулах (3.56) и (3.57) n - средняя концентрация молекул в сосуде в момент времени, когда рассматривается вылет dN_{ex} молекул.

Учитывая всевозможный спектр скоростей у вылетающих молекул, получаем полное число молекул, вылетающих за одну секунду (полный поток молекул):

$$N_{\text{ex}} = \int dN_{\text{ex}} = \int_0^\infty \Sigma \left(\frac{n}{4} v \right) f(v) dv = \Sigma \frac{n}{4} \int_0^\infty v f(v) dv = \frac{1}{4} n \langle v \rangle \Sigma \quad (3.58)$$

уносимую ими энергию (полный поток энергии):

$$E_{\text{ex}} = \int dE_{\text{ex}} = \int_0^\infty \left(\frac{mv^2}{2} \right) \cdot \Sigma \cdot \left(\frac{n}{4} v \right) f(v) dv = \Sigma \frac{mn}{8} \cdot \int_0^\infty v^3 f(v) dv \quad (3.59)$$

и среднюю энергию, приходящуюся на одну вылетающую молекулу (см. таблицу интегралов):

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{ex}} = \frac{E_{\text{ex}}}{N_{\text{ex}}} = \frac{m \int_0^\infty v^3 f(v) dv}{2 \int_0^\infty v f(v) dv} = \frac{m \langle v^3 \rangle}{2 \langle v \rangle} = \frac{m}{2} \frac{\left(\frac{2k_B T}{m} \right)^3}{\left(\frac{2k_B T}{m} \right)^2} = 2k_B T. \quad (3.60)$$

Таким образом, по мере вылета молекул температура газа в сосуде понижается.

Уравнение энергетического баланса имеет вид:

$$\frac{3}{2} k_B T N = \frac{3}{2} k_B (T - dT)(N - dN) + 2k_B T dN, \quad (3.61)$$

где N - число молекул в сосуде в момент времени t .

Используя уравнение энергетического баланса (3.61), получим зависимость температуры от числа молекул в сосуде. Разделяя переменные

$$3 \frac{dT}{T} = \frac{dN}{N} a \quad (3.62)$$

и интегрируя, получаем

$$T = T_0 (N/N_0)^{1/3}$$

где T_0, N_0 - температура и число молекул в сосуде в момент времени $t = 0$.

Из соотношения (3.62) можно получить зависимость температуры от времени. Учитывая, что число молекул, покидающих сосуд за время dt :

$$dN = -N_{\text{ex}} dt, \text{ а } N_{\text{ex}} = \Sigma \frac{n}{4} \langle v \rangle (3.47), \text{ где } n = N/V \text{ и } \langle v \rangle = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}},$$

получаем

$$\frac{dN}{N} = -6\alpha\sqrt{T}dt \quad (3.63)$$

где $6\alpha = \frac{\Sigma}{V} \sqrt{\frac{k_B}{2\pi m}} = \frac{S}{V} \sqrt{\frac{R}{2\pi M}}$ - не изменяющаяся со временем величина.

Подставляя (3.63) в (3.62), получаем уравнение:

$$\frac{3dT}{T} = -6\alpha\sqrt{T}dt$$

решение которого имеет вид:

$$T(t) = \frac{T_0}{(1 + \alpha\sqrt{T_0} \cdot t)^2} \quad (3.64)$$

Количественную оценку проведем для азота, находящегося в сосуде объемом один литр при $T_0 = 300$. Пусть $\Sigma = 0,01$ мкм². Тогда $T(t) = 300/(1 + 5,25 \cdot 10^{-10}t)^2$, то есть приблизительно через 25 лет температура уменьшится в два раза.

Ответ: температура газа в сосуде по мере вылета молекул понижается.

3.5. БРОУНОВСКОЕ ДВИЖЕНИЕ

Броуновское движение - это хаотическое (беспорядочное) тепловое движение взвешенной в жидкости или газе броуновской частицы под действием ударов молекул окружающей среды. Броуновская частица имеет размеры, значительно превосходящие размеры частиц среды (жидкости или газа), в которой она находится.

Причина броуновского движения - флуктуации силы, действующей на броуновскую частицу со стороны молекул среды, которые возникают в результате флуктуаций суммарного импульса, передаваемого молекулами среды, ударяющимися о броуновскую частицу. Вместе с молекулами среды броуновская частица образует единую термодинамическую систему.

Броуновская частица совершает как поступательное, так и вращательное движение. Рассмотрим только поступательное движение, фиксируя по-

ложение центра масс частицы через равные промежутки времени Δt . Интервал Δt выберем малым, но в то же время достаточно большим, чтобы движение частицы в каждом интервале Δt_i не зависело бы от ее движения в предыдущем интервале Δt_{i-1} .

Смещение частицы за i -й отрезок времени Δt характеризуется вектором $\Delta \mathbf{r}_i$ (рис. 3.9). Через N измерений, т. е. через время $t = N \cdot \Delta t$, броуновская частица удалится от своего первоначального положения на расстояние, равное длине вектора

$$\mathbf{r}_N = \sum_{i=1}^N \Delta \mathbf{r}_i$$

Векторы $\Delta \mathbf{r}_i$ образуют ломаную ли-

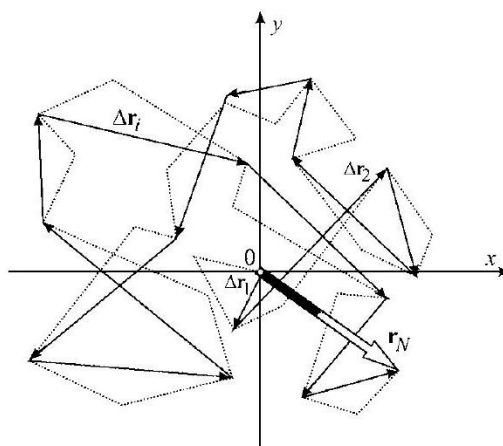


Рис. 3.9

«Траектория» броуновской частицы изображена в виде ломаной линии, образованной векторами смещений $\Delta \mathbf{r}_i$ частицы за равные промежутки времени Δt (сплошная линия) и $\Delta t/2$ (пунктирная линия), но эта линия не является траекторией броуновской частицы. Если бы фиксация центра масс частицы проводилась через интервалы времени $\Delta t/2$, то «траектория» получилась бы иной (пунктирная линия на рис. 3.9).

Вопрос для самопроверки. Является ли движение какой-либо выделенной молекулы газа броуновским?

Ответ: хотя движение молекулы газа, как и движение броуновской частицы, описывается ломаной линией, форма ломаной линии молекулы не зависит от длины интервалов наблюдения, в отличие от

линии движения броуновской частицы. Ломаная линия является траекторией движения молекулы газа, на каждом прямолинейном отрезке линии молекула движется равномерно и прямолинейно. Узлы ломаной - это точки, в которых выделенная молекула испытывает соударения с другими молекулами газа. Излом линии у молекулы не связан с флуктуациями, а описывается законами соударений (в частности, упругих соударений). Кроме того, и по своим размерам молекула газа не является броуновской частицей. Поэтому движение молекулы газа является хаотическим, но не броуновским.

Задача 3.

10. Покажите, что средний квадрат расстояния $\langle \Delta r_t^2 \rangle$, пройденного броуновской частицей за время t , пропорционален t . Используйте метод разбиения времени наблюдения t на независимые интервалы движения Δt .

Решение. Так как движение частицы вдоль оси OX одинаково вероятно в обоих направлениях, то $\langle \Delta x_i \rangle = 0$, и среднее смещение частицы вдоль оси OX в течение N интервалов Δt также равно нулю:

$$\langle \Delta x_N \rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N \Delta x_i \right\rangle = \sum_{i=1}^N \langle \Delta x_i \rangle = 0$$

Средний квадрат смещения частицы вдоль оси OX :

$$\langle \Delta x_N^2 \rangle = \left\langle \left[\sum_{i=1}^N \Delta x_i \right]^2 \right\rangle = \left\langle \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \Delta x_i \Delta x_j \right\rangle = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \langle \Delta x_i \Delta x_j \rangle$$

Поскольку движения в разные интервалы времени независимые, при $i \neq j$

$$\langle \Delta x_i \Delta x_j \rangle = \langle \Delta x_i \rangle \langle \Delta x_j \rangle = 0$$

Поэтому

$$\langle \Delta x_N^2 \rangle = \sum_{i=1}^N \langle \Delta x_i^2 \rangle = N \cdot \delta^2$$

где учтено, что на всех интервалах времени $\langle \Delta x_i^2 \rangle = \delta^2$.

Учитывая, что $N = t/\Delta t$, получаем:

$$\langle \Delta x_N^2 \rangle = \langle \Delta x_t^2 \rangle = \frac{\delta^2}{\Delta t} \cdot t \quad (3.65)$$

Формула (3.65) аналогична формуле, полученной Эйнштейном:

$$\langle \Delta x_t^2 \rangle = 2Dt, \quad (3.66)$$

где D - коэффициент диффузии. В данном случае

$$D = \frac{\delta^2}{2\Delta t}$$

Поскольку $\langle \Delta r_N^2 \rangle = \langle \Delta x_N^2 + \Delta y_N^2 + \Delta z_N^2 \rangle = 3 \langle \Delta x_N^2 \rangle$,

$$\langle \Delta r_N^2 \rangle = 3 \sum_{i=1}^N \langle \Delta x_i^2 \rangle = 3N\delta^2 = 3 \frac{\delta^2}{\Delta t} \cdot t = 6Dt \quad (3.67)$$

Заметим, что формулы (3.65) и (3.67) справедливы для описания хаотического (случайного) движения любой частицы при условии независимости ее движения на каком-либо интервале Δt_i от движения на предыдущем интервале Δt_{i-1} . Например, она применима для описания движения одной из молекул жидкости.

Задача 3.

11. Броуновская частица находится в среде с коэффициентом сил вязкого трения b . Температура системы T . Определите коэффициент диффузии D , входящий в формулу (3.66). Хаотические силы, действующие на броуновскую частицу со стороны молекул среды, можно представить как сумму сил: сил вязкого трения и случайной силы f .

Решение. Запишем уравнение движения броуновской частицы вдоль оси OX :

$$mx'' = -bx' + f_x \quad (3.68)$$

где m - масса броуновской частицы; bx' - сила вязкого трения; f_x — компонента случайной силы вдоль оси OX .

Для нахождения $\langle x^2 \rangle = \langle \Delta x_t^2 \rangle$ умножим уравнение (3.68) на x и усредним по ансамблю броуновских частиц. При этом учтем, что

$$xx'' = (x^2/2)'' - (x')^2 \quad \text{и} \quad xx' = (x^2/2)'$$

Получаем уравнение (3.68) в виде

$$m \langle (x^2/2)'' \rangle - m \langle (x')^2 \rangle = -b \langle (x^2/2)' \rangle + \langle f_x x \rangle. \quad (3.69)$$

Для $\langle x^2 \rangle$ используем формулу (3.66), а для среднего квадрата X -компоненты скорости $\langle (x')^2 \rangle$ - теорему о равномерном распределении энергии: $\langle mv_x^2/2 \rangle = k_B T/2$. Поскольку координата x частицы и f_x являются независимыми случайными величинами, $\langle f_x x \rangle = 0$. В результате уравнение (3.69) принимает вид: $0 - k_B T = -bD + 0$. Таким образом,

$$D = \frac{k_B T}{b}. \quad (3.70)$$

Для среднего квадрата смещения (3.67) броуновской частицы получаем

$$\langle r_t^2 \rangle = \frac{6k_B T}{b} t \quad (3.71)$$

Замечания. 1. Если моделировать броуновскую частицу шариком с радиусом R , то коэффициент силы вязкого трения в жидкости может быть выражен из формулы Стокса $f = 6\pi\eta Rv$, где η - коэффициент вязкости жидкости: $b = 6\pi\eta R$. В этом случае имеем

$$\langle r_t^2 \rangle = \frac{k_B T}{\pi\eta R} t. \quad (3.72)$$

Из (3.72) следует, что перемещение шарообразной броуновской частицы в жидкости за время t зависит от вязких свойств и температуры жидкости, а также от радиуса частицы и не зависит от ее массы.

2. Формулы (3.71) и (3.72) соответствуют наиболее вероятному смещению для ансамбля частиц. Число частиц в ансамбле, имеющих заданное среднеквадратичное смещение, описывается распределением Гаусса с максимумом, задаваемым формулами (3.71) и (3.72).

Задача 3.

12. Закон равномерного распределения кинетической энергии по степеням свободы. На невесомой нерастяжимой нити подвешен маленький шарик (рис. 3.10). Длина нити 3 см, масса шарика 30 мг. Маятник может совершать колебания в одной плоскости. Найти среднее флуктуационное отклонение маятника при температуре 27°C.

Решение. Маятник можно рассматривать как статистическую систему (броуновскую частицу), находящуюся в тепловом равновесии с окружающей средой при температуре T . Система (броуновская частица) имеет одну степень свободы φ - отклонение маятника от положения равновесия. Смещение из положения равновесия φ - величина случайная, так как является результатом действия случайной силы, возникающей за счет беспорядочных случайных ударов молекул окружающей среды о маятник. В результате флуктуации этой силы

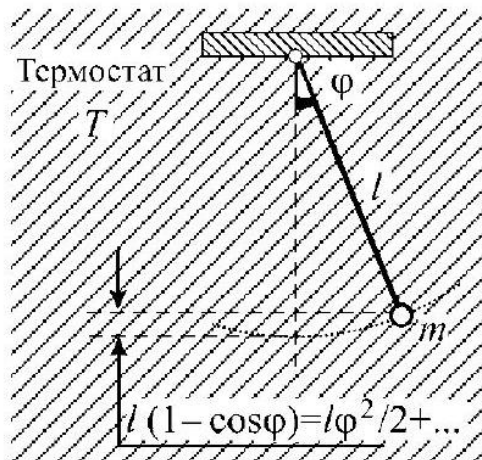


Рис. 3.10

В термостате при температуре T на невесомой нерастяжимой нити подвешен шарик. Масса шарика m , длина нити ℓ

возникает дрожание маятника - колебательные движения. В среднем $\langle \varphi \rangle = 0$, а в каждый фиксированный момент времени φ может отличаться от среднего значения из-за флуктуации:

$$\sigma_\varphi^2 = \langle (\varphi - \langle \varphi \rangle)^2 \rangle = \langle \varphi^2 \rangle \neq 0.$$

Для определения флуктуационного отклонения маятника $\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle}$ используем теорему о равномерном распределении энергии в статистической системе. Энергия статистической системы (броуновской частицы массы m) есть энергия математического маятника:

$$\varepsilon = \frac{J\dot{\varphi}^2}{2} + U_{\text{pot}} = \frac{ml^2\dot{\varphi}^2}{2} + mgl(1 - \cos \varphi)$$

При малых отклонениях ($\cos \varphi \sim 1 - \varphi^2/2$) колебания гармонические. Учитывая, что средние значения кинетической и потенциальной энергии гармонических колебаний равны, и применяя теорему о равномерном распределении энергии по кинетическим степеням свободы, имеем

$$\left\langle \frac{mgl\varphi^2}{2} \right\rangle = \left\langle \frac{ml^2\dot{\varphi}^2}{2} \right\rangle = \frac{k_B T}{2}$$

и окончательно получаем

$$\langle \varphi^2 \rangle = \frac{k_B T}{mgl},$$

$$\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} = \sqrt{\frac{k_B T}{mgl}} \approx 2,2 \cdot 10^{-8} \text{ рад} \approx 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ град.}$$

Ответ: $\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} = \sqrt{k_B T / (mgl)} \approx 1,3 \cdot 10^{-5}$ град.

ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

Задача D3.

1. Определите, с какой вероятностью скорость молекулы идеального газа

- имеет величину в интервале $(v, v + dv)$ и направлена под углом $(\theta, \theta + d\theta)$ к оси OZ , а ее проекция на плоскость XY составляет угол $(\varphi, \varphi + d\varphi)$ с осью OX ;
- имеет величину в интервале $(v, v + dv)$ и направлена под углом $(\theta, \theta + d\theta)$ к оси OZ .

Ответ:

$$\begin{aligned} dP(v, \theta, \varphi) &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \cdot \sin \theta d\theta d\varphi v^2 dv, f(v, \theta, \varphi) = \\ &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) \cdot \sin \theta v^2; \\ dP(v, \theta) &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) 2\pi \sin \theta dv, f(v, \theta) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{mv^2}{2k_B T} \right) 2\pi \sin \theta v^2. \end{aligned}$$

Задача D3.

2. Идеальный газ имеет молярную массу M и находится при температуре T . Найти среднее значение: 1) x -компоненты скорости $\langle v_x \rangle$, 2) модуля x -компоненты скорости $\langle |v_x| \rangle$ и 3) обратной скорости молекул $\langle 1/v \rangle$.

Ответ: $\langle v_x \rangle = 0$,

$$\langle |v_x| \rangle = \int_{-\infty}^0 (-v_x) f(v_x) dv_x + \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = 2 \int_0^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = \sqrt{\frac{2RT}{\pi M}}, \left\langle \frac{1}{v} \right\rangle = \sqrt{\frac{2M}{\pi RT}}.$$

Задача D3.

3. Запишите функцию плотности вероятности, с которой скорость молекулы идеального газа вдоль выделенного направления (например, OX) имеет значение v_x , а модуль скорости в перпендикулярном направлении - $v_\perp$. Температура газа T , масса молекул m . Чему равно относительное число молекул газа,

у которых скорости в перпендикулярном направлении лежат

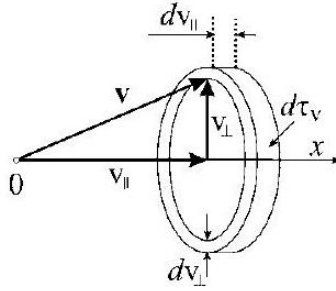


Рис. D3.1
в интервале $(v_{\perp}, v_{\perp} \pm \delta v_{\perp})$?
Ответ: (рис. D3.1)

$$f(v_x, v_{\perp}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{mv_x^2 + mv_{\perp}^2}{2k_B T} \right] 2\pi v_{\perp}$$

$$\frac{\delta N(v_{\perp}, v_{\perp} \pm \delta v_{\perp})}{N_0} = \int_{-\infty}^{\infty} (f(v_x, v_{\perp}) \delta v_{\perp}) dv_x = \frac{m}{k_B T} \exp \left[-\frac{mv_{\perp}^2}{2k_B T} \right] v_{\perp} \delta v_{\perp}.$$

Задача D3.

4. Найти относительное число молекул идеального газа, скорости которых отличаются от наиболее вероятной скорости не более чем на $\alpha = 1\%$.

Ответ: $\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{0,08\alpha}{e\sqrt{\pi}} \approx 0,017$.

Задача D3.

5. При какой температуре плотности вероятности, с которыми молекулы кислорода имеют скорости $v_1 = 300$ м/с и $v_2 = 600$ м/с, одинаковы?

Ответ: $T = \frac{M(v_2^2 - v_1^2)}{4R \ln(v_2/v_1)} \approx 380$ К.

Задача D3.

6. Во сколько раз изменилась температура, если максимум функции плотности распределения молекул идеального газа по скоростям уменьшился в α раз?

Ответ: $T_2/T_1 = \alpha^2$.

Задача D3.

7. Чему равно отношение числа молекул азота, x -компонента скорости которых лежит в интервале $(315 \pm 0,3)$ м/с, к числу молекул с x -компонентой скорости в интервале $(515 \pm 0,5)$ м/с при температуре $T = 280$ К?

Ответ: $\frac{\Delta N_1}{\Delta N_2} = \exp \left[-\frac{M(v_{x1}^2 - v_{x2}^2)}{2RT} \right] \frac{\Delta v_{x1}}{\Delta v_{x2}} \approx 0,22$.

1.18 Problems about Maxwell distribution 2

ЧАСТОТА УДАРОВ О ПЛОЩАДКУ

Задача D3.

8. В закрытом сосуде находится азот при температуре $T = 27^\circ\text{C}$ и давлении $p = 1$ атм. Какое число ΔN молекул азота, имеющих компоненту скорости, перпендикулярную стенке, $v_{\perp} \geq v_0 = 1000$ м/с, ударяется ежесекундно о выделенную площадку на этой стенке? Площадь выделенной площадки $\Sigma = 1$ см².

Ответ: $\Delta N = \Sigma \frac{p}{k_B T} \int_{v_0}^{\infty} v_x f(v_x) dv_x = \frac{p \Sigma}{\sqrt{2\pi m k_B T}} \exp \left[-\frac{Mv_0^2}{2RT} \right] =$

$$= \frac{10^5 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{2\pi \cdot 28 \cdot 10^{-3} \cdot 300 / (6 \cdot 10^{23})}} \exp \left[-\frac{28 \cdot 10^{-3} \cdot 10^6}{2 \cdot 8,31 \cdot 300} \right] \approx 4 \cdot 10^7$$

Задача D3.

9. Два сосуда имеют одну общую стенку. В обоих сосудах находится идеальный газ при температуре T . Давление в сосудах p_1 и $p_2 < p_1$ поддерживается постоянным. В стенке-перегородке имеется малое отверстие, площадь которого Σ . На какое число молекул ΔN за одну секунду возрастает количество газа в сосуде с меньшим давлением? Какая энергия ΔE переносится за секунду? Масса молекул m .

Ответ:

$$\frac{\Delta N_{12}}{\Sigma} = \frac{1}{4} n_1 \langle v_1 \rangle = p_1 (2\pi m k_B T)^{-1/2}, \Delta N = \Delta N_{12} - \Delta N_{21} = \Sigma \cdot (p_1 - p_2) (2\pi m k_B T)^{-1/2};$$

$$\frac{\Delta E_{12}}{\Sigma} = \int_0^\infty \left[\frac{1}{4} (n_1 f(v) dv) v \right] \cdot \frac{mv^2}{2} = p_1 \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m}};$$

$$\Delta E = \Delta E_{12} - \Delta E_{21} = \Sigma \cdot (p_1 - p_2) \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m}}, \frac{\Delta E}{\Delta N} = 2k_B T > \frac{3}{2} k_B T.$$

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ**Задача D3.**

10. Газообразное органическое вещество, имеющее формулу $C_n H_{2n+2}$, находится в объеме $V = 1$ л под давлением $p = 0,35$ МПа при температуре $T = 800$ К. Масса вещества $m = 0,842$ г. Определить химическую формулу газа.

Ответ: $n = \frac{1}{14} \left(\frac{mRT}{pV} - 2 \right) = 1, CH_4$.

Задача D3.

11. В вертикальном теплоизолированном цилиндрическом сосуде, имеющем высоту H и площадь торцевых поверхностей S , находится идеальный газ под давлением p . Молярная масса газа M . Температура газа

линейно возрастает от значения T_1 у нижнего торца цилиндра до значения T_2 у его верхнего торца. Определить изменение плотности газа с высотой и массу газа в сосуде.

Ответ: $\rho(z) = \frac{pMH}{R[T_1(H-z)+T_2z]}, m = \frac{pM(SH) \ln(T_2/T_1)}{R(T_2-T_1)}$.

Задача D3.

12. В сосуде объемом $V = 10$ л находится смесь азота и кислорода, причем по числу молекул азот составляет $\alpha = 0,7$ часть смеси. Температура смеси $T = 300$ К, давление $p = 1$ атм. Определить среднюю молярную массу и полную массу газа.

Ответ: $\langle M \rangle = \alpha M_{N_2} + (1 - \alpha) M_{O_2} = 29,2$ г/моль, $m = \frac{pV}{RT} \langle M \rangle \approx 12$ г.

Задача D3.

13. Два горизонтально расположенных цилиндрических сосуда соединены друг с другом так, как показано на рис. D3.2. В каждом из цилиндров под поршнем находится идеальный газ при температуре T_0 . Число молей в широком цилиндре v_1 , в узком — v_2 . Система находится в равновесии. Поршни обоих цилиндров жестко связаны друг с другом нетеплопроводящим стержнем и способны перемещаться без трения. Площади поршней S_1 и $S_2 < S_1$. Температура газа в широком цилиндре повышается до $T_1 = 2T_0$. Определите, во сколько раз увеличится давление в узком цилиндре, если

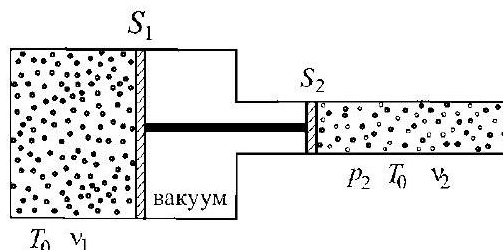


Рис. D3.2
его температура не изменяется.

Ответ: $\frac{p'_2}{p_2} = \frac{v_1 T_1 / T_0 + v_2}{v_1 + v_2} = 1 + \frac{v_1}{v_1 + v_2}$.

Задача D3.

14. В объеме $V = 10$ л при температуре $T = 1500$ К находится $m = 2,8$ г азота N_2 . Часть молекул $\alpha = 0,2$ диссоциировала на атомы. Определить, насколько изменилось давление газа в результате диссоциации.

Ответ: $\Delta p = \frac{m}{M} \cdot \frac{\alpha RT}{V} = \frac{2,8}{28} \cdot \frac{0,2 \cdot 8,31 \cdot 1500}{10 \cdot 10^{-3}} \approx 0,25$ атм.

Задача D3.

15. Компрессор всасывает за одну минуту $\chi = 3$ м³ воздуха при температуре $T_A = 27^\circ\text{C}$ и атмосферном давлении, нагнетая его в резервуар объемом $V = 10$ м³. За какое время компрессор наполнит резервуар до давления $p = 2$ М а, если температура воздуха в резервуаре $T = 47^\circ\text{C}$. Перед наполнением резервуар был соединен с атмосферой.

Ответ: до начала процесса в сосуде находилось $v_0 = \frac{p_A V}{RT_A}$ молей воздуха. После окончания процесса $v_\Sigma = \frac{pV}{RT}$. Число молей молекул $v_\chi = v_\Sigma - v_0$ занимают в атмосфере объем $V_\chi = v_\chi \frac{RT_A}{p_A}$ и нагнетаются компрессором за время $\Delta t = \frac{V_\chi}{\chi} = \frac{V}{\chi} \left(\frac{p \cdot T_A}{T \cdot p_A} - 1 \right) \approx 59$ мин.

Задача D3.

16. Сравните среднеквадратичные скорости движения капельки воды $\sqrt{\langle v_m^2 \rangle}$ и молекулы водяного пара $\sqrt{\langle v_d^2 \rangle}$, находящихся в воздухе при температуре $T = 17^\circ\text{C}$. Радиус капельки $r_0 = 0,05$ мкм, плотность $\rho = 1$ г/см³.

Ответ: $\sqrt{\langle v_m^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \approx 630$ м/с, $\sqrt{\langle v_d^2 \rangle} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{k_B T}{\pi \rho r_0^3}} \approx 0,15$ м/с.

Задача D3.

17. Коэффициенты диффузии молекул формамида (HCONH_2) при комнатной температуре в воде D_1 и в сахарозе D_2 равны соответственно $D_1 = 1,6 \cdot 10^{-9}$ м²/с и $D_2 = 0,3 \cdot 10^{-9}$ м²/с. Определите среднеквадратичное смещение $\langle r \rangle$ молекулы формамида за $\Delta t = 10$ мин. Полагая форму молекулы формамида шарообразной, оцените ее радиус R . Коэффициент вязкости воды $\eta_1 = 1,0$ мПа·с.

Ответ:

$$\langle r_1 \rangle = \sqrt{2D_1 \Delta t} = \sqrt{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-9} \cdot 10 \cdot 60} \approx 14 \cdot 10^{-4} \text{ м} \approx 1,4 \text{ мм}$$

$$\langle r_2 \rangle = \sqrt{2D_2 \Delta t} = \sqrt{2 \cdot 0,3 \cdot 10^{-9} \cdot 10 \cdot 60} = 6,0 \cdot 10^{-4} \text{ м} = 0,6 \text{ мм}$$

$$R \approx \frac{k_B T}{6\pi\eta_1 D_1} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{6 \cdot 3,14 \cdot 10^{-3} \cdot 1,6 \cdot 10^{-9}} \approx 0,14 \cdot 10^{-9} \text{ м} = 1,4 \text{ Å}$$

Задача D3.

18. На вертикально подвешенной кварцевой нити укреплено зеркальце, повороты которого (броуновское движение) регистрируются. Модуль кручения нити $D = 9,4 \cdot 10^{-16}$ Н·м. Температура окружающего воздуха 300 К. Найти плотность вероятности, с которой зеркальце имеет угол поворота φ и среднеквадратичное отклонение зеркальца $\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle}$.

Ответ:

$$f(\varphi) = \sqrt{\frac{D}{2\pi k_B T}} \exp \left[-\frac{D\varphi^2}{2k_B T} \right]; \langle \varphi^2 \rangle = \frac{k_B T}{D} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{9,4 \cdot 10^{-16}} \approx 4,4 \cdot 10^{-6} \text{ рад}^2;$$

$$\sqrt{\langle \varphi^2 \rangle} \approx 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ рад} \approx 0,12 \text{ град.}$$

4 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ БОЛЬЦМАНА

Распределение Больцмана (задача 3.3(3.20)) :

$$dP_B(x, y, z) = A \exp \left(-\frac{U(x, y, z)}{k_B T} \right) dx dy dz$$

для молекул идеального газа, находящихся при температуре T в потенциальном поле, определяет вероятность $dP_B(x, y, z)$, с которой молекула газа, обладающая потенциальной энергией $U(x, y, z)$, имеет координаты в интервале значений $(x, x + dx), (y, y + dy), (z, z + dz)$. Константа A находится из условия нормировки распределения.

(a)

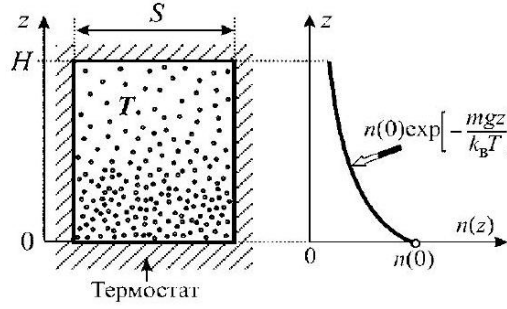


Рис. 4.1

(а) N_0 молекул идеального газа находятся в закрытом вертикальном цилиндрическом сосуде (термостате) при температуре T . Высота цилиндра H , площадь основания S . (б) Зависимость концентрации молекул $n(z)$ от высоты z

Задача 4.

1. N_0 молекул идеального газа находятся при температуре T в закрытом вертикально расположенном цилиндре в поле силы тяжести (рис. 4.1). Высота цилиндра H , площадь основания S , масса одной молекулы m . Определить:

1. зависимость концентрации молекул газа от высоты;
2. изменение этой зависимости с изменением температуры;
3. положение центра массы газа в зависимости от T ;
4. среднее значение потенциальной энергии в расчете на одну молекулу газа.

Решение. В декартовой системе координат, ось OZ которой направлена вертикально вверх вдоль оси цилиндра (рис. 4.1), потенциальная энергия зависит только от координаты z . В этом случае элемент объема, в котором молекулы газа обладают одинаковой потенциальной энергией, можно записать в виде

$$d\tau_r = Sdz$$

Пусть потенциальная энергия нормирована на нуль на дне цилиндра (в точке $z = 0$), тогда потенциальная энергия молекулы, имеющей координату z :

$$U(z) = mgz, \quad (4.1)$$

где m - масса молекулы. Распределение Больцмана (3.20) для молекул идеального газа, находящихся в поле силы тяжести, принимает вид:

$$dP_B(z) = A \exp\left(-\frac{mgz}{k_B T}\right) Sdz \quad (4.2)$$

плотность вероятности:

$$f_B(z) = AS \exp\left(-\frac{mgz}{k_B T}\right) \quad (4.3)$$

Константу A определяем из условия нормировки:

$$A = \left\{ S \cdot \int_0^H \exp\left(-\frac{mgz}{k_B T}\right) dz \right\}^{-1} = \frac{a/(H \cdot S)}{1 - \exp(-a)}, \quad (4.4)$$

где $a = \frac{mgH}{k_B T} = \frac{MgH}{RT}$ - безразмерная константа; молярная масса $M = N_A m$, R - универсальная газовая постоянная; N_A - число Авогадро.

Используя распределение (4.2), можно определить число частиц $dN(z)$, находящихся в слое $(z, z + dz)$, т. е. в объеме $d\tau_r = Sdz$:

$$dN(z) = N_0 dP_B(z) \quad (4.5)$$

и концентрацию молекул в слое $(z, z + dz)$:

$$n(z) = \frac{dN(z)}{Sdz} = \frac{N_0 dP_B(z)}{Sdz} = N_0 A \exp\left(-\frac{U(z)}{k_B T}\right) \quad (4.6)$$

Здесь N_0 - полное число молекул в цилиндрическом сосуде. Зная $n(z)$, можно определить среднее значение любой функции, связанной с z , например $\langle mgz \rangle$ (см. ниже).

Константу A можно связать с концентрацией молекул у дна сосуда из соотношения (4.6):

$$n(0) = A \cdot N_0 \quad (4.7)$$

или с плотностью вероятности нахождения молекулы у дна сосуда из соотношения (4.3):

$$f_B(0) = A \cdot S \quad (4.8)$$

Окончательно, с учетом (4.7), зависимость концентрации (4.6) молекул от высоты принимает вид (рис. 4.16):

$$n(z) = n(0) \cdot \exp\left(-\frac{mgz}{k_B T}\right) \quad (4.9)$$

Концентрацию $n(0)$ молекул у дна сосуда выразим через среднюю концентрацию молекул $\langle n \rangle = \frac{N_0}{SH}$:

$$n(0) = AN_0 = \langle n \rangle \frac{a}{1 - \exp(-a)} \quad (4.10)$$

Проанализируем изменение концентрации дна сосуда при изменении температуры в двух предельных случаях.

При низких температурах

$$a = \frac{mgH}{k_B T} = \frac{MgH}{RT} \gg 1,$$

и

$$n(0) \approx \langle n \rangle \cdot \frac{mgH}{k_B T} \rightarrow \infty$$

т. е. все молекулы собираются на дне сосуда.

При высоких температурах

$$a = \frac{mgH}{k_B T} \ll 1$$

и

$$n(0) \approx \langle n \rangle a \{1 - [1 - a + a^2/2 - \dots]\}^1 \approx \langle n \rangle (1 + a/2) = \langle n \rangle \left(1 + \frac{mgH}{2k_B T}\right),$$

т. е. плотность молекул на дне приближается к среднему значению. В случае высоких температур плотность молекул на высоте z равняется

$$n\left(z, T \gg \frac{mgH}{k_B}\right) \approx \langle n \rangle \left[1 + \frac{mgH}{2k_B T}\right] \exp\left(-\frac{mgz}{k_B T}\right) \approx \langle n \rangle \left[1 + \frac{mgH}{2k_B T}\right] \left[1 - \frac{mgz}{k_B T}\right]$$

На рис. 4.2 представлены зависимости $n(z, T)$ для трех температур: $T_1 < T_2 < T_3$, причем $T_1 \rightarrow 0$,

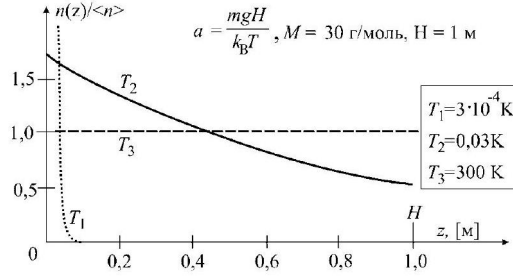
$$T_2 > \frac{mgH}{k_B}, T_3 \gg \frac{mgH}{k_B}.$$

При $T_3 \rightarrow \infty$ концентрация $n_3(z, T) \rightarrow \langle n \rangle$, что соответствует равномерному распределению частиц по высоте. Заметим, что площадь под кривой $n(z, T)$ есть константа, равная

$$\int_0^H n(z) dz = \frac{N_0}{S}$$

Рис. 4.2

Зависимости концентрации молекул $n(z, T)$ при трех температурах: $T_1 \rightarrow 0$; $T_2 > mgH/k_B$; $T_3 \gg mgH/k_B$



Координата z_c центра масс по определению равна

$$z_c = \frac{\int z \rho(z) d\tau}{\int \rho(z) d\tau} = \frac{\int_0^H z \cdot mn(z) \cdot S dz}{mN_0} = \int_0^H z \frac{n(z)}{N_0} S dz =$$

$$= z_c = \frac{\int z \rho(z) d\tau}{\int \rho(z) d\tau} = \frac{\int_0^H z \cdot mn(z) \cdot S dz}{mN_0} = \int_0^H z \frac{n(z)}{N_0} S dz, \quad (4.11)$$

где $y = \frac{mgz}{k_B T}$. Учитывая, что $\int_0^a y \exp(-y) dy = 1 - (1+a) \exp(-a)$, и используя выражение (4.10), для координаты центра масс получаем:

$$z_c = \frac{a}{1 - \exp(-a)} \cdot \frac{H}{a^2} [1 - (1+a) \exp(-a)] = H \cdot \frac{e^a - (1+a)}{a(e^a - 1)}. \quad (4.12)$$

В предельных случаях:

1. при низких температурах ($T \rightarrow 0, a = \frac{mgH}{k_B T} \gg 1$):

$$z_c \approx \frac{H}{a} = \frac{k_B T}{mg} \rightarrow 0$$

2. при высоких температурах:

$$z_c \approx H \frac{a^2/a^3/6}{a(a+a^2/2)} = \frac{H}{2} \frac{(1+a/3)}{(1+a/2)} \approx$$

$$\approx \frac{H}{2} (1+a/3)(1-a/2) \approx \frac{H}{2} \left(1 - \frac{mgH}{6k_B T}\right).$$

Средняя потенциальная энергия в расчете на одну молекулу газа связана с координатой центра масс (4.11):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle = \langle mgz \rangle = mg \langle z \rangle = mg \langle z_c \rangle.$$

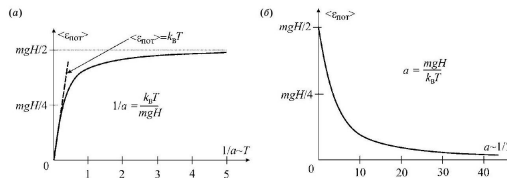


Рис. 4.3

Зависимости $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle$ от $1/a = \frac{k_B T}{mgH} \sim T(a)$ и от $a = \frac{mgH}{k_B T} \sim \frac{1}{T}$

Таким образом,

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle = mgH \frac{e^a - (1+a)}{a(e^a - 1)} = k_B T \frac{\exp\left(\frac{MgH}{RT}\right) - \left[1 + \frac{MgH}{RT}\right]}{\exp\left(\frac{MgH}{RT}\right) - 1}. \quad (4.13)$$

Зависимость средней потенциальной энергии молекулы от T (рис. 4.3а) и от обратной температуры $1/T$ (рис. 4.3) аналогична $z_c(T)$, т. е.

1. при низких температурах ($T \rightarrow 0, a = \frac{mgH}{k_B T} \gg 1$):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \approx k_B T; \quad (4.14)$$

2. при высоких температурах ($T \rightarrow \infty, a = \frac{mgH}{k_B T} \ll 1$):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \approx \frac{mgH}{2} \left(1 - \frac{mgH}{6k_B T} \right) \rightarrow \frac{mgH}{2}. \quad (4.15)$$

Вопросы для самопроверки.

1. Можно ли в данной задаче при вычислении средней энергии использовать закон равномерного распределения энергии по степеням свободы? Почему?

Ответ: нельзя, так как теорема о равномерном распределении энергии в том виде, как она сформулирована выше, не распространяется на потенциальную энергию частиц. Однако возможна вторая формулировка закона: «В состоянии термодинамического равновесия на каждый квадратичный член в выражении для энергии в среднем приходится энергия $k_B T/2$ ».

Но и с учетом второй формулировки использовать закон равномерного распределения энергии не правомочно.

Численная оценка для воздуха при комнатной температуре $T = 300$ К, $H = 1$ м, $M = 30$ г/моль дает (рис. 4.3):

$$a = \frac{MgH}{RT} = 1,2 \cdot 10^{-4} \ll 1$$

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \approx \frac{MgH}{2} (1 - 2 \cdot 10^{-5}) \approx \frac{MgH}{2}$$

т. е. реализуется случай высоких температур.

Следует отметить, что для различных молекул воздуха (N_2 , O_2 , и др.) средняя потенциальная энергия неодинаковая в отличие от кинетической энергии (3.43).

2. При термодинамическом равновесии температура газа, находящегося в поле силы тяжести, постоянна по величине. С молекулярно-кинетической точки зрения на первый взгляд кажется, что температура газа (как параметр, связанный со средней кинетической энергией молекул) должна убывать с высотой, так как летящая вверх молекула замедляется

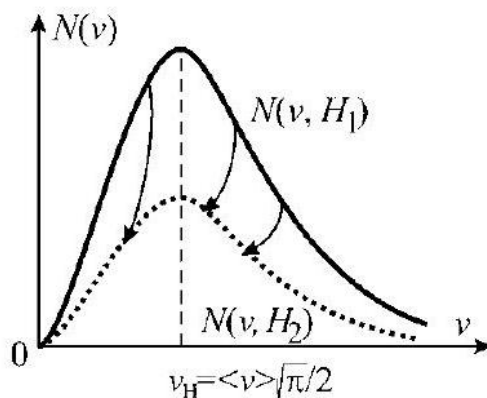


Рис. 4.4

Зависимость концентрации молекул, обладающих скоростями v , от величины v на высоте над поверхностью Земли H_1 и на высоте $H_2 > H_1$ полем тяжести, а летящая вниз - ускоряется. Дайте качественное объяснение постоянства температуры по высоте.

Ответ: отношение числа быстрых и медленных молекул (определяемое распределением Максвелла по скоростям) и средняя энергия (а значит, и температура) не меняются по высоте. Причина заключается в том, что из-за выбывания медленных молекул с увеличением высоты концентрация молекул уменьшается. На рис. 4.4 качественно изображены распределения молекул по скоростям на разных высотах: H_1 (сплошная линия) и $H_2 > H_1$ (пунктирная линия). Стрелками указаны возможные переходы частиц при их перемещении вверх (с увеличением высоты), когда потенциальная энергия увеличивается за счет уменьшения кинетической энергии. Максимумы кривых не смещены друг относительно друга, что означает $\langle v_1 \rangle = \langle v_2 \rangle$ или $T_1 = T_2$.

Задача 4.

2. Идеальный газ, имеющий температуру T , находится в цилиндрическом сосуде, который вращается вокруг своей оси с угловой скоростью ω (рис. 4.5). Радиус цилиндра R , высота H . Найти распределение давления газа вдоль радиуса цилиндрического сосуда, а также давление газа на боковую стенку цилиндра. Число молекул газа в сосуде N_0 . Масса одной мо-

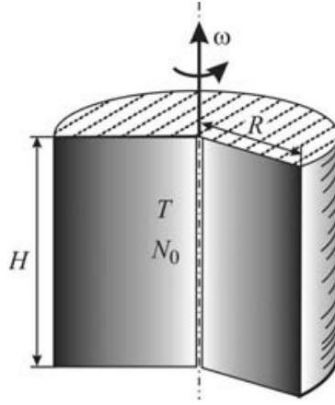


Рис. 4.5

Закрытый цилиндрический сосуд, заполненный N_0 молекулами идеального газа, вращается вокруг своей оси с угловой скоростью ω при температуре T лекулы m . Силой тяжести можно пренебречь.

Решение. В неинерциальной системе координат, связанной с вращающимся цилиндром, на молекулу идеального газа действует центробежная сила инерции, величина которой зависит от расстояния r молекулы до оси вращения:

$$f_{цб} = m\omega^2 r. \quad (4.16)$$

Потенциальная энергия молекулы, находящейся на расстоянии r от оси цилиндра, равна (по определению потенциальной энергии) работе центробежных сил при перемещении молекулы из данной точки r в точку $r = 0$, где ее потенциальная энергия равна нулю:

$$\varepsilon_{пот} = \int_r^0 (\mathbf{f}_{цб} d\mathbf{r}) = \int_r^0 m\omega^2 r (-dr)(-1) = -\frac{1}{2}m\omega^2 r^2 \quad (4.17)$$

Вероятность обнаружить молекулу в элементарном объеме $d\tau_r = 2\pi r H dr$, представляющем собой тонкий цилиндрический слой с радиусами r и $r + dr$, определяется распределением Больцмана:

$$dP(r) = A \exp\left(-\frac{\varepsilon_{пот}}{k_B T}\right) d\tau_r = A \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) 2\pi r H dr. \quad (4.18)$$

Константу A находим из условия нормировки:

$$A = \left[2\pi H \int_0^R \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) r dr \right]^{-1} = \frac{a}{\pi H R^2 (e^a - 1)}$$

где

$$a = \frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T} \quad (4.19)$$

Число молекул, имеющих координаты в интервале $(r, r + dr)$:

$$dN(r) = N_0 dP(r)$$

концентрация молекул на расстоянии r от оси вращения:

$$\begin{aligned} n(r) &= \frac{dN(r)}{2\pi r H dr} = N_0 A \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) = \\ &= n_0 (H \pi R^2 A) \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) = n_0 \frac{a}{e^a - 1} \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right), \end{aligned} \quad (4.20)$$

где $n_0 = \frac{N_0}{H \pi R^2}$ - средняя концентрация молекул в объеме цилиндра; давление на расстоянии r от оси вращения (рис. 4.6):

$$\begin{aligned}
p(r) &= n(r)k_B T = N_0 k_B T \cdot A \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) = \\
&= n_0 \frac{m\omega^2 R^2/2}{\exp\left(\frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T}\right) - 1} \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right).
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Давление на боковую стенку:

$$p(R) = n_0 \frac{m\omega^2 R^2}{2} \left[1 - \exp\left(\frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T}\right) \right]^{-1} \tag{4.22}$$

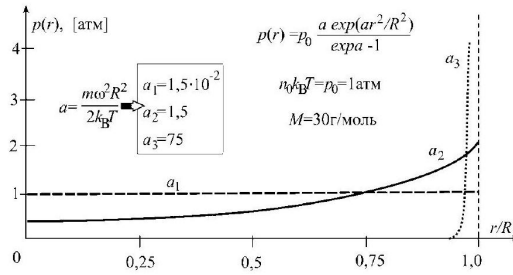
В предельных случаях имеем (рис. 4.6):

1. при малых скоростях вращения (или при высоких температурах) $a_1 = \frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T} \ll 1$, и можно пренебречь влиянием центробежных сил:

$$p(R) \approx n_0 \frac{m\omega^2 R^2}{2} \cdot \frac{k_B T}{m\omega^2 R^2} = n_0 k_B T;$$

Рис. 4.6

Изменение давления $p(r)$ газа в сосуде с увеличением расстояния r от оси вращения при условии, что температура T постоянна и определяется из условия $n_0 k_B T = 1$ атм, где $n_0 = \frac{N_0}{H\pi R^2}$. Кривые рассчитаны при разных a , соответствующих разным скоростям вращения



- 2) при высоких скоростях вращения (или при низких температурах), т. е. в пределе $a_3 = \frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T} \gg 1$, когда разупорядочивающим действием температуры можно пренебречь, давление на боковую стенку сосуда создается всеми молекулами, собирающимися у стенки сосуда:

$$p(R) \approx n_0 \frac{m\omega^2 R^2}{2} = \frac{N_0}{H\pi R^2} \cdot \frac{m\omega^2 R^2}{2} = N_0 \frac{f_{цб}}{S},$$

где $S = 2\pi RH$ - площадь боковой стенки цилиндра.

Ответ: $p(r) = \frac{1}{2} n_0 m\omega^2 R^2 \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) \left[\exp\left(\frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}$,

$$p(R) = \frac{1}{2} n_0 m\omega^2 R^2 \left[1 - \exp\left(\frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T}\right) \right]^{-1}$$

Задача 4.

3. Убедитесь, что в условиях предыдущей задачи $\langle \varepsilon_{пот} \rangle \neq \frac{k_B T}{2}$.

Ответ: вычисление средней потенциальной энергии приводит к сложной зависимости от температуры:

$$\begin{aligned}
-\langle \varepsilon_{пот} \rangle &= \frac{1}{N_0} \int (m\omega^2 r^2/2) dN(r) = \int_0^R (m\omega^2 r^2/2) A \exp\left(\frac{m\omega^2 r^2}{2k_B T}\right) 2\pi r H dr = \\
&= k_B T \left(\frac{ae^a}{(e^a - 1)} - 1 \right) = \frac{m\omega^2 R^2}{2} \left(\frac{e^a}{(e^a - 1)} - \frac{1}{a} \right)
\end{aligned}$$

Полученная зависимость потенциальной энергии от параметра $\frac{1}{a} = \frac{k_B T}{m\omega^2 R^2/2}$ представлена на рис. 4.7

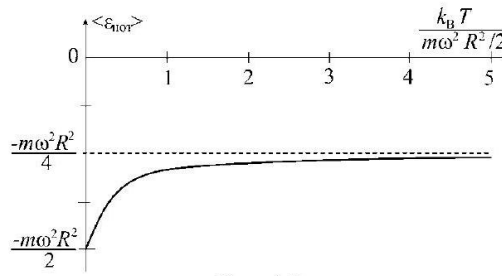


Рис. 4.7

Зависимость $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle$ от температуры

В предельном случае низких температур ($a = \frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T} \gg 1$):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \approx -\frac{m\omega^2 R^2}{2} + k_B T \rightarrow -\frac{m\omega^2 R^2}{2}$$

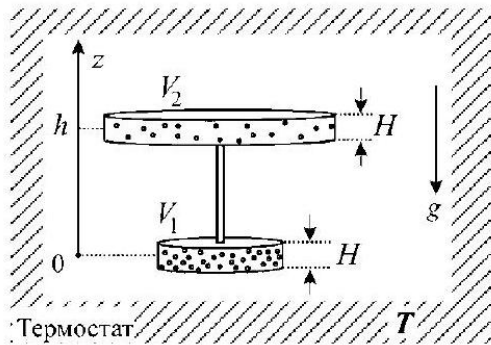
при высоких температурах ($a \ll 1$):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \rightarrow -\frac{m\omega^2 R^2}{4}$$

Задача 4.

4. Система с двумя дискретными уровнями энергии. Два цилиндрических сосуда находятся на разных высотах в поле силы тяжести и соединены друг с другом тонкой трубкой, объемом которой можно пренебречь по сравнению с объемами V_1 и V_2 сосудов (рис. 4.8). Оси цилиндров вертикальны. Высота цилиндров $H \ll h$, где h - длина трубки, соединяющей сосуды. Полное число молекул идеального одноатомного газа, заполняющего сосуды, равно N_0 ; температура T . Не производя точных вычислений, нарисуйте примерный график зависимости средней энергии $\langle E \rangle$ системы от ее температуры T .

Рис. 4.8 Два вертикальных цилиндрических сосуда расположены в поле силы тяжести один над другим на расстоянии h и соединены тонкой трубкой, объемом которой можно пренебречь. Сосуды заполнены идеальным газом и имеют объемы V_1 и V_2 . Высота цилиндров $H \ll h$



1. Чему равна средняя полная энергия газа $\langle E \rangle$ в пределах очень низкой и очень высокой температуры?
2. Вблизи какой температуры T_k средняя энергия меняется от низкотемпературной до высокотемпературной предельной зависимости?
3. Получите точное выражение для средней энергии $\langle E \rangle$ системы.
4. Определите отношение числа молекул N_2/N_1 в сосудах и отношение давлений газа в них p_2/p_1 .

Решение. Так как температура газа в обоих сосудах одинаковая средняя кинетическая энергия молекул в обоих сосудах также одинакова и для одноатомного газа энергия, приходящаяся на одну молекулу, $\langle \varepsilon_{\text{кин}} \rangle = 3k_B T/2$. Потенциальная энергия молекул в верхнем сосуде на $mgh = \Delta$ больше, чем в нижнем. Таким образом, полная энергия системы $\langle E \rangle$ зависит от распределения молекул по сосудам. На распределение молекул по сосудам оказывают влияние два фактора: разупорядочивающее действие температуры и поле силы тяжести, стремящееся собрать все молекулы в нижнем сосуде. Поэтому можно ожидать, что характерным параметром в данной задаче является величина

$$a = \frac{mgh}{k_B T} \quad (4.23)$$

При низких температурах, когда $a = \frac{mgh}{k_B T} \gg 1$, кинетическая энергия молекулы недостаточна, чтобы преодолеть потенциальный барьер $\Delta = mgh$ и перейти в верхний сосуд. Поэтому естественно ожидать,

что энергия будет приблизительно линейно расти с температурой вплоть до характерной температуры, при которой $a = \frac{mgh}{k_B T} \approx 1$:

$$T_k = \frac{mgh}{k_B}. \quad (4.24)$$

В пределе очень высоких температур $a = \frac{mgh}{k_B T} \ll 1$ потенциальный барьер становится «неощутимым» для молекул, поэтому они свободно и равномерно занимают все доступное пространство. В этой области температур полная энергия также приблизительно линейно растет с температурой, но имеет постоянное, не зависящее от температуры слагаемое, равное потенциальной энергии молекул, находящихся в верхнем объеме: $mgh \cdot N_2 = mgh \langle n \rangle V_2$ (рис. 4.9).

Точный расчет средней полной энергии системы $\langle E \rangle$:

$$\langle E \rangle = \langle E_{\text{кин}} \rangle + \langle E_{\text{пот}} \rangle, \quad (4.25)$$

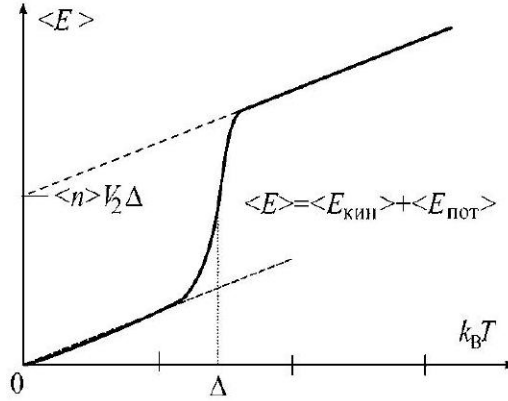


Рис. 4.9

Качественная зависимость средней полной энергии газа от температуры сводится к вычислению средней потенциальной энергии $\langle E_{\text{пот}} \rangle$, так как для средней кинетической энергии $\langle E_{\text{кин}} \rangle$ молекул одноатомного идеального газа можно использовать известное выражение:

$$\langle E_{\text{кин}} \rangle = \frac{3}{2} N_0 k_B T. \quad (4.26)$$

Распределение молекул по высоте z (вероятность нахождения в объеме dV на высоте z) описывается распределением Больцмана:

$$dP(z) = A \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{пот}}}{k_B T}\right) dV \quad (4.27)$$

Положим потенциальную энергию молекул, находящихся в нижнем сосуде, равной нулю. Константа A находится из условия нормировки, которое в данной задаче принимает вид:

$$\begin{aligned} 1 &= \sum_{V_1, V_2} dP(z) = A \left[\int_{V_1} e^{-\frac{0}{k_B T}} dV + \int_{V_2} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} dV \right] = \\ &= A \left[V_1 + V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \right], \quad A = \left[V_1 + V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (4.28)$$

Средняя потенциальная энергия одной молекулы определяется по формуле средних значений:

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle = \int_{V_1+V_2} \varepsilon_{\text{пот}} dP(z) = A \left[\int_{V_1} 0 \cdot e^{-\frac{0}{k_B T}} dV + \int_{V_2} \Delta \cdot e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} dV \right] = \Delta \cdot A V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}$$

Подставляя значение константы A (4.28), получаем:

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle = \frac{\Delta \cdot V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}}{V_1 + V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}} \quad (4.29)$$

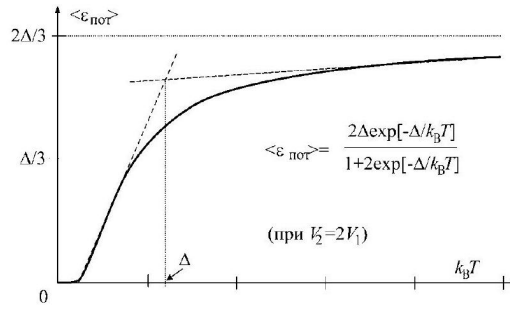


Рис. 4.10

Средняя потенциальная энергия $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle$, приходящаяся на одну молекулу в зависимости от температуры при $V_2 = 2V_1$

Зависимость $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle$ (4.29) от температуры представлена на рис. 4.10, где для численных расчетов принято $V_2 = 2V_1$.

Окончательно средняя полная энергия системы равна

$$\langle E \rangle = N_0 [\langle \varepsilon_{\text{кин}} \rangle + \langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle] = N_0 \left[\frac{3}{2} k_B T + \frac{\Delta \cdot V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}}{V_1 + V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}} \right] \quad (4.30)$$

1. При низких температурах $a = \frac{\Delta}{k_B T} \gg 1$, все молекулы находятся в нижнем объеме, $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \rightarrow \Delta \cdot \frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \rightarrow 0$ (рис. 4.10) и

$$\langle E \rangle \approx N_0 \left[\frac{3}{2} k_B T + \Delta \cdot \frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \right] \rightarrow \frac{3}{2} N_0 k_B T$$

2. При высоких температурах $a = \frac{\Delta}{k_B T} \ll 1$, молекулы распределены равномерно по всему объему, $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle \rightarrow \Delta \frac{V_2}{V_1 + V_2}$ (рис. 4.10) и

$$\langle E \rangle \approx N_0 \frac{3}{2} k_B T + \Delta \cdot \langle n \rangle V_2,$$

где $\langle n \rangle = \frac{N_0}{V_1 + V_2}$ - средняя концентрация молекул. Система стремится к равномерному распределению частиц в объеме $V_1 + V_2$:

$$N_1 \rightarrow \langle n \rangle V_1, \quad N_2 \rightarrow \langle n \rangle V_2$$

Число частиц в сосудах:

$$N_1 = N_0 dP(V_1) = N_0 A e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} V_1 = N_0 A V_1,$$

$$N_2 = N_0 dP(V_2) = N_0 A e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} V_2.$$

Отношение числа частиц в сосудах:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}$$

Отношение концентрации молекул в сосудах:

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \quad (4.31)$$

Отношение давлений определяется отношением концентраций:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{n_2 k_B T}{n_1 k_B T} = \frac{n_2}{n_1} = \exp \left[-\frac{\Delta}{k_B T} \right] \quad (4.32)$$

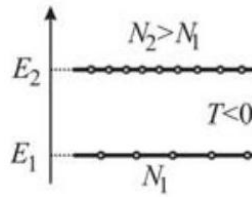
Ответ:

$$\langle E \rangle = \frac{3}{2} N_0 k_B T + N_0 \Delta \cdot V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \left[V_1 + V_2 e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \right]^{-1},$$

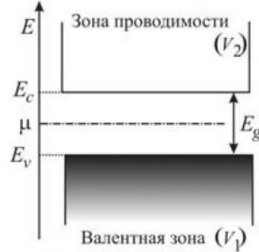
$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{V_2}{V_1} e^{-\frac{\Delta}{k_B T}}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{n_2}{n_1} = \exp \left[-\frac{\Delta}{k_B T} \right].$$

Рис. 4.11

- (а) В квантовых генераторах заселенность верхнего уровня E_2 выше, чем нижнего E_1 :



- (б)



$N_2 > N_1$ (инверсная заселенность), что соответствует отрицательным значениям абсолютной температуры $T < 0$ К. (б) Энергетический спектр возможных значений энергий электронов в полупроводниках. При температуре $T = 0$ нижняя валентная зона разрешенных состояний полностью заполнена электронами (аналог объема V_1 в задаче), а верхняя зона проводимости (аналог объема V_2 в задаче), отделенная от валентной зоны энергетической щелью (интервалом запрещенных значений энергии), электронами не заселена.

Замечания.

1. При любых температурах $n_1 \geq n_2$. Однако в квантовых генераторах реализуется ситуация, когда заселенность верхнего уровня выше, чем нижнего $n_2 > n_1$ (инверсная заселенность), что соответствует отрицательным значениям абсолютной температуры (рис. 4.11а).
2. Для газов комнатная температура является высокой (как показали оценки в задаче 4.1 : $\Delta/k_B T = mgh/k_B T \approx 10^{-4} \ll 1$). Переход от низкотемпературной зависимости к высокотемпературной должен происходить уже при $T_k \approx 10^{-4} \cdot 300 \text{ К} = 0,03 \text{ К}$.
3. В полупроводниках с собственной проводимостью при температуре $T = 0$ К валентная энергетическая зона полностью заполнена и отделена от полностью свободной зоны проводимости энергетической щелью E_g - запрещенными значениями энергии (рис. 4.11б). Электронный газ в полупроводниках можно рассматривать аналогично идеальному газу в рассмотренной выше задаче, где роль объемов V_1 и V_2 играют валентная зона и зона проводимости. Энергия Δ «активации» процесса переброса электрона из валентной зоны в зону проводимости отсчитывается от химического потенциала μ электронной системы в полупроводнике $\Delta = E - \mu$ (подробнее о химическом потенциале см. ниже п. 8.3). При отличных от нуля температурах вероятность появления электронов в зоне проводимости (и такого же количества незаполненных состояний (дырок) в валентной зоне) описывается распределением Больцмана:

$$dP(E) = A \exp\left(-\frac{E - \mu}{k_B T}\right) \quad (4.33)$$

Химический потенциал равен изменению энергии системы при изменении числа частиц системы на единицу при неизменном объеме и энтропии: $\mu = dE/dN$. В случае полупроводника химический потенциал вычисляется как полусумма двух энергий:

$$\mu = \frac{1}{2} (\Delta\varepsilon_+ + |\Delta\varepsilon_-|)$$

где $\Delta\varepsilon_+$ - увеличение энергии электронной системы полупроводника при внесении дополнительного электрона, а $|\Delta\varepsilon_-|$ - энергия, уносимая из системы при изъятии одного электрона.

При $T = 0$ К, когда валентная зона полностью заполнена, вносимый извне электрон может занять наинизшее свободное энергетическое состояние, соответствующее дну зоны проводимости E_c . Удалить электрон можно только из валентной зоны. При этом он уносит энергию E_v , соответствующую потолку валентной зоны. Таким образом, химический потенциал равен

$$\mu = \frac{1}{2} (\Delta\varepsilon_+ + |\Delta\varepsilon_-|) = \frac{1}{2} (E_c + E_v). \quad (4.34)$$

Уровень химического потенциала в полупроводнике при $T = 0$ К расположен ровно посередине запрещенной зоны (штрихпунктирная линия на рис. 4.11б).

Таким образом, энергия активации в полупроводниках равна $\Delta = E_c - \mu = (E_c - E_v)/2 = E_g/2$. В обычно используемых полупроводниках ширина запрещенной энергетической зоны составляет 10^{-1} эВ $< E_g < 1$ эВ, и критическая температура $10^3 \text{ K} < T_k = E_g/(2k_B) < 10^4 \text{ K}$. Таким образом, даже при комнатной температуре полупроводники с энергетической щелью $E_g > 100 \text{ мэВ} \approx 10^{-20} \text{ Дж}$ находятся в низкотемпературной области, когда число электронов в нижней (валентной) энергетической зоне $N_1 \approx N_0$, а в верхней - экспоненциально мало: $N_2 = N_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right)$. Следовательно, собственная электропроводность полупроводников при низких температурах очень мала, так как она определяется низкой концентрацией электронов в зоне проводимости и небольшим числом свободных мест («дырок») в валентной зоне.

4. Отношение концентраций (4.31) характерно для всех систем, имеющих два энергетических состояния E_1 и E_2 , разделенных энергетическим барьером $\Delta = E_2 - E_1$. Переход из низкоэнергетического состояния E_1 в высокоэнергетическое E_2 требует затрат энергии - энергии активации Δ . Примерами таких активационных процессов являются: процесс переноса импульса (вязкость) в жидкости, процесс диффузии в жидкости, изменение конформации сложных молекул и др.

Примечание. Один электрон-вольт $1 \text{ эВ} = eU$ при $U = 1 \text{ В}$, где e - заряд электрона. Таким образом $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. Этой энергии соответствует абсолютная температура $T = \frac{1 \text{ эВ}}{k_B} = 11600 \text{ K} \approx 10^4 \text{ K}$.

Задача 4.

5. Атмосфера Земли. Будем считать, что температура воздуха не изменяется с высотой (изотермическая модель атмосферы), а воздух представляет собой механическую смесь идеальных газов.

1. Определить изменение состава воздуха с высотой при постоянной температуре T .
2. Найти среднюю потенциальную энергию $\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle$ молекулы газа в изотермической земной атмосфере при условии однородности поля силы тяжести.
3. Оценить полное число молекул в изотермической атмосфере.

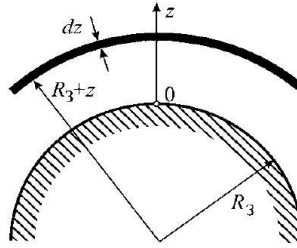


Рис. 4.12

Ось координат OZ направлена перпендикулярно поверхности Земли (R_3 - радиус Земли). Темной полоской толщиной dz выделен слой атмосферы

4. Оценить высоту изотермической атмосферы, т. е. толщину изотермического слоя атмосферы, при постоянной плотности воздуха, равной плотности воздуха $n(0)$ у поверхности Земли.
5. Оценить время рассеяния атмосферы (время, за которое число частиц убывает в e раз). Атмосферу считать бесконечно разреженной с максвелловским распределением скоростей.

Решение. Направим ось OZ перпендикулярно поверхности Земли вверх, начало отсчета $z = 0$ находится на поверхности Земли.

В рамках применимости модели идеальных газов распределение молекул, имеющих массу m , по высоте не зависит от наличия молекул другой массы. Вероятность нахождения молекулы на высоте z описывается распределением Больцмана:

$$dP_m(z) = A \cdot \exp\left[-\frac{mgz}{k_B T}\right] \cdot 4\pi (R_3 + z)^2 dz \quad (4.35)$$

где $4\pi (R_3 + z)^2 dz$ - объем сферического слоя атмосферы на высоте z ; R_3 радиус Земли.

Если полное число молекул с массой m обозначить N_{0m} , то на высоте z находится $N_m(z) \approx N_{0m} dP_m(z)$ молекул с концентрацией

$$n_m(z) = \frac{N_m(z)}{4\pi (R_3 + z)^2 dz} = N_{0m} A \exp\left[-\frac{mgz}{k_B T}\right] = n_m(0) \exp\left[-\frac{mgz}{k_B T}\right] \quad (4.36)$$

Коэффициент перед экспонентой $n_m(0)$ равен концентрации молекул с массой m у поверхности Земли:

$$n_m(0) \approx N_{0m} \cdot A \quad (4.37)$$

1. На рис. 4.13 представлены зависимости от высоты концентрации молекул, имеющих разные массы $m_1 < m_2$ (см. (4.9) и (4.36)):

$$n_1(z) \approx n_1(0) \exp \left[-\frac{m_1 g z}{k_B T} \right], n_2(z) \approx n_2(0) \exp \left[-\frac{m_2 g z}{k_B T} \right]$$

Изменение отношения концентраций $\xi(z)$ частиц с высотой связано с $\Delta m = m_2 - m_1$:

$$\xi(z) = \frac{n_1(z)}{n_2(z)} = \xi(0) \cdot \exp \left[\frac{\Delta m g z}{k_B T} \right] \quad (4.38)$$

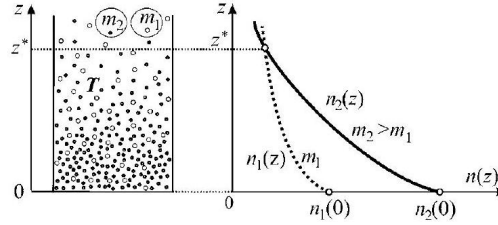


Рис. 4.13

Изменение с высотой z концентрации молекул, имеющих разные массы $m_1 < m_2$, при температуре T

При постоянной T с увеличением высоты происходит обеднение воздуха тяжелыми молекулами. Оценим высоту z^* , на которой концентрации молекул азота N_2 и гелия He могли бы быть одинаковы, если у поверхности Земли

$$n_2(N_2, 0) \approx 78\%, n_1(He, 0) \approx 5,2 \cdot 10^{-4}\% :$$

$$\xi(z^*) = 1 = \frac{n_1(He, 0)}{n_2(N_2, 0)} \cdot \exp \left[\frac{\Delta M g z^*}{RT} \right], \quad (4.39)$$

где $\Delta M = N_A \Delta m$.

Из (4.39) получаем

$$z^* = \frac{RT}{\Delta M g} \ln \frac{n_2(N_2, 0)}{n_1(He, 0)} \approx 124 \text{ км.}$$

Прежде чем определить значение константы A в распределении молекул, обратим внимание на степень экспоненты в распределении Больцмана (4.35):

$$\frac{mgz}{k_B T} = \left(\frac{mgR_3}{k_B T} \right) \frac{z}{R_3}$$

Для средней молярной массы молекул воздуха $M = 29$ г/моль, и при температуре $T = 273$ К получаем:

$$\frac{mgR_3}{k_B T} \frac{z}{R_3} = \frac{MgR_3}{RT} \frac{z}{R_3} \approx \frac{29 \cdot 10^{-3} \cdot 9,8 \cdot 6400 \cdot 10^3}{8,31 \cdot 273} \frac{z}{R_3} \approx 800 \frac{z}{R_3}.$$

Это означает, что вероятность имеет существенные значения только для $z \ll R_3$, и в этом случае можно положить

$$(R_3 + z)^2 \approx R_3^2.$$

Распределение (4.35) принимает вид:

$$dP_m(z) \approx A \cdot \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right] \cdot 4\pi R_3^2 dz \quad (4.40)$$

Константа A находится из условия нормировки $\int_0^\infty dP_m(z) = 1$:

$$A \cdot 4\pi R_3^2 \frac{k_B T}{mg} \int_0^\infty e^{-x} dx = 1$$

$$A = \frac{mg}{k_B T 4\pi R_3^2} \quad (4.41)$$

Окончательно получаем для вероятности:

$$dP_m(z) \approx \frac{mg}{k_B T} \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right] dz, \quad (4.42)$$

а для концентрации:

$$n_m(z) \approx n(0) \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right]$$

2. Среднюю потенциальную энергию одной молекулы можно вычислить, используя результаты задачи 4.1 (4.13) при условии $H \rightarrow \infty$, или по формуле для средних значений при известной функции распределения (4.42):

$$\langle \varepsilon_{\text{пот}} \rangle = \int_0^\infty mgz \cdot dP_m(z) = \int_0^\infty mgz \frac{mg}{k_B T} \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right] dz = k_B T \int_0^\infty x e^{-x} dx = k_B T$$

3. При вычислении полного числа молекул N_0 в изотермической атмосфере будем считать все молекулы одинаковыми со средней молярной массой M . Тогда можно воспользоваться полученным ранее соотношением (4.37) с учетом (4.41) или вычислить N_0 , используя распределение (4.36) для концентрации (опуская индекс массы m):

$$\begin{aligned} N_0 &= \int_0^\infty n(z) 4\pi (R_3 + z)^2 dz = \int_0^\infty n(0) \cdot \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right] 4\pi (R_3 + z)^2 dz \approx \\ &\approx n(0) 4\pi R_3^2 \int_0^\infty \exp \left[-\frac{mgz}{k_B T} \right] \left(1 + 2\frac{z}{R_3} + \dots \right) dz \approx n(0) 4\pi R_3^2 z_0, \end{aligned} \quad (4.43)$$

где $n(0)$ - концентрация всех молекул воздуха у поверхности Земли. При вычислении (4.43) использовалось разложение

$$(R_3 + z)^2 \approx R_3^2 (1 + 2z/R_3 + \dots) \quad (4.44)$$

справедливое при $z/R_3 \ll 1$, и было введено обозначение

$$\frac{k_B T}{mg} = \frac{RT}{Mg} = z_0$$

4. Физический смысл z_0 - это высота, на которой концентрация молекул $n(z_0)$ в e раз меньше $n(0)$. Поскольку

$$z_0 = \frac{RT}{Mg} \approx \frac{8,3 \cdot 273}{30 \cdot 10^{-3} \cdot 9,8} \approx 8,0 \text{ км} \ll R_3 \approx 6400 \text{ км}, \quad (4.45)$$

сделанные упрощения (4.44) справедливы.

Численная оценка полного числа молекул:

$$N_0 \approx n(0) 4\pi R_3^2 \cdot z_0 \approx 2,7 \cdot 10^{25} \cdot 4\pi (6,4 \cdot 10^6)^2 \cdot 8 \cdot 10^3 \approx 10^{44}$$

Из (4.43) следует, что z_0 - это толщина слоя воздуха, окружающего Землю, в котором собрались бы все молекулы при постоянной по высоте температуре и постоянной концентрации молекул, равной концентрации у поверхности Земли.

5. Так как процесс рассеяния атмосферы очень медленный, можно считать, что к изотермической атмосфере применимо распределение Максвелла - Больцмана.

В этом случае концентрация молекул $n(v)$, имеющих скорость v в интервале значений $(v, v + dv)$:

$$n(v) = n_0 f(v) dv, \quad (4.46)$$

где n_0 - средняя концентрация молекул, которую можно оценить, используя (4.43):

$$n_0 = \frac{N}{\sum z_0} \quad (4.47)$$

$\Sigma = 4\pi R_3^2$ - площадь поверхности Земли; z_0 - толщина изотермической атмосферы; N - полное число молекул в атмосфере в момент времени t .

Среднюю скорость молекул можно записать в виде

$$\langle v \rangle = \int_0^\infty v f(v) dv = \frac{\int_0^\infty v n(v) dv}{\int_0^\infty n(v) dv}. \quad (4.48)$$

Используя (3.50), вычисляем скорость dN/dt изменения числа молекул N в атмосфере Земли:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{\tilde{n}_0}{4} \langle \tilde{v} \rangle \Sigma, \quad (4.49)$$

где Σ - площадь поверхности Земли; $\tilde{n}_0$ - средняя суммарная концентрация молекул воздуха, обладающих скоростями $\tilde{v} > v_I$; $v_I = \sqrt{2gR_3} \approx 11,2$ км / с первая космическая скорость; $\langle \tilde{v} \rangle$ - средняя скорость молекул из числа тех молекул, скорости которых $\tilde{v} > v_I$.

По аналогии с (4.46) для концентрации молекул $\tilde{n}(\tilde{v})$, имеющих скорость $\tilde{v}$ в интервале значений $(\tilde{v}, \tilde{v} + d\tilde{v})$, имеем:

$$\tilde{n}(\tilde{v}) = \tilde{n}_0 f(\tilde{v}) d\tilde{v} \quad (4.50)$$

для суммарной концентрации $\tilde{n}_0$ молекул

$$\tilde{n}_0 = \int_{v_I}^\infty n(v) dv \quad (4.51)$$

По аналогии с (4.48) для средней скорости $\langle \tilde{v} \rangle$ записываем:

$$\langle \tilde{v} \rangle = \frac{\int_{v_I}^\infty v n(v) dv}{\int_{v_I}^\infty n(v) dv} = \frac{1}{\tilde{n}_0} \int_{v_I}^\infty v n(v) dv \quad (4.52)$$

С учетом (4.52) уравнение (4.49) принимает вид:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{\Sigma}{4} \int_{v_I}^\infty v n(v) dv \quad (4.53)$$

Для вычисления интеграла в правой части уравнения (4.53) сделаем замену переменной: $\xi = \frac{mv^2}{2k_B T}$. Первой космической скорости соответствует значение новой переменной:

$$\xi_I = \frac{mv_I^2}{2k_B T} = \frac{MgR_3}{RT}. \quad (4.54)$$

Интегрирование дает:

$$\begin{aligned} \int_{v_I}^\infty v n(v) dv &= n_0 \int_{v_I}^\infty v f(v) dv = n_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \int_{v_I}^\infty v \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) 4\pi v^2 dv = \\ &= 2n_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m}} \int_{\xi_I}^\infty \xi e^{-\xi} d\xi = 2n_0 \sqrt{\frac{2k_B T}{\pi m}} e^{-\xi_I} (1 + \xi_I). \end{aligned} \quad (4.55)$$

Среднюю концентрацию n_0 всех молекул воздуха в (4.55) запишем, используя (4.47) и $z_0 = \frac{k_B T}{mg}$ (4.45):

$$n_0 = \frac{N}{\Sigma z_0} = N \frac{mg}{\Sigma k_B T} \quad (4.56)$$

С учетом (4.55) и (4.56) уравнение (4.53) принимает вид:

$$-\frac{dN}{dt} = \frac{1}{\tau} N \quad (4.57)$$

где τ - не зависящая от времени постоянная:

$$\tau = \sqrt{\frac{2\pi k_B T}{m}} \frac{e^{\xi_I}}{g(1 + \xi_I)} = \sqrt{\frac{2\pi RT}{M}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{MgR_3}{RT}\right)}{g\left(1 + \frac{MgR_3}{RT}\right)} \quad (4.58)$$

Решение уравнения (4.57):

$$N = N_0 e^{-t/\tau}, \quad (4.59)$$

где N_0 - число молекул в атмосфере Земли в момент времени $t = 0$.

Из (4.59) следует, что τ (4.58) - время рассеяния атмосферы (время, в течение которого число молекул уменьшается в e раз). Следует отметить экспоненциальную зависимость τ от массы частиц, так как $\xi_I = \xi_I(m)$ (4.54).

Численные оценки.

- Для кислорода $M_{O_2} = 0,032$ кг /моль, $\xi_I = MgR_3/(RT) \approx 800$, $\sqrt{2\pi RT/M} \approx \approx 500$ м/ и $\tau(O_2) \approx \frac{500e^{800}}{9,8(1+800)} \approx 0,06e^{800} \approx 2 \cdot 10^{340}$ лет;
- для гелия $M_{He} = 0,004$ кг/моль и $\xi_I = MgR_3/(RT) \approx 50$, $\sqrt{2\pi RT/M} \approx \approx 1400$ м/ с и $\tau(He) \approx \frac{1400e^{50}}{9,8(1+50)} \approx 2,8 \cdot e^{50} \approx 10^{15}$ лет.
Сделанные оценки показывают, что с течением времени атмосфера значительно быстрее теряет легкие молекулы, чем тяжелые.

ЗАДАЧИ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РЕШЕНИЯ

Задача D4.1. Используя модель изотермической атмосферы, определите давление воздуха на высоте 1 км над поверхностью Земли и в шахте на глубине 1 км под поверхностью Земли. Изменением состава воздуха пренебречь. Давление и температура на поверхности Земли нормальные.

Ответ:

$$p(+h) = p_0 \exp \left[-\frac{Mgh}{RT} \right] \approx \exp(-0,125) \approx 0,88 \text{ атм}, \quad p(-h) \approx \exp(+0,125) \approx 1,13 \text{ атм}.$$

Задача D4.2. Потенциальная энергия молекул идеального газа зависит от расстояния r как $U(r) = ar$, где a - положительная постоянная; $r = 0$ центр поля. Температура газа T . Определить функцию плотности вероятности нахождения молекулы на удалении r от центра поля, наиболее вероятное расстояние $r_{\text{нв}}$ и среднее значение потенциальной энергии $\langle U \rangle$, приходящейся на одну молекулу газа.

Ответ: $f(r) = \frac{1}{2} \left(\frac{a}{k_B T} \right)^3 e^{-ar/(k_B T)} r^2$, $r_{\text{нв}} = \frac{2k_B T}{a}$, $\langle U \rangle = 3k_B T$.

Задача D4.3. Дисперсная система представляет собой коллоидные частицы, находящиеся в растворителе. Коллоидные частицы обособлены и участвуют в тепловом броуновском движении. Дисперсная коллоидная система находится в вертикальном цилиндрическом сосуде, вращающемся относительно своей оси с угловой скоростью ω . Радиус сосуда a . Плотность растворителя ρ_0 , плотность коллоидных частиц ρ . Температура системы T . Отношение концентрации коллоидных частиц у стенок сосуда $r_1 = a$ и на расстоянии $r_2 = a/2$ равно α . Вычислите молярную массу коллоидных частиц.

Примечание. Коллоидными частицами называются частицы, имеющие размер от 1 нм до 1 мкм.

Ответ: $M = \frac{8RT\rho \ln \alpha}{3(\alpha\omega)^2(\rho - \rho_0)}$.

Задача D4.4. Дисперсная коллоидная система находится в поле силы тяжести при температуре T . При подъеме на высоту Δh концентрация коллоидных частиц уменьшается в α раз. Плотность растворителя ρ_0 , плотность коллоидных частиц ρ . Определить радиус r_0 коллоидных частиц.

Ответ: $r_0 = \left[\frac{2k_B T \ln \alpha}{4\pi(\rho - \rho_0)g\Delta h} \right]^{1/3}$.

Задача D4.5. Цилиндрический сосуд, имеющий длину $\ell = 1$ м, заполнен углекислым газом CO_2 при температуре $T = 273$ К и движется с ускорением $a = 20$ м/с вдоль своей оси. Во сколько раз отличается давление газа на противоположные торцы цилиндра?

Ответ: $p_2/p_1 = \exp \left[\frac{Ma\ell}{RT} \right] \approx 1 + \frac{Ma\ell}{RT} = 1,0004$.

Задача D4.6. В однородном поле при температуре T находятся частицы, не взаимодействующие друг с другом (за исключением абсолютно упругих ударов). Вдоль направления поля на расстоянии h концентрации молекул отличаются в α раз. Определить силу, действующую на частицы со стороны поля.

Ответ: $F = \frac{k_B T}{h} \ln \alpha$

1.19 Problems about Maxwell distribution, 3

O1-7.1

Найти отношение числа молекул водорода n_1 , скорости которых лежат в пределах от 3000 до 3010 м/с, к числу молекул n_2 , имеющих скорости в пределах от 1500 до 1510 м/с, если температура водорода 300°C.

7.

$$1. \frac{n_1}{n_2} = \frac{v_1^2}{v_2^2} \exp \left[\frac{\mu(v_2^2 - v_1^2)}{2RT} \right] \approx 0,98, \text{ где } \mu - \text{молярная масса газа.}$$

O1-7.2

Исходя из распределения Максвелла, найти средний квадрат x -компоненты скорости молекул газа. Найти отсюда среднюю кинетическую энергию, приходящуюся на одну степень свободы поступательного движения молекулы газа.

7.

$$2. \overline{v_x^2} = \frac{kT}{m}; \quad \overline{mv_x^2} = \frac{kT}{2}.$$

Средний квадрат кинетической энергии газа (?)

(пока не уверен, потом напишу)

Solution

(???)

Средняя 3-я степень кинетической энергии газа (?)**Solution**

(???)

O1-7.3

Найти наиболее вероятную v_m , среднюю $\bar{v}$ и среднюю квадратичную $\bar{v}_{\text{КВ}}$ скорости молекул хлора при температуре 227°C.

7.

$$3. v_m = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = 342 \text{ м/с}; \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} = 1,13v_m = 386 \text{ м/с}; \\ \bar{v}_{\text{КВ}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} = 1,23v_m = 420 \text{ м/с}.$$

O1-7.4

При какой температуре средняя квадратичная скорость молекул кислорода равна таковой же скорости молекул азота при температуре 100°C?

7.

$$4. t = 153^\circ\text{C}.$$

O1-7.5

Показать, что если за единицу скорости молекул газа принять наиболее вероятную скорость, то число молекул, абсолютные значения скоростей которых лежат между v и $v + dv$, не будет зависеть от температуры газа.

Solution

(???)

O1-7.6

Как зависит от давления средняя скорость молекул идеального одноатомного газа при адиабатическом сжатии или расширении?

7.

6. $\bar{v} \propto P^{1/5}$.

O1-7.7.

Написать выражение для среднего числа dN молекул газа, кинетические энергии которых заключены между ε и $\varepsilon + d\varepsilon$.

7.

7. $dN = 2\pi N (\pi kT)^{-3/2} \sqrt{\varepsilon} \exp[-\varepsilon/(kT)] d\varepsilon$.

O1-7.8

Найти наивероятнейшее значение кинетической энергии ε поступательного движения молекул газа, т. е. такое значение ε_m , при котором в фиксированном интервале энергии $d\varepsilon$ в газе находится максимальное число молекул.

7.

8. $\varepsilon_m = kT/2$.

O1-7.9 Максимум молекул в интервале скоростей

При каком значении температуры число молекул, находящихся в пространстве скоростей в фиксированном интервале $(v, v + dv)$, максимально?

7.

9. $T = mv^2/(3k)$.

O1-7.10 Скорость между двумя половинами молекул (??)

Вычислить скорость $v_{1/2}$ теплового движения молекулы газа, определяемую условием, что половина молекул движется со скоростью, меньшей, чем $v_{1/2}$, а другая половина - со скоростью, большей, чем $v_{1/2}$.

7.

10* $v_{1/2} = 1,088 \sqrt{2kT/m}$.

Решение. Искомая скорость определяется из уравнения

$$\Phi(x) = x \frac{d\Phi}{dx} = \frac{1}{2}$$

где Φ - интеграл вероятности ошибок:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-\xi^2} d\xi$$

а $x^2 = mv_{1/2}^2/(2kT)$. Уравнение нетрудно решить, пользуясь таблицами функции $\Phi(x)$ и ее производной $\Phi'(x)$.*) Таким путем находим $x = 1,088$ и получаем ответ.

О1-7.11 среднее значение обратной величины скорости молекулы (????)

Найти среднее значение обратной величины скорости молекулы в газе.

7.

$$11. \overline{v^{-1}} = \sqrt{\frac{2m}{\pi kT}} = \frac{4}{\pi \bar{v}}.$$

О1-7.12 Число молекул, которые имеют перпендикулярные и параллельные компоненты в некоторых интервалах (???)

Найти среднее число молекул, компоненты скорости которых, параллельные некоторой оси, лежат в интервале $(v_{\parallel}, v_{\parallel} + dv_{\parallel})$, а абсолютные значения перпендикулярной составляющей скорости заключены между $v_{\perp}$ и $v_{\perp} + dv_{\perp}$

7.

12. Решение. Искомое число молекул dN равно среднему числу скоростных точек в элементе объема пространства скоростей, заключенном между двумя коаксиальными цилиндрами с радиусами $v_{\perp}$ и $v_{\perp} + dv_{\perp}$ и высотой $dv_{\parallel}$. Объем этого элемента равен $d\omega = 2\pi v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel}$, а среднее число скоростных точек в нем

$$dN = f d\omega = 2\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT}\right) v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel}$$

(думаю, точно такое должен я решать, если понимаю тему.)

О1-7.13

Во сколько раз изменится число молекул идеального двухатомного газа в малом интервале скоростей Δv с центром в наиболее вероятной скорости v_m ($\Delta v \ll v_m$) при адиабатическом увеличении объема в два раза?

7.

$$13. \frac{dN''}{dN'} = \left(\frac{V''}{V'} \right)^{(\gamma-1)/2} \approx 1,15.$$

14, 15, 16

7.

14. $\alpha = \exp[-eV/(kT)]$, где e - заряд электрона (по абсолютной величине). 1) $\alpha = 13,5\%$; 2) $\alpha = 1,8\%$.

7.

$$15. v = 2\pi R^2 n / \delta \approx 660 \text{ м/с.}$$

7.

16. $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}.$

O1-7.17.

Стационарный точечный источник, находящийся в вакууме, непрерывно и изотропно Рис. 419 испускает частицы массой m , скорости которых имеют максвелловское распределение, соответствующее температуре источника T . Считая, что, разлетаясь, частицы не сталкиваются, найти их концентрацию на расстоянии r от источника. Источник испускает v частиц в секунду.

7.

17. $n(r) = \frac{v}{4\pi r^2} \sqrt{\frac{2m}{\pi kT}}.$

O1-7.18

В центре сферы радиусом R в некоторый момент времени создается N молекул газа, скорости которых имеют максвелловское распределение, соответствующее температуре T . Затем молекулы разлетаются без столкновений и оседают на стенках сферы. Найти плотность j потока молекул вблизи поверхности сферы как функцию времени. Определить момент времени t_0 , когда поток максимален, и найти скорость молекул v_0 , подлетающих к стенке в этот момент,

7.

18. $j = \frac{NR}{t^4} \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mR^2}{2kTt^2}\right); \quad t_0 = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{m}{kT}}; \quad v_0 = 2\sqrt{\frac{kT}{m}}.$

O1-7.19*.

Выразить число молекул z , ударяющихся о квадратный сантиметр стенки сосуда в одну секунду, через среднюю скорость движения газовых молекул, если функция распределения молекул по скоростям изотропна (т. е. зависит только от абсолютного значения скорости молекулы, но не от ее направления). Рассмотреть частный случай максвелловского распределения

7.

19. $^*z = n\bar{v}/4.$

Решени е. Рассмотрим сначала частный случай, когда абсолютные значения скоростей всех молекул одинаковы, но их распределение по скоростям изотропно. В этом случае число молекул в 1 см^3 , направления скоростей которых лежат внутри телесного угла $d\Omega$, будет $dn = n d\Omega/(4\pi)$, где n - число молекул в 1 см^3 . Рассмотрим молекулы, ударяющиеся об 1 см^2 стенки и подлетающие к ней с углами падения между θ и $\theta + d\theta$. Для них

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta, \quad dn = n \sin \theta d\theta/2$$

Число ударов молекул рассматриваемого типа об 1 см^2 стенки в 1 с будет

$$dz = nv \sin \theta \cos \theta d\theta/2$$

Интегрируя это выражение в пределах от 0 до $\pi/2$, найдем $z = nv/4$.

*) См. любую книгу по специальным функциям. Например, Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. - М.: Наука, 1970. Гл. 21.

Если абсолютные скорости молекул различны, то молекулы следует разбить на группы с практически одинаковыми значениями скоростей. Таким путем легко получить

$$z = n\bar{v}/4 \quad (*)$$

где $\bar{v}$ - средняя скорость молекул. Для максвелловского распределения

$$z = \frac{n}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} = \frac{P}{\sqrt{2\pi m kT}}.$$

20,21

7.

$$20. z = n \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}}.$$

7.

$$21. dP = \frac{4\pi}{3} mn \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^4 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv; \quad v_0 = 2\sqrt{\frac{kT}{m}}.$$

O1-7.22

Записать выражение для среднего числа молекул идеального газа dN , ударяющихся ежесекундно о квадратный сантиметр стенки сосуда, скорости которых по абсолютной величине заключены между v и $v + dv$. Найти значение скорости v_0 , при котором величина dN максимальна, если ширина интервала dv постоянна. Число молекул газа в единице объема равно n , температура газа T .

7.

$$22. dN = \pi n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} v^3 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) dv; \quad v_0 = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

O1-7.23 Энергия ударяющихся молекул (?)

Найти полную кинетическую энергию E молекул одноатомного газа, ударяющихся о квадратный сантиметр стенки в единицу времени. Задачу решить сначала в общем виде для изотропной функции распределения, а затем применить результат к частному случаю максвелловского распределения.

7.

$$23. \text{ Для изотропного распределения } E = mn \langle v^3 \rangle / 8; \text{ для максвелловского распределения } E = n \sqrt{\frac{2k^3 T^3}{m\pi}} = \frac{\pi n m}{16} \langle v \rangle^3, \text{ где } m - \text{масса молекулы, } n - \text{число молекул в } 1 \text{ см}^3.$$

O1-7.24 (!!!!?)

В тонкостенном сосуде, содержащем идеальный газ при температуре T , имеется очень маленькое отверстие, через которое молекулы вылетают в вакуум. Определить среднее значение $\bar{\varepsilon}$ кинетической энергии вылетевшей молекулы в предположении, что за время опыта изменения числа молекул и температуры газа в сосуде пренебрежимо малы.

7.

$$24. \bar{\varepsilon} = 2kT \text{ для одноатомного газа и } 3kT \text{ для двухатомного.}$$

(!!! впишу в 1 часть это тоже!!!)

Важная закономерность, что это $2kT$ для одноатомного ИГ.

Из распределения Максвелла как-то это получается.

(????)

O1-7.25

В тонкостенном сосуде объемом V , стенки которого поддерживаются при постоянной температуре, находится идеальный газ. Сосуд помещен в вакуум. Как будет меняться с течением времени концентрация молекул n газа внутри сосуда, если в его стенке сделать очень малое отверстие площадью S ? Определить время $t_{1/2}$, по истечении которого давление газа внутри сосуда уменьшится в два раза. Считать, что истечение газа происходит настолько медленно, что оно практически не нарушает равновесность состояния во всем сосуде, за исключением малой области вблизи отверстия. Температуру газа в сосуде считать постоянной и равной внешней температуре.

7.

$$25^* t_{1/2} = \tau \ln 2$$

Решение. Если отверстие S очень мало, то распределение скоростей исказится очень мало, т. е. останется изотропным и максвелловским. По формуле (*) (см. решение задачи 7.19)

$$d(Vn) = -\frac{S\bar{v}dt}{4}$$

Интегрируя это уравнение, получаем $n = n_0 e^{-t/\tau}$, где $\tau = 4V/(S\bar{v})$. Отсюда следует ответ.

O1-7.26

Откачанный тонкостенный сосуд, стенки которого поддерживаются при постоянной температуре, погружен в атмосферу идеального газа, поддерживаемого при той же температуре, с постоянной концентрацией молекул n_0 . Как будет меняться с течением времени концентрация молекул газа внутри сосуда, если в его стенке - сделать очень малое отверстие?

7.

26. $n = n_0 (1 - e^{-t/\tau})$. Обозначения такие же, как и в предыдущей задаче.

27, 28

7.

$$27. t = \frac{4V}{S\bar{v}} \ln \frac{P_0 - P_1}{P_0 - P_2} \approx \frac{4V}{S\bar{v}} \frac{P_2 - P_1}{P_0} \approx 1,17 \text{ с};$$

$$t_{1/2} = \frac{4V}{S\bar{v}} \ln 2 \approx 6,2 \cdot 10^4 \text{ с} = 17 \text{ ч}.$$

7.

28* Решение. Уравнения баланса для молекул азота:

$$\frac{dN_a^{(1)}}{dt} = -\frac{1}{4} \frac{S\bar{v}_a}{V} (N_a^{(1)} - N_a^{(2)}), \quad \frac{dN_a^{(2)}}{dt} = -\frac{1}{4} \frac{S\bar{v}_a}{V} (N_a^{(2)} - N_a^{(1)})$$

где $N_a^{(1)}$ и $N_a^{(2)}$ - числа молекул азота в первой и во второй половинах сосуда. Так как $N_a^{(1)} + N_a^{(2)} = N_a = \text{const}$, то первое уравнение приводится к виду

$$\frac{dN_a^{(1)}}{dt} = -\frac{S\bar{v}_a}{2V} \left(N_a^{(1)} - \frac{N_a}{2} \right)$$

Интегрируя его с использованием начального условия $N_a^{(1)} = N_a$ при $t = 0$, а затем определяя $N_a^{(2)}$ из соотношения $N_a^{(2)} = N_a - N_a^{(1)}$, получим

$$N_a^{(1)} = \frac{N_a}{2} \left[1 + \exp \left(-\frac{S\bar{v}_a t}{2V} \right) \right], \quad N_a^{(2)} = \frac{N_a}{2} \left[1 - \exp \left(-\frac{S\bar{v}_a t}{2V} \right) \right]$$

Аналогично, для молекул кислорода:

$$N_K^{(1)} = \frac{N_K}{2} \left[1 - \exp \left(-\frac{S\bar{v}_K t}{2V} \right) \right], \quad N_K^{(2)} = \frac{N_K}{2} \left[1 + \exp \left(-\frac{S\bar{v}_K t}{2V} \right) \right].$$

Так как начальные значения давления в обоих сосудах одинаковы, то $N_a = N_K = N$. Давление в первой половине сосуда:

$$P_1 = \frac{1}{V} (N_a^{(1)} + N_K^{(1)}) kT = P \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\exp \left(-\frac{S\bar{v}_a t}{2V} \right) - \exp \left(-\frac{S\bar{v}_K t}{2V} \right) \right] \right\}$$

Давление во второй половине сосуда:

$$P_2 = P \left\{ 1 + \frac{1}{2} \left[\exp \left(-\frac{S\bar{v}_K t}{2V} \right) - \exp \left(-\frac{S\bar{v}_a t}{2V} \right) \right] \right\}.$$

При $t = 0$ и $t = \infty$ из последних двух уравнений следует $P_1 = P_2 = P$, как и должно быть.

O1-7.29

Полностью откачанный герметический сосуд помещен в атмосферу, состоящую из смеси двух газов, молекулярные массы которых относятся как 1 : 4, а отношение концентраций (т. е. числа молекул в единице объема) равно α . Смесь газов вне сосуда поддерживается при постоянном давлении и температуре. В стенке сосуда оказалось малое отверстие, через которое оба газа стали очень медленно натекают в сосуд. Определить максимальное и минимальное значения отношений концентраций легкой и тяжелой компонент газовой смеси в моменты времени, когда достигаются эти значения.

7.

29. Решение. Поступая, как в задаче 7.26, для отношений концентрации легкой и тяжелой компонент внутри сосуда, найдем

$$\beta = \alpha \frac{1 - e^{-t/\tau_1}}{1 - e^{-t/\tau_2}}$$

где индекс 1 относится к легкой, а индекс 2 - к тяжелой компонентам. Времена τ_1 и τ_2 связаны соотношением $\tau_2/\tau_1 = 2$. Учитывая это, найдем, что производная $d\beta/dt$ обращается в нуль, когда

$$e^{-t/\tau_2} = \sqrt{2} - 1$$

и следовательно, когда $\beta = \alpha\sqrt{2}$. Однако этому случаю соответствует не максимум и не минимум на кривой $\beta = \beta(t)$, а точка перегиба. Максимальное и минимальное значения величина β принимает на концах временного интервала $(0, \infty)$. При $t = 0$ получается максимум: $\beta_{\max} = \alpha\tau_2/\tau_1 = 2\alpha$, при $t = \infty$ минимум: $\beta_{\min} = \alpha$.

O1-7.30

Полностью откачанный тонкостенный герметический сосуд помещен в атмосферу кислорода, поддерживаемого при постоянной температуре и невысоком давлении P . В стенке сосуда оказалось малое отверстие, через которое окружающий кислород стал нтекать в сосуд. Через час давление газа в сосуде повысилось от нуля до $P/2$. Какое давление было бы в том же сосуде через то же время, если бы после откачки сосуд был помещен в атмосферу водорода при тех же значениях давления и температуры?

7.

30. $15P/6$

O1-7.31

Тонкостенный сосуд объемом V , наполненный идеальным газом, поддерживается при постоянной температуре T . В стенке сосуда имеется маленькое отверстие площадью S , через которое молекулы газа вылетают в вакуум. Какое количество тепла $Q = Q(t)$ надо подводить к сосуду в единицу времени для поддержания в нем постоянной температуры?

7.

$$31^* Q = \frac{kT}{8} S \bar{v} n_0 e^{-t/\tau}.$$

Решение. Уравнение баланса энергии:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{8} nm S \bar{v}^3 + Q$$

Уравнение баланса числа частиц:

$$V \frac{dn}{dt} = -\frac{1}{4} n S \bar{v}$$

По условию средняя энергия, приходящаяся на одну частицу, постоянна: $E/(Vn) = \text{const.}$ Отсюда $dE = \omega dn/n$. Исключая dE и dn , получаем

$$\frac{E}{Vn} = \frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{m\overline{v^3}}{\bar{v}} - \frac{4Q}{nS\bar{v}}.$$

откуда

$$Q = \frac{m}{8} \left(\frac{\overline{v^3}}{\bar{v}} - \overline{v^2} \right) nS\bar{v}$$

Для максвелловского распределения

$$Q = \frac{kT}{8} S\bar{v}n = \frac{kT}{8} S\bar{v}n_0 e^{-t/\tau},$$

где $\tau = 4V/(S\bar{v})$.

O1-7.32

В тонкостенном сосуде, помещенном в вакуум, имеется очень малое отверстие, на которое извне направляется параллельный пучок одноатомных молекул, летящих с одной и той же скоростью v_0 , перпендикулярной к плоскости отверстия. Концентрация молекул в пучке равна n_0 . Найти среднюю скорость $\bar{v}$, концентрацию молекул n и температуру T газа в сосуде в установившемся равновесном состоянии.

7.

32*

$$\bar{v} = v_0 \sqrt{2/\pi}; \quad n = n_0 \sqrt{8\pi}; \quad T = mv_0^2/(4k)$$

Решение. Из-за столкновений молекул со стенками сосуда и между собой внутри сосуда устанавливается максвелловское распределение скоростей. Условия сохранения числа частиц и кинетической энергии газа в сосуде имеют вид

$$n_0 v_0 = \frac{n\bar{v}}{4}, \quad \frac{n_0 m v_0^3}{2} = \frac{n m \pi \bar{v}^3}{16}$$

Отсюда находим ответ.

33, 34

7.

$$33. v_0 = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = v_{\text{KB}}.$$

7.

$$34. v_0 = \sqrt{\frac{5kT}{m}} = \sqrt{\frac{5}{3}} v_{\text{KB}}.$$

O1-7.35

В тонкостенном сосуде, содержащем идеальный газ при давлении P , имеется маленькое круглое отверстие радиусом r , через которое молекулы газа вылетают в вакуум. На расстоянии L от отверстия находится круглый диск радиусом R ($R \gg r$), так что плоскость диска параллельна плоскости отверстия и центры диска и отверстия лежат на прямой, перпендикулярной плоскости отверстия. Определить силу F , действующую на диск. Считать, что все частицы прилипают к диску.

7.

$$35. F = \frac{\pi r^2 P}{2} (1 - \cos^3 \theta_0), \text{ где } \theta_0 = \frac{L}{\sqrt{L^2 + R^2}}.$$

36,37

7.

$$36. \frac{\Delta n}{n} = (1 + x_0) e^{-x_0} \approx 10^{-38}, \text{ где } x_0 = \frac{mv_{2k}^2}{2kT} \approx 100.$$

7.

$$37. \omega = \frac{2\pi}{R} \sqrt{\frac{3k'T}{m}}; \quad v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}.$$

O1-7.38

Кроме ракет со сравнительно широким соплом, обеспечивающим адиабатичность истечения, в принципе возможна ракета другого типа, в которой газ вытекает сквозь множество отверстий, размер которых мал по сравнению с длиной свободного пробега. Сравнить силы тяги ракет обоих типов при движении их в вакууме, если в качестве рабочего вещества используется многоатомный идеальный газ. Начальная температура газа и расход топлива в обоих случаях одинаковы.

7.

38. Сила тяги ракет пропорциональна скорости истечения газа, поэтому, если F_1 - сила тяги ракеты обычного типа, а F_2 - второго типа, то

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{\pi}{16}} \approx 0,44$$

O1-7.39

Откачанный тонкостенный теплоизолированный сосуд помещен в атмосферу, состоящую из смеси кислорода и гелия с температурой T_0 , причем парциальные давления гелия и кислорода одинаковы. Эти газы натекают в сосуд через малое отверстие. Найти температуру смеси в сосуде, пока давление в нем мало по сравнению с наружным. Считать, что тепловое равновесие успевает устанавливаться.

7.

$$39. T_{\text{cm}} = 2T_0 \frac{3\sqrt{\mu_{\text{He}}} + 2\sqrt{\mu_{\text{O}_2}}}{5\sqrt{\mu_{\text{He}}} + 3\sqrt{\mu_{\text{O}_2}}} \approx 1,284T_0.$$

O1-7.40 (!?)

Неон вытекает в вакуум из теплоизолированного сосуда через маленькое отверстие. Определить его температуру, когда в сосуде останется половина атомов. Начальные условия газа нормальные. Теплоемкостью сосуда пренебречь.

7.

$$40. T = \frac{T_0}{2^{1/3}} = 217 \text{ K}.$$

7.40 Связать изменение числа частиц и изменение температуры за малое изменение времени и проинтегрировать

O1-7.41

В теплоизолированном сосуде находится воздух при начальной температуре T_0 и давлении P_0 . В сосуде имеется маленькое отверстие, через которое воздух медленно выходит в вакуум. Определить, как будет изменяться температура оставшегося в сосуде газа в зависимости от его давления.

7.

$$41. \frac{T}{T_0} = \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/6}.$$

O1-7.42

Теплоизолированная полость разделяет два сосуда с одним и тем же газом. Температура газа в одном из сосудов $T_1 = 200\text{K}$, в другом $T_2 = 800\text{K}$. Давление в обоих сосудах одинаково и равно $P = 1$ атм. Полость сообщается с сосудами посредством малых отверстий (рис. 421). Оба отверстия одинаковы. Найти давление и температуру, установившиеся внутри полости.

7.

$$42. T_0 - V_1 I_1 T_1 \quad 100 \text{ K} : I_0 = \frac{P}{2} \left[\left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{1/4} + \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{1/4} \right] \approx 1,06 \text{ атм.}$$

7.43. Поршень сместится вверх на 6,75 см.

$$7.44. T(t) = T_0 \left(1 + \frac{S}{6V} \sqrt{\frac{kT_0}{2\pi m}} \right)^2, \quad m - \text{масса молекулы.}$$

1.20 Problems about Maxwell distribution, 4**O1-7.43**

Цилиндрический сосуд, стоящий вертикально (рис. 422), отделен от атмосферы поршнем с массой $M = 1$ кг и площадью $S = 10\text{cm}^2$ с очень мелкими порами; общая площадь сечения пор $\sigma = 0,01\text{cm}^2$. В сосуде находится воздух, температура которого T_1 поддерживается равной 400K . На сколько изменится высота поршня за 10с, если температура окружающего воздуха $T_0 = 300\text{K}$? Воздух считать идеальным газом. Трением поршня о стенки пренебречь. Процесс считать квазистатическим.

O1-7.44

Одноатомный идеальный газ находится в сосуде объемом V с теплоизолированными стенками. В стенке сосуда имеется маленькое отверстие площадью S' , через которое молекулы газа вылетают в вакуум. Предполагая, что размеры отверстия настолько малы, что состояние газа в сосуде в любой момент времени можно рассматривать как равновесное, определить закон изменения температуры газа в сосуде во времени. Начальную температуру газа T_0 и все необходимые параметры газа считать известными. Теплоемкостью стенок сосуда пренебречь. Как качественно изменится результат, если сосуд может свободно перемещаться?

O1-7.45

В замкнутом сосуде находится разреженный идеальный газ под давлением P . В стенке сосуда сделано малое отверстие площадью b . Определить реактивную силу F , испытываемую сосудом при истечении газа через отверстие.

7.

$$45. F = 10/ :$$

$$7.46. v = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{\frac{2}{3} \langle v_{\text{rms}}^2 \rangle} = 2,15 \text{ км/с.}$$

7.

$$49. \frac{n_{11}}{n_{11}} = \sqrt{\quad}$$

O1-7.46

Измерение спектра скоростей медленных нейтронов осуществляется при помощи монохроматора и расположенного за ним детектора. Монохроматор формирует одинаковые по длительности импульсы нейтронов со скоростями в интервале $(v, v + \Delta v)$, причем ширина его Δv постоянна ($\Delta v \ll v$). Нейтроны регистрируются детектором с использованием реакции, сечение которой $\sigma \propto 1/v$. Полагая распределение скоростей нейтронов внутри источника максвелловским со среднеквадратичной скоростью $v_{\text{Кв}} = 3 \text{ км/с}$, найти величину v , при которой регистрируется максимальное число нейтронов.

Solution.

$$7.46. \quad v = \sqrt{2hI} \int_{-1}^1 (n_{n+1})$$

O1-7.47

Изотопы урана ^{235}U и ^{238}U разделяют, помещая газообразный фторид урана в центрифугу. На оси центрифуги концентрация обоих газов поддерживается постоянной с помощью внешнего источника. Максимальная скорость на периферии центрифуги $v = 500 \text{ м/с}$. Во сколько раз изменится отношение концентраций изотопов урана, если опыт Проводить не при температуре $T_1 = 300 \text{ К}$, а при $T_2 = 600 \text{ К}$?

Solution.

(там плохо пдф создан по задачику, рукой впишу потом решение)

50

7.

$$50. \quad \alpha = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ h & & \end{pmatrix} \dots' \begin{pmatrix} 1 \\ h1 \end{pmatrix}$$

$$7.51.* \quad P \approx 6,4 \cdot 10^{-12} \text{ мм рт. ст.}$$

Решение. Скорость испарения определяется выражением

$$\frac{4mm''}{4}$$

где n — концентрация атомов насыщенного пара вольфрама. Его давление

$$1 \cdot \frac{1}{i'} \frac{1mm^2}{v^2} \approx 4$$

При максвелловском приближении

где A — относительн, . тельно получаем

$$1 \cdot \pi \sqrt{2n/i} l$$

Подставив сюда численные значения, найдем для давления насыщенного пара вольфрама при $T = 2700 \text{ К}$: (1%)

$$l = x_1; \quad 11 \text{ ||''|| } 111 / \text{ м }^2 \approx 11,4 \cdot 10^{-12} \text{ мм рт. ст.}$$

$$7.52. \quad \frac{dM}{dt} = P \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2RT}\right), \text{ где } \mu — \text{молярная масса.}$$

$$7.53. \quad \frac{dM}{dt} = vSP_0 \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \left(1 + \frac{P_0}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\mu v^2}{2RT}\right) \approx 5,1 \text{ г/с.}$$

O1-7.54

Найти изменение энтропии 64 г кислорода, если в результате некоторого процесса число ударов молекул об 1 см^2 стенки сосуда за 1 с увеличилось в 4 раза, а полная кинетическая энергия этих молекул при этом выросла в 16 раз.

7.

54. $\Delta S = 8R \ln :$

O1-7.55

Как изменится число ударов v молекул газа об 1см^2 стенки сосуда за 1 с, если объем газа адиабатически увеличится в два раза? Газ идеальный двухатомный.

7.

55. $\frac{v_2}{v_1} = 0,435.$

O1-7.56

Как изменится частота ударов о стенку молекул углекислого газа, если его объем увеличить в 10 раз по политропе с теплоемкостью, равной $8,31 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К})$?

7.

56. Уменьшится примерно в 17,8 раз.

O1-7.57.

Азот расширили по некоторому политропическому процессу. При этом оказалось, что частота ударов молекул о стенку осталась постоянной. Какова теплоемкость при этом процессе?

7.

57. $C = 3R.$

O1-7.58

Во сколько раз изменится полная кинетическая энергия молекул двухатомного газа, ударяющихся об 1 см^2 стенки сосуда за 1 с, если объем газа адиабатически увеличится в два раза?

7.

58. Уменьшится в 3 раза.

O1-7.59

Найти изменение энтропии моля одноатомного идеального газа при расширении до удвоенного объема. Число молекул, ударяющихся об 1 см^2 стенки сосуда, при расширении остается неизменным.

7.

59. $\Delta S = 4R \ln 2.$

O1-7.60

Найти изменение энтропии моля идеального газа при увеличении давления в два раза, если при этом кинетическая энергия молекул газа, ударяющихся об 1см^2 стенки сосуда, также увеличивается в два раза.

7.

60. $\Delta S = -R \ln 2$.

O1-7.61

В сосуде объемом V находится N молекул при температуре T . При соударении со стенкой сосуда каждая молекула может прилипнуть к стенке с вероятностью $\beta = \text{const} \ll 1$, если энергия молекулы меньше E_0 . Молекулы с энергией, большей E_0 , не прилипают к стенкам вообще. Определить количество молекул газа n , осаждающихся на стенках сосуда в единицу времени, если площадь этих стенок равна S .

7.

61. $n = \frac{1}{4} \beta S \frac{N}{V} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \left[1 - \left(1 + \frac{E_0}{kT} \right) \exp \left(-\frac{E_0}{kT} \right) \right]$.

O1-7.62

Частицы с одинаковыми массами m с равной вероятностью имеют любую скорость v_x в интервале $(-v_0, v_0)$. Равновероятны ли их энергии? Написать законы распределения: по скоростям $dw_1(v_x)$ и по энергиям $dw_2(\mathcal{E})$. Найти $\langle v_x \rangle$, $\langle |v_x| \rangle$, $\langle v_x^2 \rangle$.

7.

62. $dw_1(v_x) = \frac{dv_x}{2v_0}$; $dw_2(E) = \frac{dE}{2v_0\sqrt{2mE}}$; $\langle v_x \rangle = 0$; $\langle |v_x| \rangle = \frac{v_0}{2}$; $\langle v_x^2 \rangle = \frac{v_0^2}{3}$.

63, 64, 65, 66, 67, 68

7.

63. $dN_{v_0} = \frac{1}{4} \pi n R^2 \frac{dv}{v_{\max} - v_{\min}} \left(v_0 + \frac{v_0^2}{v_0} \right)$.

7.

64. $\Phi \sim \varepsilon_{\text{гран}}^2 - (mgh)^2$; $H = \frac{\varepsilon_{\text{гран}}}{mg} \approx \frac{v_{\text{гран}}^2}{2g} \approx 5 \text{ m}$.

7.

65. $\alpha = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \sin^3 \varphi \approx 2 \cdot 10^{-8}$.

7.

66. $S = \frac{4V}{v\tau} \approx 0,8 \text{ mm}^2$.

7.

67. $v_{\max} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$; $\bar{v} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi kT}{2m}}$.

7.

$$68. \mu_{\max} = \frac{3RT}{v^2} = 25 \text{ г/моль}; N = N_A \left(\frac{\mu_{\max}}{2\pi RT} \right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp \left(-\frac{\mu_{\max} v}{2RT} \right) \Delta v = 1,1 \cdot 10^{21}, \text{ где } v = 1000 \text{ м/с.}$$

O1-7.69

В сосуде находятся по 1 молю гелия ($\mu_1 = 4 \text{ г/моль}$) и азота ($\mu_2 = 28 \text{ г/моль}$). При какой температуре число молекул со скоростями от 999 до 1001 м/с одинаково для обоих газов? Чему равно это число?

7.

$$69. T = \frac{(\mu_2 - \mu_1)v^2}{3R \ln(\mu_2/\mu_1)} = 495 \text{ К}; N = N_A \left(\frac{\mu}{2\pi RT} \right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp \left(-\frac{\mu v^2}{2RT} \right) \Delta v = 5,7 \cdot 10^{20}, v = 1000 \text{ м/с.}$$

O1-7.70

Определить, во сколько раз изменится доля молекул водорода, которые имеют скорость, отличающуюся от наиболее вероятной скорости не более, чем на $\pm 3 \text{ м/с}$, при уменьшении температуры газа от 600 К до 400 К? Газ считать идеальным.

7.

$$70. \frac{\delta_2}{\delta_1} = \sqrt{\frac{T_1}{T_2}} \simeq 1,2, \text{ где } \delta = \frac{\Delta N}{N} = \frac{2}{\epsilon} \sqrt{\frac{2\mu}{\pi RT}} \Delta v.$$

O1-7.71

После обработки результатов измерения распределения атомов по абсолютным значениям скорости в парах ^{108}Ag выяснилось, что в интервалах скоростей $v_1 = 303 \pm 1 \text{ м/с}$ и $v_2 = 606 \pm 1 \text{ м/с}$ имелось одинаковое количество атомов. Определить температуру паров ^{108}Ag .

7.

$$71. T = \frac{\mu(v_2^2 - v_1^2)}{4R \ln(v_2/v_1)} = 1290 \text{ К.}$$

O1-7.72

Электроны, движущиеся в тонком поверхностном слое, могут рассматриваться как двумерный идеальный газ. Определить, какая максимальная доля таких электронов может сохранить свои скорости при увеличении температуры $n = 1,5$ раза.

7.

$$72. \alpha = 1 - \exp \left(-\frac{mv_0^2}{2\pi k T n} \right) + \exp \left(-\frac{mv_0^2}{2\pi k T} \right) \approx 0,852, \text{ где } v_0^2 = \frac{2\pi k T n \ln n}{m(n-1)}.$$

O1-7.73

Электроны, движущиеся в тонком поверхностном слое, могут рассматриваться как двумерный идеальный газ. Определить, какая минимальная доля таких электронов должна изменить свои скорости при увеличении температуры в $n = 2,5$ раза.

7.

$$73. 1 - \alpha = \exp \left(-\frac{\ln n}{n-1} \right) - \exp \left(-\frac{n \ln n}{n-1} \right) \approx 0,326. \text{ (См. также задачу 7.72.)}$$

O1-7.74

В сосуде находится одноатомный идеальный газ. Среди соударяющихся со стенкой сосуда частиц определить долю α тех из них, энергия которых более, чем в 2 раза, превышает среднюю тепловую энергию частиц.

7.

74. Полное число ударов частиц о 1 см^2 стенки за 1 с (плотность потока) $\nu_0 = A(kT)^2$, плотность потока ударяющихся о стенку частиц, энергия которых $\varepsilon \geq 2\bar{\varepsilon} = 3kT$, $\mathbf{v}_1 = A(kT)^2 \cdot 4e^{-3}$. Искомое $\alpha = \frac{\nu_1}{\nu_0} = 4e^{-3} \approx 0,2$.

O1-7.75

В сосуде находится одноатомный идеальный газ. Среди соударяющихся со стенкой сосуда частиц определить долю β частиц с энергией, превышающей среднюю энергию, с которой частицы вылетали бы через малое отверстие в стенке.

7.

75. $\beta = 3e^{-2} = 0,406$. (См. также задачу 7.74).

76

7.

76. 1) $\frac{\Phi(t_0/2)}{\Phi(t_0)} = 8e^{-9/2}$; 2) $\frac{\Phi(2t_0)}{\Phi(t_0)} = e^{9/8}/8 = 0,385$.

O1-7.77

В тонкостенном сосуде, содержащем одноатомный идеальный газ при температуре T , имеется небольшое круглое отверстие, через которое атомы газа вылетают в вакуум. Размеры отверстия малы по сравнению с длиной свободного пробега. Атомы газа имеют массу m , и в каждый момент времени их скорость описывается максвелловским распределением. 1) Определить наивероятнейшее значение скорости атомов, покидающих сосуд. 2) Определить среднюю по модулю скорость атомов в пучке, вылетающих из отверстия.

указание

$$\int_0^\infty x^{2n} \exp(-ax^2) dx = \frac{1}{2a^n} \frac{(2n-1)!!}{2^n} \sqrt{\frac{\pi}{a}}.$$

7.

77. $\frac{v_0}{v_{\max}} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1,22$, где $v_0 = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$, $v_{\max} = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$.

O1-7.78

Если кинетическая энергия молекул $\varepsilon \geq \varepsilon_\pi = 0,84 \text{ эВ}$, то при их столкновении с твердой поверхностью на ней происходят химические реакции. Оценить, во сколько раз изменится число молекул, прореагировавших в единицу времени, при увеличении температуры газа от $T_0 = 300\text{К}$ до $T_1 = 320\text{К}$. Концентрация молекул постоянна, распределение молекул по скоростям максвелловское.

7.

78. $\frac{\alpha(\varepsilon_\pi, T_1)}{\alpha(\varepsilon_\pi, T_0)} = \frac{T_0}{T_1} \exp\left(\frac{\varepsilon_\pi}{kT_0} - \frac{\varepsilon_\pi}{kT_1}\right) \approx 7$, где $\alpha(\varepsilon_n, T) = \left(1 + \frac{\varepsilon_n}{kT}\right) e^{-\varepsilon_n/(kT)}$.

O1-7.79

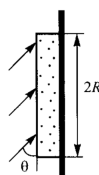
В сосуде при температуре 300К находятся равные количества двух газов с одинаковыми молярными массами. Если кинетическая энергия молекул превышает порог ($\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{п}}$), то при их столкновении с твердой поверхностью на ней происходят химические реакции. Оценить, во сколько раз отличаются числа реакций в единицу времени для молекул 1-го и 2-го газов, если пороговые энергии реакций для них равны $\varepsilon_{\text{п1}} = 0,63$ эВ и $\varepsilon_{\text{п2}} = 0,84$ эВ. Распределение молекул по скоростям максвелловское.

7.

$$79. \frac{\alpha(\varepsilon_{\text{п2}}, T)}{\alpha(\varepsilon_{\text{п1}}, T)} \approx \frac{\varepsilon_{\text{п2}}}{\varepsilon_{\text{п1}}} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{\text{п2}} - \varepsilon_{\text{п1}}}{kT}\right) \approx 5 \cdot 10^{-4}.$$

O1-7.80.

Тонкая пористая круглая пластинка радиусом $R = 1$ см облучается с одной стороны направленным по $2R$ током атомов гелия, летящих под углом $\theta = 45^\circ$ к ее поверхности (рис. 425).



Концентрация молекул в потоке $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, скорость $v_0 = 1000 \text{ м/с}$. Противоположная сторона пластинки закрыта плотной перегородкой. При попадании на пластинку треть атомов, $\alpha = 1/3$, отражается от ее поверхности зеркально. Остальные проникают внутрь и, после некоторого блуждания по порам пластинки, вылетают наружу с той же стороны в случайном направлении, имея максвелловское распределение по скоростям, соответствующее температуре пластинки $T = 300 \text{ К}$. Какую мощность следует подводить к пластинке для поддержания ее температуры постоянной? Излучение пластинки не учитывать.

7.

80.

7.80 При переизлучении скорости молекул распределены по Максвеллу, поэтому надо бы найти какую энергию они приносят и какую уносят, а эту разницу и надо подводить

$$N = \pi R^2 (1 - \alpha) n_0 v_0 \sin \theta \cdot 2kT \left(1 - \frac{\mu v_0^2}{4RT}\right) \approx 0,73 \text{ мВт}.$$

O1-7.81

В откачанном до высокого вакуума сосуде проделано круглое отверстие радиусом $R = 1 \text{ мм}$, малое по сравнению с размерами сосуда. На него снаружи под углом $\theta = \pi/6$ к поверхности падает направленный поток атомов гелия, летящих со скоростью $v_0 = 600 \text{ м/с}$. Концентрация частиц в потоке $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Стенки сосуда поддерживаются при постоянной температуре $T = 300 \text{ К}$. Найти установившуюся концентрацию частиц в сосуде и мощность, которую надо подводить к сосуду для поддержания его температуры постоянной. Излучение не учитывать.

7.

$$81. n_{\text{уст}} = n_0 v_0 \sin \theta \sqrt{\frac{2\pi\mu}{RT}} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}; \quad N = \pi R^2 n_0 v_0 \sin \theta \cdot 2kT \times \left(1 - \frac{\mu v_0^2}{4RT}\right) = 6,7 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}.$$

O1-7.82

В демонстрационном опыте тонкостенную пористую колбу объемом $V = 100 \text{ см}^3$, заполненную азотом N_2 , помещают в сосуд значительно большего объема с гелием He , находящимся при том же давлении. Суммарная площадь поперечного сечения пор стенок колбы $S = 0,01 \text{ см}^2$, поперечные размеры пор меньше длины свободного пробега молекул. Считая процесс изотермическим при $T = 300 \text{ К}$, найти, в какой момент времени давление в колбе будет максимальным.

7.

$$82.. t = \frac{4V}{v_{a3}S\left(\sqrt{\frac{\mu_a}{\mu_r}} - 1\right)} \ln \sqrt{\frac{\mu_{a3}}{\mu_r}} \approx 0,5\text{с, где } v_{a3} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu_{a3}}} = 476 \text{ м/с.}$$

O1-7.83

Тонкостенный бак объемом $V = 100 \text{ дм}^3$, наполненный водородом H_2 , находится на планете, атмосфера которой состоит из углекислого газа CO_2 . В баке возникла щель площадью $S = 10^{-4} \text{ см}^2$, причем ширина щели оказалась меньше длины свободного пробега молекул. Считая процесс изотермическим при $T = 280\text{К}$, найти, через какое время после образования щели давление в баке будет минимальным. Начальное давление водорода равно атмосферному.

7.

$$83. t = \frac{4V}{v_{\text{CO}_2}S\left(\sqrt{\frac{\mu_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{H}_2}}} - 1\right)} \ln \sqrt{\frac{\mu_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{H}_2}}} = 4,56 \cdot 10^4 \text{с} \approx 12,7 \text{ час, где } v_{\text{CO}_2} - \text{средняя скорость молекул } \text{CO}_2 \text{ при температуре } T.$$

1.21 Problems about Boltzmann distribution, 1**O1-8.1 Масса земной атмосферы (???)**

Вычислить массу земной атмосферы.

8.

$$1. M \approx 5,3 \cdot 10^{18} \text{ кг.}$$

O1-8.2 Отношение массы атмосферы к массе планеты

Найти отношение массы атмосферы m к массе планеты M . Гравитационное ускорение на поверхности планеты равно g , атмосферное давление P_0 . Вычислить это отношение для Земли.

8.

$$2. \frac{m}{M} = \frac{4\pi\gamma P_0}{g^2} \approx 0,87 \cdot 10^{-6}.$$

O1-8.3 Атмосфера галактики (???????????)

Галактику можно представить как тонкий однородный диск (цилиндрический слой). Радиус диска $R = 10^{21} \text{ см}$, масса $M = 10^{39} \text{ Г}$. Диск окружен водородной атмосферой, давление которой у поверхности диска вблизи его оси $P_0 = 10^{-16} \text{ дин/см}^2$. Оценить массу атмосферы $m_{\text{атм}}$, если $R \ll \frac{\gamma M}{kT_0/m_p}$, где m_p - масса протона и T_0 - температура в точке, где определено давление P_0 .

Solution

(???)

(?? что за атмосфера галактики?????)

$$8.3. m_{\text{атм}} \approx \frac{\pi P_0 R^4}{\gamma M} \approx 0,5 \cdot 10^{37} \text{ г.}$$

O1-8.4

Теплоизолированный сосуд с идеальным газом подвешен на нити в поле тяжести. Из-за действия силы тяжести плотность газа внизу сосуда больше, чем наверху. Нить пережигают, и сосуд свободно падает. Предполагая, что во время падения успевает установиться термодинамическое равновесие, определить равновесную температуру газа, которая в нем установится при падении.

8.

4. Температура газа не изменится.

Решение. При свободном падении газ находится в состоянии невесомости. Начальное состояние его неравновесное - плотность наверху меньше, чем внизу. Однако средняя кинетическая энергия молекул всюду одинакова. При переходе в равновесное состояние плотности выравниваются. Но полная кинетическая энергия молекул газа, определяющая температуру, остается неизменной. Опыт аналогичен известному опыту Гей-Люссака с расширением газа в пустоту.

O1-8.5

Пользуясь формулой Больцмана, найти среднюю потенциальную энергию $\bar{\varepsilon}_{\text{пот}}$ молекулы газа в земной атмосфере, считая последнюю изотермической (с температурой T), а поле тяжести однородным. Вычислить теплоемкость газа C при этих условиях.

8.

$$5. \bar{\varepsilon}_{\text{пот}} = kT; \quad C = C_p.$$

O1-8.6

Теплоизолированный герметический цилиндрический сосуд высотой H , наполненный газом, подвешен в вертикальном положении в однородном поле тяжести. Температура газа в сосуде везде одинакова и равна T . Найти среднюю потенциальную энергию молекулы газа $\bar{\varepsilon}_{\text{пот}}$.

8.

$$6. \bar{\varepsilon}_{\text{пот}} = \frac{1 - \left(1 + \frac{mgH}{kT}\right) \exp\left(-\frac{mgH}{kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{mgH}{kT}\right)} kT.$$

O1-8.7

В цилиндре предыдущей задачи помещен моль идеального газа с молярной массой μ . Найти теплоемкость этого газа, учитывая влияние поля тяжести и предполагая, что $\mu gH \ll RT$.

8.

$$7. C = C_V + \frac{R}{12} \left(\frac{\mu gH}{RT} \right)^2.$$

O1-8.8

Смесь двух идеальных газов, состоящая из N_1 и N_2 частиц с массами m_1 и m_2 соответственно, заключена в цилиндрический сосуд высотой h , находящийся в поле тяжести. Определить положение центра масс этой смеси z_C , если температура смеси равна T .

8.

$$8. z_C = \frac{(N_1 + N_2)kT - N_1 m_1 \left[\exp\left(\frac{m_1 gH}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} gh}{g(N_1 m_1 + N_2 m_2)} + \frac{N_2 m_2 \left[\exp\left(\frac{m_2 gH}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} gh}{g(N_1 m_1 + N_2 m_2)}.$$

O1-8.9

Вычислить, где больше содержится воздуха: в слое у поверхности Земли толщиной 10 см или в слое толщиной 1 км на высоте 100 км. Считать атмосферу изотермической при $T = 300\text{K}$. Изменением ускорения свободного падения с высотой пренебречь.

8.

9. $\frac{N_0}{N_1} \approx 9,5$ (у поверхности Земли больше).

O1-8.10

Вблизи поверхности Земли концентрация аргона ^{40}Ar составляет 0,9%. Оценить, какой была бы концентрация аргона на высоте, где давление воздуха падает в 10 раз, если бы атмосфера была равновесной и изотермической.

8.

10. 0,376%.

O1-8.11(4 мин) Скорость звука на планете из гелия и азота

Атмосфера планеты, на поверхности которой сила тяжести равна земной, состоит только из гелия и азота ($N_r/N_a = 7$, где N - полное число соответствующих молекул в атмосфере). Найти скорость звука у поверхности такой планеты. Атмосферу считать изотермической с температурой $T = 200\text{K}$, изменением ускорения свободного падения с высотой пренебречь.

Solution

8.11. $v_{\text{зв}} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \simeq 400 \text{ м/с}$, где $\gamma = \frac{3}{2}$, $\mu = 16 \text{ г/моль}$.

Считаем массу через плотность, её - через давление:

$$m = \int_0^\infty \rho(z) dz = \int_0^\infty \frac{\mu P(z)}{RT} dz = \frac{\mu}{RT} \int_0^\infty P_0 \exp\left(-\frac{\mu g z}{RT}\right) dz = \frac{P_0}{g} = \frac{\rho_0 RT}{g\mu}$$

Считаем массы через молярные массы, используем соотношение из условия: так как $m_{He} = \mu_{He} N_{He} m_{N_2} = \mu_{N_2} N_{N_2}$

$$\frac{\mu_{He}}{\mu_{N_2}} = \frac{N_{N_2}}{N_{He}} \Rightarrow m_{He} = m_{N_2} \Rightarrow \left(\frac{\rho_0}{\mu}\right)_{He} = \left(\frac{\rho_0}{\mu}\right)_{N_2} \Rightarrow v_{He} = v_{N_2}$$

То есть число молей одинаково.

Скорость звука получим из средних постоянной адиабаты и молярной массы:

$$\begin{aligned} \langle \mu \rangle &= \frac{v\mu_{He} + v\mu_{N_2}}{v+v} = \frac{1}{2} (\mu_{He} + \mu_{N_2}) = 16 \frac{\text{г}}{\text{моль}} \\ \langle \gamma \rangle &= \frac{\langle C_P \rangle}{\langle C_V \rangle} = \frac{\frac{vC_{P_{He}} + vC_{P_{N_2}}}{v+v}}{\frac{vC_{V_{He}} + vC_{V_{N_2}}}{v+v}} = \frac{C_{P_{He}} + C_{P_{N_2}}}{C_{V_{He}} + C_{V_{N_2}}} = \frac{3}{2} \\ c &= \sqrt{\frac{\langle \gamma \rangle RT}{\langle \mu \rangle}} \approx 400 \frac{\text{м}}{\text{с}} \end{aligned}$$

Если на какой-то высоте скорость звука требуется, то как делать??? отработаю потом - пойму.

Самые обычные формулы и решают задачу. Разве что еще про скорость звука нужно помнить формулу.

O1-8.12

В столбе воды при температуре 20°C взвешены шарообразные частицы смолы радиусом $2,1 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, плотность которых равна $1,19 \text{ г/см}^3$. Отношение концентраций частиц при разности высот $1,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ оказалось равным $100 : 12$. Из этих данных найти число Авогадро, если известна газовая постоянная R .

8.

12. $N \approx 6 \cdot 10^{23}$.**O1-8.13**

Для определения числа Авогадро Ж. Перрен измерял распределение по высоте шарообразных частиц гуммигута, взвешенных в воде. Он нашел, что отношение α числа частиц в слоях, отстоящих друг от друга на расстояние $l = 30$ мкм, равно 2,08. Плотности частиц $\rho = 1,194$ г/см³, воды $\rho_0 = 1$ г/см³. Радиусы частиц $r = 0,212$ мкм. На основании этих данных вычислить число Авогадро N . Температура воды $t = 18^\circ\text{C}$.

Solution

(???)

O1-8.14. Газ в сфере

Сферический сосуд радиусом R , наполненный идеальным газом, расположен в области однородного поля тяжести с ускорением свободного падения g . При какой температуре газа T наиболее вероятное положение молекулы газа будет находиться вблизи горизонтальной плоскости на расстоянии $R/2$ от центра сферы? Масса молекулы газа m .

Solution

Используем больцмановское распределение, нужно просто подставить изменение объема через геометрию и найти экстремум, получаем финальное уравнение.

Пусть z - координата от дна сосуда, тогда:

$$\begin{aligned}
 n(z) &= n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) \\
 dV &= S(z)dz, \quad S(z) = \pi(R^2 - (R-z)^2) = \pi z(2R-z) \\
 N(z) &= n(z)dV = n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) S(z)dz \equiv f(z)dz, \\
 f(z) &:= \pi n_0 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) z(2R-z) = \pi n_0 \exp(-\alpha z) z(2R-z) \\
 \frac{df(z)}{dz} &= n_0 \pi e^{-\alpha z} (2R(1-\alpha z) + z(z\alpha - 2)) \equiv 0, \\
 z_{\max} &= R + \frac{1}{\alpha} - \sqrt{R^2 + \frac{1}{\alpha^2}} \\
 z = R/2 &\Rightarrow \frac{R}{2} = R + \frac{1}{\alpha} - \sqrt{R^2 + \frac{1}{\alpha^2}} \\
 \frac{mg}{kT} &= \frac{4}{3R}
 \end{aligned}$$

Ответ: $T = \frac{3mgR}{4k} \frac{m}{k}$.

Solution для случая вырожденных фермионов (???????).

(??? нужно использовать распр. Ферми, потом подумаю про это. тут нужно по матем подготовиться лучше)

O1-8.15. Газ в конусе

Конический сосуд высотой H , наполненный идеальным газом, расположен в области однородного поля тяжести с ускорением свободного падения g . Ускорение g параллельно оси конуса и направлено к его вершине. При какой температуре T наиболее вероятное положение молекулы газа будет находиться вблизи горизонтальной плоскости на высоте $H/2$? Масса молекулы газа m .

Solution

Используем больцмановское распределение, нужно просто подставить изменение объема через геометрию и вычислить интеграл.

Обозначим угол при вершине 2α ,

$$dV = \pi r^2(z) dz = \pi \operatorname{tg}^2(\alpha) z^2 dz$$

$$dN = A \pi \operatorname{tg}^2(\alpha) \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) z^2 dz$$

$$\int_{z=0}^{z=H} dN = N_0 \quad \Rightarrow \quad A = \frac{N_0}{\pi J \operatorname{tg}^2 \alpha},$$

$$J := \int_0^H z^2 \exp(-\beta z) dz = \frac{2}{\beta^3} \left(1 - e^{-\beta H} \left(1 + \beta H + \frac{1}{2} \beta^2 H^2 \right) \right),$$

$$\beta = \frac{mg}{kT}$$

$$dN_{h \rightarrow \infty} = \frac{N_0}{2} \left(\frac{mg}{kT} \right)^3 \exp\left(-\frac{mgz}{kT}\right) z^2 dz$$

Наиболее вероятное положение молекул определяется из $dN/dz|_{z_{\max.\text{prob.}}} = 0$:

$$z_{\max.\text{prob.}} = \frac{2kT}{mg}$$

(проделаю еще раз потом это преобразование)
Отсюда и ответ для температуры.

01-8.19 Энтропия и выключение двигателя (!!!)

Ракета с теплоизолированной кабиной, представляющей собой цилиндр высотой h , движется с ускорением a в направлении оси цилиндра. Масса воздуха внутри кабины равна M . Как изменится энтропия воздуха в кабине после выключения двигателя? Воздух рассматривать как идеальный газ с молярной массой μ . Считать, что $\mu ah/(RT) \ll 1$, где T - температура воздуха в кабине. Рассмотреть два случая выключения двигателя: 1) мгновенно; 2) квазистатически.

Solution

(???)

01-8.20 Молекула с параллельной Земле скоростью (??)

Вычислить значение компоненты скорости молекулы, параллельной поверхности Земли, $v_{\parallel}$ такое, что в среднем у одной молекулы из всей земной атмосферы наблюдалась бы указанная компонента скорости, превышающая $v_{\parallel}$. При расчетах принять модель изотермической атмосферы, находящейся в однородном поле тяжести с $T = 300\text{K}$, $\mu = 29$ г/моль. Распределение молекул по скоростям максвелловское.

Solution

(?я условие не понял, забью скорее всего на задачу?? пойму условие - перепишу его)

01-8.21

Сосуд разделен перегородкой на две половины. В первой половине находится двухатомный идеальный газ. Вторая откачана. В некоторый момент времени в перегородке открывается небольшое отверстие, и газ начинает вытекать из первой половины во вторую. Вскоре отверстие закрывается. Найти температуру газа во второй половине сосуда после закрытия отверстия. Рассчитать массу газа во второй половине сосуда. Начальная температура газа равна T_0 , давление P_0 , площадь отверстия S , время натекания Δt , молярная масса газа μ . Стенки сосуда и перегородку считать теплонепроницаемыми, их теплоемкостью можно пренебречь.

Solution

(???)

О1-8.22 Сосуд с водой, паром и перегородкой с дыркой

Закрытый сосуд разделен на две равные части вертикальной перегородкой, в верхней части которой имеется очень маленькое отверстие площадью σ . Одна часть наполнена водой до уровня отверстия, уровень воды в другой части находится на расстоянии H ниже отверстия. Система поддерживается при постоянной температуре T . Предполагая площадь отверстия σ настолько малой, что в каждой из частей вода практически находится в равновесии с паром, определить время, в течение которого разность уровней воды уменьшится в два раза. Пар приближенно считать идеальным газом; давление насыщенных паров при температуре T равно P_0 ; площадь основания каждой из частей сосуда равна S .

Solution

(?? хорошая задача!!?)

О1-8.23 Вращающийся цилиндр

Цилиндр радиусом R и длиной H , наполненный химически однородным газом, равномерно вращается в однородном поле тяжести вокруг своей геометрической оси с угловой скоростью ω . Найти распределение концентрации молекул газа внутри цилиндра, если его ось направлена вертикально.

Solution

(??? возможно, по параболе, потому что так и вода распределена?)

О1-8.24 Фильтр масс вращением

Для определения относительных молекулярных масс коллоидальных частиц исследуют распределение их концентрации в поле центробежной силы, возникающей при вращении центрифуги. Найти относительную молекулярную массу μ коллоидальных частиц, если известно, что отношение их концентраций в местах, расположенных от оси центрифуги на расстояниях r_2 и r_1 , равно α . Плотности частиц ρ , растворителя - ρ_0 . Угловая скорость вращения центрифуги ω .

Solution

(???)

О1-8.25 Теплоемкость от вращения (!?)

Найти, на сколько возрастает теплоемкость вращающегося газа по сравнению с теплоемкостью неподвижного газа. Аргон с молярной массой $\mu = 40$ г/моль заполняет цилиндр радиуса $a = 2,5$ см и вращается вокруг оси цилиндра с угловой скоростью $\omega = 2 \cdot 10^3 \text{с}^{-1}$ при температуре $T = 300\text{К}$. Измерения производятся во вращающейся вместе с газом системе отсчета.

Solution (??)

Подсказка: посмотреть на добавку к средней энергии молекул от того, что они находятся во вращении по стандартной формуле для средней энергии распределения.

Переизлучается по Максвеллу (???)

Считаем энергии, разница - тепло, которое нужно подводить (?????)

O1-8.26 Масса белка с помощью вращения

Цилиндрический сосуд радиуса r_0 , заполненный газом с температурой T_0 , вращается в невесомости с угловой скоростью ω вокруг своей оси, и при этом плотность газа около оси вращения равна ρ_0 . Цилиндр затормаживают. Определить установившееся значение плотности газа ρ_1 . Различия в плотности газа в разных частях сосуда при его вращении считать малыми. Измерения производятся во вращающейся вместе с газом системе отсчета.

Solution

(???)

O1-8.32 Энтропия и температура от вращения

В теплоизолированном цилиндрическом сосуде радиусом a при температуре T_0 находится 1 моль идеального газа. Сосуд равномерно вращается с угловой скоростью ω . Затем оболочка сосуда быстро затормаживается. Пренебрегая теплоемкостью оболочки, найти изменение энтропии ΔS газа и его температуры ΔT после установления равновесия. Для упрощения расчетов принять, что линейная скорость v оболочки много меньше скорости звука в газе ($v \ll v_s$), а значит, допустимо пренебречь неравномерностью распределения плотности по радиусу. Молярную массу μ и теплоемкость C_V газа считать известными.

Solution

(???)

O1-8.34 Энтропия от вращения

Как изменится энтропия одного моля идеального газа, находящегося в термостатированном цилиндрическом сосуде радиусом a , в результате медленного раскручивания сосуда вокруг своей оси до угловой скорости $\omega \ll a^{-1} \sqrt{RT/\mu}$, где μ - молярная масса газа, T - его температура?

Solution

(???)

O1-8.35 Момент инерции от вращения

Найти момент инерции одного моля идеального газа, помещенного в цилиндрический сосуд радиусом R , который вращается вокруг своей оси с угловой скоростью ω . Масса молекулы газа m , температура газа T . Вычислить момент инерции в пределе $T \rightarrow \infty$.

Solution

(??? просто как в задачах выше находим распределение, а по нему момент инерции)

O1-8.36 Поток энергии в двух газовых сосудах

Два одинаковых цилиндрических сосуда расположены рядом вертикально в поле тяжести и заполнены одноатомными газами с молярными массами соответственно μ_1 и μ_2 ; $\mu_1 > \mu_2$. Давление в верхней части обоих сосудов одинаково и равно P_0 , температура одинакова везде и равна T . На глубине h (считая от крышки) между сосудами открылась течь площадью S , ее линейные размеры меньше длины свободного пробега молекул. Определить направление и величину потока энергии q между сосудах в начальный момент, считая, что относительный перепад давлений по высоте невелик.

Solution

(??? непонятная задача, как там расположены вообще сосуды??)

O1-8.37

В вертикальном цилиндрическом сосуде бесконечной высоты с площадью основания S , помещенном в однородное гравитационное поле, находится 1 моль идеального газа. В момент времени $t = 0$ в боковой стенке цилиндра на высоте h пробивают отверстие сечением σ (рис. 431). Определить, как изменяется во времени давление газа около дна сосуда, считая температуру газа T постоянной, стенки сосуда тонкими, а давление вне сосуда равным 0. Считать, что длина свободного пробега молекул много больше размеров отверстия.

Solution

(???)

O1-8.38. Средняя энергия в параболе

Пользуясь распределением Больцмана, найти среднюю потенциальную энергию молекул идеального газа в поле $U(x) = ax^2$; $a > 0$.

Solution

(???)

O1-8.39

Вычислить среднюю энергию $\bar{E}$ моля одноатомного газа, состоящего из молекул, имеющих два дискретных уровня энергии: ε_1 и $\varepsilon_2 > \varepsilon_1$. Показать, что при очень низких температурах теплоемкость такого газа равна $3R/2$. Вращением молекул пренебречь. Для упрощения записи формул принять $\varepsilon_1 = 0, \varepsilon_2 = \varepsilon$.

O1-8.40

Энергия молекулы в магнитном поле может принимать три значения $\varepsilon_0 = 0, \varepsilon_{1,2} = \pm\varepsilon$. Определить энергию ε взаимодействия одного моля таких молекул при температуре $T = \varepsilon/k$ с магнитным полем, где k - постоянная Больцмана.

Solutions.8. Распределение Больцмана

8.

$$13. N = \frac{RT \ln \alpha}{(4/3)\pi r^3 (\rho - \rho_0) g l} \approx 6,5 \cdot 10^{23}.$$

8.

$$14. T = \frac{3}{4} \frac{mgR}{k}.$$

8.

$$15. T = \frac{mgH}{4k}.$$

8.

$$16. T \approx \left[1 - \frac{\mu g H}{4C_V T_0} + \frac{(\mu g H)^2}{16C_V R T_0^2} \right]$$

8.

17. $T = \frac{5T_1 + 7T_2}{12}.$

8.

18. $\Delta x_C = \frac{maL^2}{12kT}.$

8.

19. 1) $\Delta S = \frac{MR}{24\mu} \left(\frac{\mu ah}{RT} \right)^2$; 2) $\Delta S = 0.$

8.

20. $v_x = \sqrt{\frac{204,9kT}{m}} \approx 4,2 \text{ км /с}.$

8.

21. $T = \frac{6}{5}T_0$; $M = S\Delta t P_0 \sqrt{\frac{N_A}{2\pi\mu kT_0}}.$

8.

22. $t = \frac{2k^2T^2S\rho}{\bar{v}\sigma P_0 m^2 g} \ln 2$, где m - масса молекулы, ρ - плотность воды, $\bar{v}$ - средняя скорость теплового движения молекул пара.

8.

23. Число молекул dN с координатами между r и $r + dr$, z и $z + dz$ равно

$$dN = \frac{Ng \left(\frac{m\omega}{kT} \right)^2 \exp \left(\frac{m\omega^2 r^2}{2kT} \right) r dr \exp \left(-\frac{mgz}{kT} \right) dz}{\left[1 - \exp \left(-\frac{mgH}{kT} \right) \right] \left[\exp \left(\frac{m\omega^2 R^2}{2kT} \right) - 1 \right]}$$

где N - общее число молекул в сосуде. Ось Z направлена вертикально вверх.

8.

24. $\mu = \frac{2RT\rho \ln \alpha}{\omega^2(\rho - \rho_0)(r_2^2 - r_1^2)}.$

8.

25. $\Delta C_V = \frac{\mu^2 \omega^2 a^4}{48RT^2} \approx 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ Дж/(К - моль)}.$

8.

$$26. \rho_1 = \rho_0 \left(1 + \frac{m\omega^2 r_0^2}{4kT_0} \right).$$

8.

$$27. \frac{\Delta\rho}{\rho} \approx 4,5 \cdot 10^{-6}.$$

8.

$$28. \mu = \frac{\alpha RT\rho}{G(\rho-\rho_0)} \approx 1,4 \cdot 10^6 \text{ г/моль}.$$

8.

$$29. w = 463\text{с}^{-1}.$$

8.

$$30. P(r) = \frac{M\omega^2 l}{2S} \exp \left[\frac{\mu\omega^2}{2RT} \left(r^2 - \frac{l^2}{4} \right) \right].$$

8.

$$31. P(r) = \frac{3}{2}P_0 \left(1 + \frac{M\omega^2 l}{2P_0 S} \right) \exp \left[-\frac{\mu\omega^2}{2RT} \left(\frac{9}{16}l^2 - r^2 \right) \right].$$

8.

$$32. \Delta S = \frac{\mu\omega^2 a^2}{4T_0}; \quad \Delta T = \frac{\mu\omega^2 a^2}{4C_V}.$$

8.

$$33. \Omega = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2RT}{\mu} \frac{\Delta P}{P_0}} \approx 16,4\text{с}^{-1}.$$

8.

$$34. \Delta S = -\frac{R}{24} \left(\frac{\mu\omega^2 a^2}{2RT} \right)^2.$$

8.

$$35. I = N_A m R^2 \left[\frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{m\omega^2 R^2}{2kT}\right)} - \frac{2kT}{m\omega^2 R^2} \right]; \text{ при } T \rightarrow \infty I = N_A \frac{mR^2}{2}.$$

8.

$$36. q = \sqrt{\frac{2}{\pi}} P_0 S \left[v_2 - v_1 + gh \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_1} \right) \right] \text{ (поток из сосуда 2 в сосуд } l); v_{1,2} = \sqrt{\frac{RT}{\mu_{1,2}}}.$$

8.

37. $P = P_0 \exp \left[-\frac{mg\bar{v}\sigma}{4kTS} \exp \left(-\frac{mgh}{kT'} \right) t \right]$, $P_0 = n_0 kT = \frac{N_0}{S} mg$, где m - масса молекулы, N_0 - полное число молекул в сосуде, n_0 - начальная концентрация газа у дна сосуда.

8.

$$38. \bar{U} = \frac{kT}{2}.$$

8.

$$39. \bar{\mathcal{E}} = \frac{N_A \varepsilon}{e^{\varepsilon/(kT)} + 1} + \frac{3}{2} RT'. \text{ Если } \varepsilon \gg kT, \text{ то } \bar{\mathcal{E}} \approx \frac{3}{2} RT.$$

8.

$$40. \mathcal{E} = -\varepsilon N_A \frac{e^2 - 1}{e^2 + e + 1} = -0,575 RT.$$

8.

$$41. R \lesssim \frac{2}{3} \gamma \frac{Mm}{kT} \approx 4 \cdot 10^{22} \text{ см, где } \gamma - \text{гравитационная постоянная, } m - \text{масса молекул водорода.}$$

8.

$$42. \Delta T = -\frac{2}{9} T_1; \quad \Delta S \approx R \ln \frac{kT_1}{\hbar\omega}.$$

8.

$$43. \Delta T = -\frac{2}{7} T_1; \quad \Delta S = \frac{M}{\mu} R \ln \frac{kT_1}{\hbar\omega}.$$

1.22 Problems about Boltzmann distribution, 2

O1-8.43

Двухатомный газ мгновенно нагревается от температуры T_0 до T_1 , после чего происходит постепенное возбуждение колебательных степеней свободы (при этом выполняется условие $kT_1 \gg \hbar\omega$ и $kT_0 \lesssim \hbar\omega$, где ω - собственная частота колебаний в молекулах). Считая, что процесс возбуждения колебаний происходит при постоянном объеме, определить изменение температуры и энтропии массы газа M в этом процессе. Теплообменом с окружающей средой можно пренебречь.

O1-8.44

Вакансией называется дефект кристалла, возникающий при удалении атома из узла кристаллической решетки. При быстром охлаждении кристалла число вакансий, соответствовавших термодинамическому равновесию при высокой температуре, почти не изменяется, т. е. вакансии могут быть «заморожены». После чего при низкой температуре происходит медленный процесс установления нового термодинамического равновесия, как говорят, «отжиг» вакансий. Определить изменение температуры алюминиевого образца при адиабатическом отжиге вакансий, замороженных в результате быстрого охлаждения образца от температуры плавления алюминия $t_1 = 660^\circ\text{C}$ до комнатной температуры t_0 . Теплоемкость алюминия можно определить из классической теории. Энергия образования вакансий в алюминии $\varepsilon = 0,75$ эВ.

O1-8.45

Определить среднеквадратичную угловую скорость вращения молекулы азота в воздухе при нормальных условиях. Расстояние между ядрами в молекуле $\text{N}_2 r = 1,1 \text{ \AA}$.

O1-8.46

Найти значение средней энергии $\bar{\varepsilon}$, приходящейся согласно классической кинетической теории газов, на одну степень свободы вращательного движения молекулы газа при $t = 27^\circ\text{C}$. Найти значение средней квадратичной частоты вращения молекулы кислорода при этих условиях. Момент инерции молекулы кислорода вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии молекулы, $I_\perp = 19,2 \cdot 10^{-40} \text{ Г} \cdot \text{см}^2$.

O1-8.48

Определить энергию вращательного движения водорода H_2 , находящегося при давлении $P = 10^5$ Па в объеме $V = 1$ л. Считать, что вращательные степени свободы полностью возбуждены.

O1-8.49

Определить энергию вращательного движения метана CH_4 , находящегося при давлении $P = 10^5$ Па в объеме $V = 1$ л. Считать, что вращательные степени свободы полностью возбуждены.

O1-8.50

Какова будет средняя кинетическая энергия вращательного движения молекулы водорода, если первоначально он находился при нормальных условиях, а затем был адиабатически сжат в 32 раза?

O1-8.51

Найти выражение для энтропии системы не взаимодействующих друг с другом N электронов, помещенных в магнитное поле с индукцией B . Магнитный момент электрона μ может принимать две ориентации: по полю $\mathbf{B}$ и против поля. Разница в энергиях для этих двух ориентаций $\Delta E = 2\mu B$. Электроны находятся в тепловом равновесии со средой, имеющей температуру T . Рассмотреть частный случай $kT \gg \Delta E$.

O1-8.52

Найти значения средней колебательной энергии теплового движения для двух различных атомных осцилляторов при температуре $T = 300\text{K}$. Частота колебаний осцилляторов $\nu_1 = 10^{13} \text{ Гц}$ и $\nu_2 = 10^{14} \text{ Гц}$. Сравнить полученные значения с соответствующим классическим значением. Найти колебательную теплоемкость C_V одного моля газа таких осцилляторов для случая $\nu = 4,7 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$ (кислород O_2).

O1-8.53

Газ находится в очень высоком цилиндрическом сосуде в однородном поле тяжести при температуре T . Температуру газа увеличили в α раз. На какой высоте h концентрация молекул осталась прежней?

O1-8.55. Концентрация и вращение

После отбора сливок в молочном сепараторе остался обрат - раствор белка (молярная масса $\mu = 22 \cdot 10^3$ г/моль, плотность $\rho = 1,1$ г/см³) в воде. Моделируя сепаратор цилиндром радиусом $r_0 = 10$ см, вращающимся вокруг своей геометрической оси с угловой скоростью $\omega = 10^3 \text{ с}^{-1}$, определить, на каком расстоянии r_x от оси концентрация молекул белка будет равна их средней концентрации в отсутствие вращения. Температура раствора $T = 295$ К. Распределение молекул по высоте не учитывать.

Solution.

(???)

Потенциальная энергия в поле центробежной силы:

$$U(r) = \frac{1}{2} m \omega^2 (R^2 - r^2)$$

(???? что за R ???)

Уменьшение массы молекулы белка из-за силы Архимеда:

$$m_{\text{эфф}} = m_{\text{В}} - m_{\text{В}} = m_{\text{В}} \cdot \frac{\rho_{\sigma} - \rho_{\text{В}}}{\rho_{\sigma}} = \frac{\mu}{N_A} \cdot \frac{\rho_{\sigma} - \rho_{\text{В}}}{\rho_{\sigma}}$$

Распределение молекул белка по радиусу:

$$n(r) = n_0 \exp \left(-\mu \frac{\rho_{\sigma} - \rho_{\text{В}}}{\rho_0} \cdot \frac{\omega^2 (r_0^2 - r^2)}{RT} \right) = n_0 \exp (-\alpha (r_0^2 - r^2))$$

$$N = \int_0^{r_0} n(r) 2\pi r dr = 2\pi n_0 \cdot \frac{\exp(-\alpha r_0^2) - 1}{2\alpha}$$

Среднее число частиц в объеме для средней плотности $\langle n \rangle = \frac{N}{\pi r_0^2}$:

$$n_0 \exp(-\alpha (r_0^2 - r^2)) = \frac{2\pi n_0}{\pi r_0^2} \cdot \frac{\exp(-\alpha r_0^2) - 1}{2\alpha} \rightarrow r = \sqrt{\frac{1}{\alpha} \ln \frac{\exp(\alpha r_0^2) - 1}{\alpha r_0^2}} \approx 8 \text{ cm}$$

O1-8.57

Энергия частиц некоторой системы может принимать три значения $\mathcal{E}_0 = 0; \mathcal{E}_1 = \varepsilon; \mathcal{E}_2 = 2\varepsilon$. Определить число частиц системы, если известно, что при температуре $T = \varepsilon/k$ полная энергия системы равна 1000ε .

O1-8.58

Вычислить температуру T моля одноатомного газа, состоящего из частиц, имеющих два дискретных уровня энергии: $-\varepsilon_0$ и ε_0 . Разность между числом атомов в состоянии с энергией ε_0 и числом атомов в состоянии с энергией $-\varepsilon_0$ равна ΔN . Построить график зависимости энтропии газа от внутренней энергии: $S(U)$.

Solutions.8. Распределение Больцмана 2

8.

$$44. \Delta T = \frac{\varepsilon}{3k} (e^{-\varepsilon/(kT_1)} - e^{-\varepsilon/(kT_0)}) \approx 0,8 \text{ K.}$$

8.

$$45. \sqrt{\langle \omega^2 \rangle} = \frac{4kT}{Mr^2} = 7,3 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}.$$

8.

$$46. \bar{\varepsilon} = kT/2 = 2,1 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}; \quad \sqrt{\langle v^2 \rangle} = 7,2 \cdot 10^{11} \text{ Г.}$$

8.

$$47. K = 5PV/2 = 2,75 \cdot 10^{-13} \text{ Дж.}$$

8.

48. $\mathcal{E}_{\text{Bp}} = PV = 100 \text{ Дж.}$

8.

49. $\mathcal{E}_{\text{Bp}} = \frac{3}{2}PV = 150 \text{ Дж.}$

8.

50. $\varepsilon = kT (V_1/V_2)^{\gamma-1} = 1,65 \cdot 10^{-13} \text{ эрг.}$

8.

51. $U \approx \frac{\Delta EN}{2} \left(1 - \frac{\Delta E}{2kT}\right); \quad S = \text{const} - \frac{N(\Delta E)^2}{8kT^2}.$

8.

52. $\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/(kT)} - 1}; \bar{\varepsilon}_1 = 1,6 \cdot 10^{-14} \text{ пр; } \bar{\varepsilon}_2 = 6 \cdot 10^{-20}; \bar{\varepsilon}_{\text{Кл}} = kT = 4,1 \cdot 10^{-14} \text{ эрг;}$
 $C_V = R \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \frac{e^{h\nu/(kT)}}{(e^{h\nu/(kT)} - 1)^2} \approx R \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 e^{-h\nu/(kT)} \approx 0,03R \approx 0,25 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}.$

8.

53. $h = \frac{\alpha T}{\alpha - 1} \frac{k}{mg} \ln \alpha.$

8.

54. $h_x = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\alpha H}{1 - e^{-\alpha H}} = 0,0031 \text{ см, где } \alpha = \frac{m^* g}{kT} = 563 \text{ см}^{-1}, m^* = m \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = 2,34 \cdot 10^{-14} \text{ г.}$

8.

55. $r_x = \sqrt{\frac{1}{\alpha} \ln \frac{e^{\alpha r_0^2} - 1}{\alpha r_0^2}} = 8,1 \text{ см, где } \alpha = \frac{\mu^* \omega^2}{2RT} = 0,041 \text{ см}^{-2}, \quad \mu^* = \mu \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = 2 \cdot 10^3 \text{ г/моль.}$

8.

56. $C_V = \frac{3}{2}R + \frac{\varepsilon N_A}{[1 + \exp(\varepsilon/(kT))]^2} \exp\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right) \frac{\varepsilon}{kT^2} \approx 1,7R.$

8.

57. $\bar{\mathcal{E}} = 0,425\varepsilon = \frac{1000\varepsilon}{N}, \text{ откуда } N = 2353 \text{ частиц.}$

8.

58. $T = \frac{2\varepsilon_0}{k \ln \frac{N_A - \Delta N}{N_A + \Delta N}}$. Здесь, очевидно, $T < 0$, что ненормально с точки зрения определения температуры. Однако отрицательные абсолютные температуры соответствуют инверсной заселенности уровней (лазер).

8.

$$59. C = \frac{3}{2}R + R \frac{(\varepsilon_0/kT)^2}{\text{ch}^2(\varepsilon_0/kT)}.$$

8.

$$60. C = \frac{2}{9}Nk \left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2.$$

8.

$$61. \gamma = \frac{3,5R+C}{2,5R+C} = 1,38, \text{ где } C = R \left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) = 0,126R.$$

8.

$$62. T_0 = \frac{h\nu}{\alpha kx} = 809 \text{ К, где } x \approx \frac{\ln \alpha}{n(\alpha-1)} \approx 0,0405, n = 20.$$

8.

$$63. v = \frac{kT_0 x_0}{h} \approx 1,56 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}, \text{ где } x \approx \frac{\ln \alpha}{n(\alpha-1)} \approx 0,065, n = 14.$$

8.

$$64. \frac{C_V(T_2)}{C_V(T_1)} = \frac{2,702}{2,939} = 0,92, \text{ где } C_V = \frac{3}{2}R + C_V^{\text{Bp}} + C_V^{\text{кол}} + C_V^{9n}. \text{ В обоих случаях } C_V^{\text{Bp}} = R; C_V^{\text{кол}} = R \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{\left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1\right]^2}; C_V^{\text{л}} = R \frac{\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2 e^{\varepsilon/kT}}{(e^{\varepsilon/kT} + 1)^2}. \text{ При подсчете } C_V^{\text{кол}} \ll R, \text{ а } C_V^{\ominus}(T_2) = 0,202R; C_V^{\ominus}(T_1) = 0,439R.$$

8.

$$65. \frac{C_P(T_2)}{C_P(T_1)} = \frac{4,42}{4,22} = 1,05, \text{ где } C_P = \frac{5}{2}R + R + C_V^{\text{кол}} + C_V^{\text{л}}; C_V^{\text{кол}}(T_1) = 0,716R; C_V^{\text{кол}}(T_2) = 0,919R; C_V^{\ominus \text{л}}(T_1) = 7 \cdot 10^{-7}R \ll R; C_V^{9\Omega}(T_2) = 0,0015R. (\text{См. также задачу 8.65.})$$

8.

$$66. n > 5,1, \text{ т. е. } n_{\min} = 6, \text{ что следует из неравенства } e^{-0,78n}(1 - e^{-0,78}) < 10^{-2}.$$

8.

$$67. n < 5,2, \text{ т. е. } n_{\max} = 5.$$

8.

68. $\lambda = 1,45 \cdot 10^{-3} \text{ см} = 14,5 \text{ мкм}$.

Решение. По условию задачи $\gamma = 1,30 = \frac{C_V + R}{C_V}$, откуда получим $C_V = \frac{10}{3}R$. На поступательные и вращательные степени свободы приходится $C_V = 3 \cdot \frac{1}{2}R + 2 \cdot \frac{1}{2}R = \frac{5}{2}R$. Тогда на две колебательные степени свободы приходится $2C_V^{\text{кол}} = \left(\frac{10}{3} - \frac{5}{2}\right)R = \frac{5}{6}R$ или по $\frac{5}{12}R$ на каждую колебательную степень свободы. С другой стороны, колебательная теплоемкость равна (см. задачу 8.52)

$$C_V^{KN/} = R \frac{\left(\frac{\varepsilon}{kT}\right)^2 e^{\varepsilon/kT}}{(e^{\varepsilon/kT} - 1)^2} = \frac{5}{12}R$$

где $\varepsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$. Обозначив $\frac{\varepsilon}{kT} = x$, из уравнения $C_V^{\text{кол}} = \frac{5}{12}R$ получаем

$$\frac{x e^{x/2}}{e^x - 1} = 0,645 \quad \text{или} \quad \text{sh} \frac{x}{2} = 0,775x.$$

откуда находим $x = 3,38$. Следовательно, $\frac{hc}{\lambda kT} = 3,38$; $\lambda = 14,5 \text{ мкм}$.

8.

69. $T = -\frac{\hbar^2}{k\mu d^2 \ln(\alpha/3)} = 1,4 \text{ К}$. Здесь отношение заселенностей состояний α записано с учетом их статистических весов (кратностей вырождения) $\alpha = \frac{N(l_1=1)}{N(l_2=0)} = \frac{2l_1+1}{2l_2+1} \exp\left(-\frac{\varepsilon(l_1)-\varepsilon(l_2)}{kT}\right) = 3 \exp\left(-\frac{\hbar^2}{kTl}\right)$.

8.

70. Здесь $\theta \gg T$, поэтому вращательная теплоемкость

$$C_{\text{вр}} = \frac{3k \left(\frac{\hbar}{IkT}\right)^2 e^{-\hbar^2/(IkT)}}{(1 + 3e^{-\hbar^2/(IkT)})^2} = 3k \frac{\left(\frac{2\theta}{T}\right)^2 e^{-2\theta/T}}{(1 + 3e^{-2\theta/T})^2} \approx 0,3k$$

8.

71. $l = \frac{1}{2} \left(\sqrt{\frac{2T}{\theta}} - 1 \right) \approx 5$.

8.

72. $d = \sqrt{\frac{l}{\mu}} = 1,15 \text{ Å}$, где $I = \frac{\hbar^2}{2k\theta}$; $\theta = \frac{27}{(2l+1)^2} = 2,45k$, μ - приведенная масса молекулы NO.

8.

73. $\frac{n_1(r_0)}{n_2(r_0)} = \frac{1 - \exp\left(-\frac{\mu_2^* \omega^2 r_0^2}{2RT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\mu_1^* \omega^2 r_0^2}{2RT}\right)} = 0,1095$, где $\mu_1^* = \mu_1 \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = 1,82 \cdot 10^3 \text{ г/моль}$;
 $\mu_2^* = \mu_2 \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = 2,27 \cdot 10^3 \text{ г / моль}$.

8.

74. $\frac{n_{r_0}(^{35}\text{Cl}_2)}{n_{r_0}(^{37}\text{Cl}_2)} = \frac{n^{35} \mu_1}{n^{37} \mu_2} \frac{1 - \exp\left(-\frac{\mu_2 v^2}{2RT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{\mu_1 v^2}{2RT}\right)} = 2,883$.

8.

75. Вероятность того, что в этом объеме находится менее двух молекул, равна $P_N(0, 1) \approx \frac{1+\alpha}{e^\alpha} = 0,27$, где $\alpha = \frac{v}{V_\mu} N_A = 1$, $V_\mu = 22,4$ л. Искомая доля времени составляет 0,27.

8.

76. Вероятность того, что в этом объеме находится менее трех молекул, равна $P_N(0, 1, 2) \approx \frac{1+\alpha+\alpha^2/2}{e^\alpha} \approx 0,68$, где $\alpha = \frac{v}{V_\mu} N_A = 2$, $V_\mu = 22,4$ л. Искомая доля времени составляет 0,32.

8.

77. Обозначив $\beta = \frac{\Lambda_1}{kT} = \frac{3}{8} \frac{m\omega^2 R^2}{k'T}$, получим, что концентрация молекул у внешней стенки $n(R) = n_0 e^\beta$, где n_0 - концентрация при $r = R/2$. Концентрация при отсутствии вращения $n = \frac{n_0}{\beta} (e^\beta - 1)$. Искомое отношение давлений $\frac{P(R)}{P} = \frac{n(R)}{n} = \frac{e}{e-1} = 1,58$.

8.

78. $\omega = \sqrt{\frac{8kT}{3mR^2}}.$

O1-8.59

Вычислить теплоемкость одного моля одноатомного газа, состоящего из частиц, имеющих два дискретных уровня энергии: $-\varepsilon_0$ и ε_0 .

O1-8.60

Имеется система N не взаимодействующих между собой частиц со спином 1 (возможные квантовые состояния $m = 0$ и $m = \pm 1$). Энергия частицы в состояниях $m = \pm 1$ равна ε , а в состоянии $m = 0$ равна 0. Вычислить теплоемкость системы C для случая $0 < \varepsilon \ll kT$.

O1-8.61 Адиабата фтора

Частота колебаний атомов в молекуле газообразного фтора F_2 равна $\nu = 3,42 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1}$. Определить показатель адиабаты $\gamma = C_P/C_V$ для фтора при температуре $T = 300\text{К}$, когда можно принимать во внимание переход молекул только на первый возбужденный уровень колебаний.

Solution

(???)

O1-8.62 Ансамбль осцилляторов

Температура ансамбля квантовых гармонических осцилляторов, собственная частота которых равна $\nu = 10^{12} \text{с}^{-1}$, повысилась в $\alpha = 1,5$ раза, при этом заселенность уровня с энергией $\varepsilon_{20} = 20h\nu$ (h - постоянная Планка) не изменилась. Определить начальную температуру ансамбля T_0 , если можно принять, что $h\nu \ll kT_0$.

Solution

(???)

O1-8.65 Теплоемкость при нагревании

Оценить, во сколько раз изменится теплоемкость при постоянном давлении C'_P моля молекул брома Br_2 при увеличении его температуры от $T_1 = 230\text{K}$ до $T_2 = 460\text{K}$. Характеристическая вращательная температура брома $T_{\text{вр}} = 0,23\text{K}$, собственная частота колебаний атомов $\nu = 9,7 \cdot 10^{12}\text{с}^{-1}$. Разность энергии между основным и первым возбужденным электронными состояниями равна $\varepsilon = 0,45\text{эВ}$, другие возбужденные состояния не учитывать.

Solution

(???)

O1-8.66 Незаселенный номер уровня

Колебательная характеристическая температура молекулы хлора $\theta = 780\text{K}$. Определить минимальный номер n колебательного уровня, на котором при $T = 1000\text{K}$ находится не более 1% молекул хлора.

Solution

(???)

O1-8.67

Колебательная характеристическая температура молекулы йода $\theta = 305\text{K}$. Определить максимальный номер n колебательного уровня, на котором при $T = 395\text{K}$ находится не менее 1% молекул йода.

O1-8.68

При температуре 17°C показатель адиабаты углекислого газа $\gamma = 1,30$. Молекула CO_2 - линейная. При данной температуре кроме полностью возбужденных поступательных и вращательных степеней свободы частично возбуждены две колебательные степени свободы с идентичными спектрами. Оценить длину волны излучения, соответствующего переходам с первого возбужденного колебательного уровня на невозбужденный.

O1-8.69

Оценить, при какой температуре отношение числа молекул NO , находящихся в чисто вращательных состояниях с квантовыми числами $l = 1$ и $l = 0$, равно $\alpha = 0,1$. Межъядерное расстояние в молекуле равно $d = 1,15\text{\AA}$

O1-8.70

Определить вращательную теплоемкость паров HD вблизи температуры конденсации $T_K = 22\text{K}$. Для дейтероводорода характеристическая вращательная температура $\theta = \frac{h^2}{2Ik_B} = 64\text{K}$.

O1-8.73

Водный раствор двух белков с молярными массами $\mu_1 = 20 \cdot 10^3\text{ г/моль}$ и $\mu_2 = 25 \cdot 10^3\text{ г/моль}$ находится в цилиндрической центрифуге радиусом $r_0 = 25\text{ см}$, вращающейся с угловой скоростью $\omega = 250\text{с}^{-1}$. Полные массы белков в смеси и их плотности ($\rho = 1,1\text{ г/см}^3$) одинаковы. Найти отношение концентраций белков у стенки центрифуги. Температура раствора $T = 300\text{K}$, плотность воды $\rho_0 = 1/\text{см}^3$, распределение молекул по высоте не учитывать.

O1-8.74

Смесь двух изотопов газообразного хлора $^{35}\text{Cl}_2$ и $^{37}\text{Cl}_2$ с исходным отношением концентраций $\frac{n(^{35}\text{Cl}_2)}{n(^{37}\text{Cl}_2)} = 3,065$ находится в цилиндрической центрифуге. Линейная скорость на периферии вращающегося цилиндра $v = 5 \cdot 10^4\text{см/с}$. Найти отношение концентраций изотопов у стенки центрифуги. Температура газа 300K , распределение молекул по высоте не учитывать.

O1-8.75

В воздухе при нормальных условиях выделен объем $v = 3,72 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$. Какова доля времени, в течение которого в этом объеме находится менее двух молекул?

O1-8.76

В воздухе при нормальных условиях выделен объем $v = 7,44 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$. Какова доля времени, в течение которого в этом объеме находится более двух молекул?

1.23 Problems about fluctuations, 1**O1-9.1 Среднее двух произвольных величин**

Пусть f и g - произвольные физические величины, флуктуирующие вокруг своих средних значений $\bar{f}$ и $\bar{g}$, так что $f = \bar{f} + \Delta f$, $g = \bar{g} + \Delta g$. Найти среднее значение произведения $\overline{fg}$.

9.

1. Решение. $fg = \bar{f}\bar{g} + \bar{g}\Delta f + \bar{f}\Delta g + \Delta f\Delta g$. Усредняя и принимая во внимание, что $\overline{\Delta f} = \overline{\Delta g} = 0$, находим

$$\overline{fg} = \bar{f}\bar{g} + \overline{\Delta f\Delta g}.$$

O1-9.2 Свойство флуктуаций

Выразить средний квадрат флуктуации $\overline{\Delta f^2} = \overline{(f - \bar{f})^2}$ произвольной физической величины f через $\overline{f^2}$ и $\bar{f}^2$.

9.

2. $\overline{\Delta f^2} = \overline{f^2} - \bar{f}^2$.**O1-9.3 Среднее независимых**

Величины f и g называются статистически независимыми, если $\overline{\Delta f\Delta g} = 0$. Показать, что для статистически независимых величин $\overline{fg} = \bar{f}\bar{g}$.

O1-9.4*. Число молекул в подобъеме

В закрытом сосуде объемом V в отсутствие силовых полей находятся N молекул идеального газа. Определить среднее число молекул и его флуктуации в объеме v , являющемся малой частью объема V .

9.

4. $\overline{\Delta n^2} = \bar{n}$.

Решение. Если объем V разбить на $z = V/v$ равных объемов $v_i = v$, то $N = \sum n_i$, где n_i - число молекул в i -м объеме, а суммирование ведется по всем таким объемам. Так как величины всех объемов v_i одинаковы, то средние числа молекул в них $\bar{n}_i$ также одинаковы. Поэтому $N = z\bar{n}$, т.е. $\bar{n} = Np$, где $p = v/V$ - вероятность нахождения молекулы в объеме v .

Определим далее величины f_i следующим образом: $f_i = 1$, если i -я молекула находится в оставшемся объеме $V - v$. Тогда число молекул n в объеме v можно представить в виде $n = \sum f_i$, предполагая, что суммирование ведется по всем N молекулам объема V . Ясно, что функции f_i удовлетворяют условию $f_i = f_i^2 = f_i^3 = \dots$. Далее, очевидно $\bar{f}_i = \bar{f}_i^2 = \bar{f}_i^3 = \dots = p$. Поэтому по формуле (*) (см. ответ к задаче 9.2)

$$\overline{\Delta f_i^2} = \overline{f_i^2} - \bar{f}_i^2 = p - p^2 = p(1 - p)$$

А так как в случае идеального газа величины $f_1, f_2, f_3, \dots$ статистически независимы, то

$$\overline{\Delta n^2} = Np(1 - p) = (1 - p)\bar{n}$$

Если $v \ll V$, то $p \ll 1$. Пренебрегая вероятностью p по сравнению с единицей, получим ответ.

O1-9.5 Вероятность находиться в половине

В кубическом сосуде емкостью $V = 1$ л при комнатной температуре находится N молекул водорода. Найти вероятность P того, что эти молекулы соберутся в одной половине сосуда. Оценить величину N , при которой такое событие можно ожидать один раз на Протяжении эпохи порядка возраста наблюдаемой части Вселенной ($T \sim 10^{10}$ лет).

Solution

(??? она очень маленькая, забыл, как считать???)

O1-9.6

Определить величину объема V в идеальном газе, в котором средняя квадратичная флуктуация числа частиц составляет $\alpha = 10^{-6}$ от среднего числа частиц в том же объеме. Определить также среднее число частиц $\bar{n}$ в таком объеме. Газ находится в стандартных условиях в сосуде, объем которого намного превышает заведомо малый объем V .

Solution

(???)

O1-9.7

В идеальном газе выделен объем V , содержащий N частиц. Давление P и температура T газа постоянны. Какова относительная флуктуация плотности в этом объеме?

Solution

(???)

O1-9.8 Чувствительность газового термометра

Оценить предельную чувствительность $\Delta T/T$ идеального газового термометра, в котором температура измеряется по объему газа при постоянном давлении. Количество газа в термометре равно 10^{-3} моля.

Solution

(???)

O1-9.9

В адиабатически изолированном сосуде, содержащем 1 моль кислорода при нормальных условиях, выделен объем размером 10^{-6} см^3 . Во сколько раз вероятность состояния, в котором температура в этом объеме отличается от средней на 10^{-3} К (при сохранении числа молекул внутри этого объема), меньше вероятности равновесного состояния?

Solution

(???)

O1-9.10 Объем для флуктуации

Определить, в каком объеме гелия средняя относительная флуктуация температуры (при сохранении числа молекул в этом объеме) составляет $10^{-4}\%$? Гелий находится при нормальных условиях в контакте с термостатом.

Solution

(???)

O1-9.11

Найти отношение вероятности флуктуации температуры идеального одноатомного газа на величину $\Delta T = 0,1\text{K}$ в объеме $v = 1\text{ мкм}^3$ к вероятности равновесного состояния. Объем, занимаемый всем газом, $V_0 = 25\text{ л}$, температура $T_0 = 300\text{K}$, давление $P_0 = 10^5\text{ Па}$.

Solution

(???)

O1-9.12 Флуктуации температуры при увеличении

Во сколько раз изменится средний квадрат флуктуаций температуры $\langle \Delta T^2 \rangle$ одноатомного идеального газа, находящегося в фиксированном малом объеме v при адиабатическом увеличении объема всей системы V в 8 раз ($v \ll V$)?

Solution

(???)

O1-9.13

Два одинаковых сообщающихся сосуда заполнены газом при нормальных условиях. Каким должен быть объем V каждого сосуда, чтобы вероятность состояния, при котором давление в сосудах изотермически изменится на $10^{-7}\%$, была бы в e^{100} раз меньше, чем вероятность исходного состояния?

Solution

(???)

O1-9.14

Теплоизолированный цилиндр, наполненный идеальным одноатомным газом, герметически разделен теплонепроницаемым массивным поршнем на два равных объема V_0 . Определить относительную флуктуацию каждого из этих объемов, если число частиц в цилиндре равно N .

O1-9.15

* Сосуд, в котором находится N молекул идеального газа, разделен перегородкой на две части с объемами V_1 и V_2 . Найти вероятность того, что в первой части будет содержаться N_1 , а во второй N_2 молекул.

O1-9.16

Газообразный водород при температуре $T = 300\text{K}$ и давлении $P = 10^{-6}\text{ атм}$ вытекает в вакуум из тонкостенного сосуда через отверстие с площадью $S = 0,1\text{ мм}^2$. Через определенные промежутки времени на опыте измеряется полный поток атомов через отверстие за интервал времени $t = 10^{-3}\text{ с}$. Предполагая, что давление водорода в сосуде остается постоянным, найти относительную флуктуацию этого Потока.

O1-9.17

Молекулярный пучок O_2 вылетает в высокий вакуум из камеры с давлением $P = 10^{-7}$ атм и $T = 300K$ через систему двух последовательных щелей с размерами $1\text{см} \times 2 \cdot 10^{-2}\text{см}$ каждая, разделенных промежутком в 1 мм. Оценить интенсивность пучка j (число частиц, прошедших через вторую щель в секунду). Какова будет относительная флуктуация числа частиц в импульсах с продолжительностью $\tau = 10^{-3}\text{с}$?

O1-9.18

Атомный пучок He вылетает в высокий вакуум из камеры с давлением $P = 10^{-4}$ Тор и $T = 300K$ через систему из двух коаксиальных круглых отверстий с $d = 0,2$ мм, разделенных расстоянием $l = 1$ см. Оценить интенсивность пучка j (число частиц, прошедших через второе отверстие в секунду). Какова будет относительная флуктуация числа частиц в импульсах с продолжительностью $\tau = 10^{-3}\text{с}$?

O1-9.19

Два одинаковых сосуда, в которых находится по молю одного и того же идеального газа при одинаковых условиях, сообщаются между собой через отверстие. Какое число молекул n должно перейти из одного сосуда в другой, чтобы возникшее состояние стало в $\alpha = e$ раз менее вероятным, чем исходное?

O1-9.20

Решить предыдущую задачу, используя формулу Больцмана $S = k \ln P$ и термодинамическое выражение для энтропии идеального газа.

23

9.

$$23. L = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{mgl}{kT}} \approx 80 \text{ м.}$$

O1-9.24

Зеркальце висит на кварцевой нити, модуль кручения которой равен D , и освещается таким образом, что его повороты, вызванные ударами окружающих молекул газа, можно регистрировать на шкале. Положению покоя соответствует угол поворота $\varphi = 0$. Как изменяется средний квадрат угловой скорости $\langle \dot{\varphi}^2 \rangle$ и средний квадрат углового отклонения $\langle \varphi^2 \rangle$, если момент инерции зеркальца, длину нити и ее диаметр увеличить соответственно в α, β и γ раз? Какое значение получится для числа Авогадро N из измерений при температуре $T = 287K$, если $D = 9,43 \cdot 10^{-9}$ дин · см, $\langle \dot{\varphi}^2 \rangle = 4,18 \cdot 10^{-6}$? (Данные взяты из опытов Герлаха и Капплера.)

9.

24. Величина $\langle \dot{\varphi}^2 \rangle$ уменьшится в α раз, $\langle \varphi^2 \rangle$ увеличится в β/γ^4 раз. Существенно отметить, что $\langle \varphi^2 \rangle$ не зависит от момента инерции зеркальца; $N = RT / (D \langle \varphi^2 \rangle) \approx 6,04 \cdot 10^{23}$ моль $^{-1}$.

O1-9.25

Определить относительную флуктуацию длины свободного пробега молекулы газа, если средняя длина пробега молекулы много меньше размеров сосуда.

9.

25. Имея в виду, что $\langle \lambda \rangle = \frac{\int_0^\infty x e^{-x/l} dx}{\int_0^\infty e^{-x/l} dx} = l$, то $\frac{\sqrt{\langle \lambda^2 \rangle - \langle \lambda \rangle^2}}{\langle \lambda \rangle} = 1$. (При $x = l$ число частиц в потоке молекул уменьшается в e раз.)

O1-9.26

Вакуумный фотоэлемент имеет в режиме насыщения чувствительность к свету $K = 0,12 \text{ А/Вт}$. Какова относительная флуктуация α числа электронов, выбиваемых при падении на фотоэлемент светового потока мощностью $\Phi = 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ Вт}$? Время регистрации $\tau = 10^{-3} \text{ с}$

O1-9.27

Известно, что тепловое движение механизма пружинных весов определяет при заданной температуре T предел их чувствительности. Оценить предельно малую массу, которая может быть определена при однократном взвешивании на пружинных весах, считая, что коэффициент жесткости пружины равен α .

O1-9.28

Найти среднюю квадратичную относительную флуктуацию объема капельки ртути радиусом $r = 0,01 \text{ мм}$ в воздухе при температуре $T = 300 \text{ К}$. Изотермическая сжимаемость ртути $\beta_T = 3,9 \cdot 10^{-6} \text{ атм}^{-1}$.

O1-9.29

Определить относительную флуктуацию числа частиц воздуха в малом объеме ΔV как функцию расстояния h от поверхности Земли. Воздух считать идеальным газом. Его плотность у поверхности Земли ρ_0 , молярная масса μ , температура атмосферы постоянна и равна T .

O1-9.30

Цилиндрический сосуд вращается относительно оси симметрии с постоянной угловой скоростью ω . Определить относительную флуктуацию числа частиц идеального газа в малом объеме ΔV этого сосуда как функцию расстояния r от оси цилиндра. Плотность газа на оси цилиндра ρ_0 , молярная масса μ . Температура газа постоянна и равна T . Силу тяжести не учитывать.

O1-9.31

Найти относительную среднеквадратичную изотермическую флуктуацию высоты столбика жидкости в капиллярной трубке, опущенной в широкий сосуд. Плотность жидкости ρ , ее температура T , поверхностное натяжение σ , угол смачивания $\theta = 0$. (В равновесии высота столбика жидкости меньше длины капилляра.)

O1-9.32

Вычислить относительную среднеквадратичную флуктуацию объема мыльного пузыря радиусом r . Давление воздуха вне пузыря равно P_0 , коэффициент поверхностного натяжения мыльной пленки σ . Считать, что при флуктуациях форма пузыря остается сферической, а температура воздуха в нем - постоянной и равной температуре окружающей среды T .

O1-9.33

Найти относительную среднеквадратичную флуктуацию объема V газа Ван-дер-Ваальса в условиях, когда объем равен критическому, а T немного превышает $T_{\text{кр}}$.

O1-9.34

Сферический мыльный пузырь, содержащий 0,1 моля воздуха при температуре $T = 300 \text{ К}$, несколько превышающей температуру окружающей среды, плавает в атмосфере комнаты. Считая массу пузыря пренебрежимо малой по сравнению с массой заключенного в нем воздуха, оценить абсолютную среднеквадратичную флуктуацию скорости пузыря.

O1-9.35

Вычислить среднюю относительную флуктуацию потенциальной энергии Π внутримолекулярных колебаний двухатомной молекулы идеального газа, а также одного моля таких молекул.

O1-9.36

Найти выражение для флуктуации плотности жидкости или газа, возникающей из-за теплового движения в малом объеме V , мысленно выделенном в рассматриваемой среде.

O1-9.37*.

Вычислить флуктуацию кинетической энергии поступательного движения молекулы идеального газа.

O1-9.38*.

Малая макроскопическая часть системы (подсистема) является частью большой замкнутой системы. Флуктуации энергии и энтальпии такой подсистемы в принципе можно вычислить так же, как это было сделано для молекулы идеального газа (см. предыдущую задачу). Только вместо максвелловского распределения надо пользоваться его обобщением на макроскопические подсистемы (так называемым распределением Гиббса). Таким путем можно показать, что флуктуации внутренней энергии и энтальпии подсистемы определяются выражениями

$$\langle (\Delta U^2)_V \rangle = kT^2 C_V, \quad \langle (\Delta H^2)_P \rangle = kT^2 C_P$$

где C_V и C_P - теплоемкости подсистемы, а индексы V и P , как всегда, означают, что в первой формуле остается постоянным объем подсистемы V , а во второй - давление P . Пользуясь этими выражениями, найти для подсистемы $\langle (\Delta T^2)_V \rangle$, $\langle (\Delta S^2)_V \rangle$, $\langle (\Delta S^2)_P \rangle$, $\langle (\Delta P^2)_T \rangle$, и $\langle (\Delta P^2)_S \rangle$.

Solution

(???)

9.38: Решение. Рассматривая температуру подсистемы T как функцию U и V , пишем

$$(\Delta T)_V = \left(\frac{\partial T}{\partial U} \right)_V \Delta U = \frac{\Delta U}{C_V}$$

откуда

$$\langle (\Delta T^2)_V \rangle = \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{C_V^2} = \frac{kT^2}{C_V}$$

Аналогично поступаем и в остальных случаях и получаем:

$$\begin{aligned} \langle (\Delta S^2)_V \rangle &= \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{T^2} = kC_V \\ \langle (\Delta S^2)_P \rangle &= \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{T^2} = kC_P \\ \langle (\Delta P^2)_T \rangle &= \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T^2 \langle (\Delta V^2)_T \rangle = -kT \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T \\ \langle (\Delta P^2)_S \rangle &= \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S^2 \langle (\Delta V^2)_S \rangle = -kT \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S \end{aligned}$$

O1-9.39.

Найти молярную энтропию кристаллического ^{37}Ag при низкой температуре. Ядро ^{37}Ag имеет спин $3/2$. Считать, что температура хоть и близка к абсолютному нулю, но все же достаточна, чтобы обеспечить полную разупорядоченность направлений.

Solution

(???)

O1-9.40

Манометр с площадью мембраны $S \sim 10^{-1}\text{см}^2$ измеряет давление газа $P \sim 1$ мм рт. ст. при нормальной температуре. Оценить относительную среднеквадратичную флуктуацию показаний манометра, если время его инерционности $\tau \sim 10^{-3}\text{с}$.

Solution

(???)

O1-9.41

Упругие свойства углеродной нанотрубки (англ. buckytube) описываются моделью, в которой она представляет собой тонкостенный цилиндр из вещества с модулем Юнга алмаза $E = 10^{12}$ Па. Определить относительную среднеквадратичную флуктуацию радиуса трубки, если ее равновесное значение $r = 0,45$ нм, толщина стенки $\Delta = 0,1$ нм, а длина $l = 10$ нм. Температура $T = 300$ К, форма трубки при флуктуациях не меняется.

Solution

(???)

O1-9.45

Сосуд разделен перегородкой на два различных объема, так что в одном объеме содержится N_1 атомов газа, в другом N_2 . Температуры и давления газов одинаковы. Затем перегородку убирают, и газы перемешиваются. Вычислить изменение энтропии после смешения, если: а) газы различны; б) газы одинаковы. Газ одноатомный, идеальный.

Solution

(???)

O1-9.46

Имеется система N не взаимодействующих между собой частиц со спином 1 (возможные квантовые состояния $m = 0$ и $m = \pm 1$). Энергия частицы в состояниях $m = \pm 1$ равна ε , а в состоянии $m = 0$ равна 0. Вычислить энтропию S системы для случая $\varepsilon < \varepsilon \ll kT$.

Solution

(???)

O1-9.47 Статистическая модель плавления

Согласно одной из моделей плавления (Леннард-Джонса-Девоншира) систему, состоящую из твердого тела и жидкости, можно рассматривать как систему, содержащую N одинаковых атомов и $2N$ мест (N мест в твердой фазе и N мест в жидкой). При температурах ниже температуры плавления все атомы расположены в твердой фазе. В результате нагрева в какой-то момент $N/4$ атомов переходят из твердой фазы в жидкую. Определить изменение энтропии системы при таком переходе системы с температурой, равной температуре плавления, если $N = N_A$ и начальная энтропия $S_0 = 0$.

Solution

(???)

$S = k \ln w$. При температуре плавления в твердом состоянии системы $S_0 = 0$ (по условию). При температуре плавления число возможных способов перехода $N/4$ атомов из N «твердых мест» и распределения их среди N мест в жидкой фазе равно

$$w = \frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{3N}{4}!} \frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{N}{4}!} = \left(\frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{3N}{4}!} \right)^2$$

$$\begin{aligned}
S &= k \ln w = 2k \ln \left(\frac{N!}{\left(\frac{N}{4}\right)! \left(\frac{3N}{4}\right)!} \right)^2 \simeq 2kN \left(\ln N - \frac{1}{4} \ln \frac{N}{4} - \frac{3}{4} \ln \frac{3N}{4} \right) = \\
&= 2kN \left(2 \ln 2 - \frac{3}{4} \ln 3 \right) = R \left(4 \ln 2 - \frac{3}{2} \ln 3 \right) \approx 1,125R
\end{aligned}$$

O1-9.48

При низких температурах все атомы находятся в узлах кристаллической решетки. При высоких температурах атом может выйти из любого узла решетки, перемещаясь, занять новое положение либо в узле, либо в междоузлии. Пусть n атомов случайным образом переместились из узлов решетки в междоузлия. Определить максимальное изменение энтропии $\Delta S_{\max}$ в зависимости от n , если число узлов N в кристалле (простой кубической решетки) равно числу междоузлий N . Считать, что в начальном состоянии энтропия $S_0 = 0$.

O1-9.49 Энтропия цепи

Расстояние r между концами цепочки нуклеиновой кислоты, состоящей из N звеньев одинаковой длины L ($N \gg 1, NL \gg r$), можно найти из модели случайного блуждания вдоль прямой x (рис. 434). Звенья могут свободно поворачиваться в соединениях и ориентироваться случайным образом в пространстве. Поэтому среднеквадратичная проекция каждого звена на ось x равна $\sqrt{a_x^2} = L/\sqrt{3}$. Вычислить изменение энтропии цепи, когда ее концы будут на расстоянии, меньшем b ($NL \gg b$).

Solution

(???)

При $N \gg 1$ и $NL \gg r$ функция распределения вероятностей по r имеет вид распределения Гаусса

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N a_x^2}} e^{-r^2/(2N a_x^2)}$$

Подставляя сюда значение $\overline{a_x^2} = L^2/3$ (по условию), получим

$$f(r) = \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}} e^{-3r^2/(2NL^2)}.$$

Вероятность, при которой $r \leq b$, равна

$$w = \int_0^b f(r) dr = \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}} \int_0^b e^{-3r^2/(2NL^2)} dr$$

По условию $NL \gg b$, поэтому экспонента под интегралом $e^{-3r^2/(2NL^2)} \approx 1$, т. е. $w = b \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}}$. Отсюда искомое изменение энтропии цепи $\Delta S = k \ln w = k \ln b + \frac{k}{2} \ln \frac{3}{2\pi NL^2} - \frac{k}{2} \ln N$.

Ответ: $\Delta S = \frac{k}{2} \ln \frac{3}{2\pi L^2} + k \ln b - \frac{k}{2} \ln N$.

Solutions.9. Флуктуации. Статистический смысл энтропии

9.

5. $P = (1/2)^N$; $N = \log_2(T/\tau) \sim 70$, где $\tau \sim 10^{-4}$ с - время разлета, т. е. среднее время, которое требуется молекуле газа, чтобы пролететь расстояние порядка размеров сосуда.

9.

6. $V = 1/(N\alpha^2) = 3,7 \cdot 10^{-x} \text{ см}^3$; $\bar{n} = 1/\alpha^2 = 10^{12}$, где N - число молекул в единице объема ($N = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$).

9.

$$7. \sqrt{\frac{\langle(\Delta\rho)^2\rangle}{\rho^2}} = \sqrt{\left(\frac{kT}{V}\right)^2 \frac{N}{p^2}} = \frac{1}{\sqrt{N}}.$$

9.

$$8. \frac{\Delta T}{T} \approx 4 \cdot 10^{-11}.$$

9.

$$9. \frac{w_1}{w_0} = e^{\Delta S/k} \approx 10^{-162}, \text{ где } \frac{\Delta S}{k} = -\frac{1}{2} \frac{v_0}{V} \frac{C_V}{k} \left(\frac{\Delta T}{T_0}\right)^2, \text{ где } V - \text{объем сосуда, } v_0 = 10^{-6} \text{ см}^3.$$

9.

$$10. v = \frac{kVT^2}{C_V \langle(\Delta T)^2\rangle} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-3}, \text{ где } V - \text{молярный объем гелия в условиях задачи.}$$

9.

$$11. \frac{w_1}{w_2} = \exp \left[-\frac{3}{4} N_0 \left(\frac{\Delta T}{T_0} \right)^2 \right] = e^{-2} \approx 0,14, \text{ где } N_0 - \text{число молекул в фиксированном объеме } v \text{ при } T = T_0.$$

9.

$$12. \frac{\langle(\Delta T)_2^2\rangle}{\langle(\Delta T)_1^2\rangle} = \frac{1}{2}.$$

9.

$$13. V \approx \frac{kT}{2P} \left(\frac{P}{\Delta P} \right)^2 \ln \frac{w_0}{w} = 1,85 \text{ см}^3.$$

9.

$$14. \frac{\langle(\Delta V)^2\rangle}{V_0^2} = \frac{3}{5N}.$$

9.

$$15. P = \frac{N!}{N_1!N_2!} p^{N_1} q^{N_2}.$$

Решение. Возьмем какое-либо распределение, в котором объем V_1 содержит N_1 , а объем $V_2 - N_2$ молекул. Зафиксировав положения всех молекул, произведем затем всевозможные перестановки их. Так как при таких перестановках числа молекул N_1 и N_2 в объемах V_1 и V_2 не меняются, то в результате получатся всевозможные комбинации молекул с требуемыми числами N_1 и N_2 . Число таких комбинаций равно $N!$. Среди них будут и такие комбинации, которые получаются одна из другой в результате перестановки молекул либо в пределах только объема V_1 , либо в пределах только объема V_2 . Такие перестановки не приводят к новым распределениям молекул по объемам V_1 и V_2 . Число перестановок в пределах первого объема равно $N_1!$, а в пределах второго $N_2!$. Разделив полное число перестановок $N!$ на $N_1!N_2!$, мы получим число z всех распределений молекул N по объемам V_1 и V_2 с требуемыми числами заполнения N_1 и N_2 : $z = N! / (N_1!N_2!)$. В случае идеального газа все эти z распределений равновероятны. Найдем вероятность одного распределения. Вероятность того, что определенная молекула попадает

в объем V_1 , равна $p = V_1/(V_1 + V_2)$, а в объем $V_2 - q = V_2/(V_1 + V_2)$. Вероятность того, что N_1 фиксированных молекул попадут в объем V_1 , а остальные N_2 молекул - в объем V_2 , будет $p^{N_1} q^{N_2}$. Умножив ее на число распределений z , найдем

$$P = \frac{N!}{N_1! N_2!} N^{N_1} q^{N_2}. \quad (*)$$

Это и есть математическая вероятность того, что числа молекул (безразлично каких) в объемах V_1 и V_2 будут равны соответственно N_1 и N_2 .

9.

$$16. \frac{\sqrt{\Delta N^2}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim 10^{-6}; \bar{N} = \frac{1}{4} S n \bar{v} t = 1,2 \cdot 10^{12}.$$

9.

$$17. j \approx 4 \cdot 10^{13} \text{с}^{-1}; \frac{\sqrt{\Delta N^2}}{N} \approx 5 \cdot 10^{-6}.$$

9.

$$18. j \approx 10^9 \text{с}^{-1}; \frac{\sqrt{\Delta N^2}}{N} \approx 10^{-3}.$$

9.

$$19^* n = 7,8 \cdot 10^{11}.$$

Решение. Воспользовавшись формулой (*) (см. решение задачи 9.15), получим

$$\frac{(N-n)!}{N!} \frac{(N+n)!}{N!} = \alpha$$

где N - число Авогадро. После сокращения:

$$\frac{(1+1/N) \dots (1+n/N)}{(1-1/N) \dots (1-(n-1)/N)} = \alpha.$$

Логарифмируя и принимая во внимание, что $n/N \ll 1$, находим

$$2 \left(\frac{1}{N} + \frac{2}{N} + \dots + \frac{n-1}{N} \right) + \frac{n}{N} = \ln \alpha$$

или $n^2/N = \ln \alpha$, откуда

$$n = \sqrt{N \ln \alpha} = \sqrt{N} = 7,8 \cdot 10^{11}$$

9.

20. Решение. В термодинамике энтропия N молекул идеального газа выражается формулой

$$S = N \left(c_V \ln T + k \ln \frac{V}{N} + s_0 \right)$$

где c_V - теплоемкость газа при постоянном объеме, приходящаяся на одну молекулу, а s_0 - постоянная, не зависящая от числа частиц. В начальном состоянии энтропия системы

$$S_0 = 2N \left(c_V \ln T + k \ln \frac{V}{N} + s_0 \right)$$

в конечном состоянии

$$S = (N-n) \left(c_V \ln T + k \ln \frac{V}{N-n} + s_0 \right) + (N+n) \left(c_V \ln T + k \ln \frac{V}{N+n} + s_0 \right)$$

Отсюда

$$S_0 - S = k(N - n) \ln(N - n) + k(N + n) \ln(N + n) - 2kN \ln N$$

или с учетом соотношения $n/N \ll 1$:

$$S_0 - S = kn^2/N$$

По формуле Больцмана

$$S_0 - S = k \ln(P_0/P) = k \ln \alpha$$

Это дает $n^2/N = \ln \alpha$, откуда $n = \sqrt{N \ln \alpha}$.

9.

21. Решение. До флуктуации, когда состояние всего газа было равновесным, его энтропия определялась выражением

$$S_0 = Nc_V \ln T + Nk \ln(V/N)$$

где c_V - теплоемкость газа при постоянном объеме, приходящаяся на одну молекулу газа. После флуктуации, когда в объеме v стало n частиц, энтропия газа будет

$$S = Nc_V \ln T + k(N - n) \ln \frac{V - v}{N - n} + kn \ln \frac{V}{n}$$

Вычтем отсюда предыдущее выражение, пренебрегая при этом членами второй степени по v/V и n/N . Получим приращение энтропии газа в результате флуктуации

$$\Delta S = k \ln \left[\left(\frac{\bar{n}}{n} \right)^n e^{n - \bar{n}} \right]$$

По формуле Больцмана

$$\Delta S = k \ln \frac{P}{P_0}$$

и для искомой вероятности находим

$$P_n = P_0 \left(\frac{\bar{n}}{n} \right)^n e^{n - \bar{n}}$$

Выполнив переход к распределению Гаусса, затем можно определить постоянную P_0 из условия нормировки $\sum P_n = 1$.

9.

22. Решение. Поршень можно рассматривать как гармонический осциллятор. Среднее значение его потенциальной энергии при смещении от положения равновесия на x равно $\kappa \langle x^2 \rangle / 2 = kT/2$, где κ - модуль упругости, соответствующий такому смещению. Очевидно, $\Delta V = Sx$, где ΔV - изменение объема системы, а S - площадь поршня. Таким образом, $\langle \Delta V^2 \rangle = S^2 kT / \kappa$. Сила, возвращающая поршень в положение равновесия, $F = S \frac{\partial P}{\partial x}$, а потому

$$\kappa = -S \frac{\partial P}{\partial x} = -S^2 \frac{\partial P}{\partial V}$$

В результате получим

$$\langle (\Delta V)_T^2 \rangle = -kT \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T^{-1} = -kT \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T$$

Значок T поставлен потому, что в выводе предполагалось постоянство температуры окружающей среды (термостата). Если бы вещество внутри объема V было адиабатически изолировано, то, как следует из вывода, значок T следовало бы заменить на S (постоянство энтропии) и написать

$$\langle (\Delta V)_S^2 \rangle = -kT \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S$$

9.

26. $\alpha \approx 0,01$.

9.

27. $m \approx \frac{\sqrt{\alpha kT}}{g}$.

9.

28. $\frac{\sqrt{\langle \Delta V^2 \rangle}}{V} = \sqrt{\frac{kT\beta_T}{V}} \approx 3,6 \cdot 10^{-9}$.

9.

29. $\frac{\sqrt{\langle \Delta n_{\Delta V}^2 \rangle}}{\langle \Delta n_{\Delta V} \rangle} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0 N_A \Delta V}} \exp\left(\frac{\mu g h}{2RT}\right)$.

9.

30. $\frac{\sqrt{\langle \Delta n_{\Delta V}^2 \rangle}}{\langle \Delta n_{\Delta V} \rangle} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0 N_A \Delta V}} \exp\left(-\frac{\mu \omega^2 r^2}{4RT}\right)$.

9.

31. $\sqrt{\frac{\Delta h^2}{h^2}} = \sqrt{\frac{\rho g kT}{4\pi\sigma^2}}$.

9.

32. $\sqrt{\frac{\langle \Delta V^2 \rangle}{V^2}} = \sqrt{\frac{3}{4\pi} \frac{kT}{P_0 r^3 + \frac{8}{3}\sigma r^2}}$.

9.

33. $\frac{\sqrt{\langle \Delta V^2 \rangle}}{V} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{T}{T-T}} \frac{1}{\sqrt{N}}$ где N - число молекул в объеме V .

9.

34. $\sqrt{\langle \Delta v^2 \rangle} = \sqrt{\frac{3kT}{0,1\mu}} \approx 2,1 \cdot 10^7$ см/с.

9.

35. $\frac{\sqrt{\langle \Delta \Pi^2 \rangle}}{\langle \Pi \rangle} = \sqrt{2}$ для одной молекулы; $\frac{\sqrt{\langle \Delta \Pi^2 \rangle}}{\langle \Pi \rangle} = \sqrt{\frac{2}{N_A}} \approx 2 \cdot 10^{-12}$ для одного моля.

9.

$$36. \frac{\sqrt{\langle \Delta \rho^2 \rangle}}{\bar{\rho}} = \frac{\sqrt{-\frac{kT}{(\partial P / \partial V)_S}}}{V} = \sqrt{\frac{kT \gamma \beta_T}{V}}.$$

9.

$$37. \langle \Delta \varepsilon^2 \rangle = 3k^2 T^2 / 2.$$

Решение. Согласно выражению для среднего числа dN молекул газа, кинетические энергии которых заключены между ε и $\varepsilon + d\varepsilon$ (см. ответ задачи 7.7)

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{\int_0^\infty \varepsilon T^{-3/2} \sqrt{\varepsilon} e^{-\alpha \varepsilon} d\varepsilon}{\int_0^\infty T^{-3/2} \sqrt{\varepsilon} e^{-\alpha \varepsilon} d\varepsilon},$$

где введено обозначение $\alpha = 1/(kT)$. Обозначая знаменатель через Z и дифференцируя его по параметру α , получим

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{Z} \frac{dZ}{d\alpha}, \quad \langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{d\alpha^2}.$$

Вычислив интеграл Z , по этим формулам найдем $\langle \varepsilon \rangle = 3kT/2$, $\langle \varepsilon^2 \rangle = 15k^2 T^2 / 4$ и далее

$$\langle \Delta \varepsilon^2 \rangle = \langle \varepsilon^2 \rangle - \langle \varepsilon \rangle^2 = 3k^2 T^2 / 2$$

9.

38* Решение. Рассматривая температуру подсистемы T как функцию U и V , пишем

$$(\Delta T)_V = \left(\frac{\partial T}{\partial U} \right)_V \Delta U = \frac{\Delta U}{C_V}$$

откуда

$$\langle (\Delta T^2)_V \rangle = \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{C_V^2} = \frac{kT^2}{C_V}$$

Аналогично поступаем и в остальных случаях и получаем:

$$\langle (\Delta S^2)_V \rangle = \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{T^2} = kC_V$$

$$\langle (\Delta S^2)_P \rangle = \frac{\langle (\Delta U^2)_V \rangle}{T^2} = kC_P$$

$$\langle (\Delta P^2)_T \rangle = \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T^2 \langle (\Delta V^2)_T \rangle = -kT \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T$$

$$\langle (\Delta P^2)_S \rangle = \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S^2 \langle (\Delta V^2)_S \rangle = -kT \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_S$$

9.

$$39. S = 2R \ln 2 \approx 11,5 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}.$$

9.

$$40. \text{ За время } \tau \text{ с мембраной сталкивается } N = \frac{vv}{4} S \tau \text{ молекул, где средняя скорость молекул } v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ см/с, } N \approx 4 \cdot 10^{16}. \text{ Относительные флуктуации измеряемого давления } \frac{\Delta P}{P} \sim \frac{1}{N} \sim 10^{-8}.$$

9.

$$41. \frac{\sqrt{dr^2}}{r} = \sqrt{\frac{kT}{2\pi El\Delta r}} = 1,2 \cdot 10^{-3}.$$

9.

$$42. \frac{\sqrt{dr^2}}{r} = \sqrt{\frac{kT}{8\pi r^2 E \Delta}} = 3,6 \cdot 10^{-3}.$$

9.

$$43. \frac{\sqrt{\Delta E^2}}{E} = \exp\left(\frac{h\nu}{2kT}\right) = 1,668.$$

9.

$$44. w_{\text{кон}}/w_{\text{нач}} \approx 3100.$$

9.

45.

$$\text{a) } \Delta S = N_1 k \ln \frac{N_1 + N_2}{N_1} + N_2 k \ln \frac{N_1 + N_2}{N_2};$$

$$\text{б) } \Delta S = 0 \text{ (парадокс Гиббса).}$$

9.

$$46. S(T) = \text{const} - \frac{1}{9} N k \left(\frac{\epsilon}{kT}\right)^2.$$

9.

$$47^* \Delta S = R \left(4 \ln 2 - \frac{3}{2} \ln 3\right) \simeq 1,125 R.$$

Решение. $S = k \ln w$. При температуре плавления в твердом состоянии системы $S_0 = 0$ (по условию). При температуре плавления число возможных способов перехода $N/4$ атомов из N «твердых мест» и распределения их среди N мест в жидкой фазе равно

$$w = \frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{3N}{4}! \frac{N}{4}! \frac{N}{4}!} = \left(\frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{3N}{4}!} \right)^2$$

Отсюда энтропия

$$\begin{aligned} S &= k \ln w = 2k \ln \left(\frac{N!}{\frac{N}{4}! \frac{3N}{4}!} \right)^2 \simeq 2kN \left(\ln N - \frac{1}{4} \ln \frac{N}{4} - \frac{3}{4} \ln \frac{3N}{4} \right) = \\ &= 2kN \left(2 \ln 2 - \frac{3}{4} \ln 3 \right) = R \left(4 \ln 2 - \frac{3}{2} \ln 3 \right) \approx 1,125 R \end{aligned}$$

9.

$$48. S(n) \approx 2k[n \ln N - (N-n) \ln(N-n) - n \ln n], \text{ откуда } S_{\text{max}} = 2kN \ln 2 \approx 1,39kN.$$

9.

$$49. \Delta S = \frac{k}{2} \ln \frac{3}{2\pi L^2} + k \ln b - \frac{k}{2} \ln N.$$

Решение. При $N \gg 1$ и $NL \gg r$ функция распределения вероятностей по r имеет вид распределения Гаусса

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N \overline{a_x^2}}} e^{-r^2/(2N \overline{a_x^2})}$$

Подставляя сюда значение $\overline{a_x^2} = L/\sqrt{3}$ (по условию), получим

$$f(r) = \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}} e^{-3r^2/(2NL^2)}$$

Вероятность, при которой $r \leq b$, равна

$$w = \int_0^b f(r) dr = \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}} \int_0^b e^{-3r^2/(2NL^2)} dr$$

По условию $NL \gg b$, поэтому экспонента под интегралом $e^{-3r^2/(2NL^2)} \approx 1$, т. е. $w = b \sqrt{\frac{3}{2\pi NL^2}}$. Отсюда искомое изменение энтропии цепи $\Delta S = k \ln w = k \ln b + \frac{k}{2} \ln \frac{3}{2\pi L^2} - \frac{k}{2} \ln N$.

9.

50. Сила $F = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial r}\right)_T = -T \left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)_T = \frac{3kr}{NL^2} T$, где $\Psi = U - TS$ - свободная энергия.

1.24 Problems about fluctuations, 2

КО-7.1.

Найти квазистатистические флуктуации $\langle(\Delta S)^2\rangle, \langle(\Delta P)^2\rangle, \langle\Delta S \Delta P\rangle$ в заданном объёме.

КО-7.2.

Найти квазистатистические флуктуации энергии в объёме V , если объём тела и число частиц в нем фиксированы $\langle(\Delta E)_{V,N}^2\rangle$, если объём может флуктуировать $\langle(\Delta E)_N^2\rangle$, а число частиц фиксировано, в случае, если фиксирован объём, но переменено число частиц $\langle(\Delta E)_V^2\rangle$.

КО-7.3.

Найти флуктуации объёма больцмановского газа, ограниченного поршнем, площади A , который удерживается пружиной жесткости k . Внешнее давление P_0 , температура T_0 . В равновесии пружина не растянута.

[LL5.§112, §113], КО-7.4. Флуктуации числа частиц в БКА

Выразить флуктуации числа частиц в большом каноническом ансамбле, используя большую статистическую сумму. Использовать полученные формулы для больцмановского и ферми-газа.

Solution

(?? потом напишу суть)

Большая статистическая сумма Z_N для N частиц

$$Q = \sum_{N=0}^{\infty} e^{\mu N/T} Z_N$$

а вероятность иметь в системе N частиц $w_N = e^{\mu N/T} Z_N / Q$. Поэтому

$$\langle N \rangle = \frac{1}{Q} \sum_{N=0}^{\infty} N w_N = \frac{T}{Q} \left(\frac{\partial Q}{\partial \mu} \right)$$

$$\langle N^2 \rangle = \frac{1}{Q} \sum_{N=0}^{\infty} N^2 w_N = \frac{T^2}{Q} \left(\frac{\partial^2 Q}{\partial \mu^2} \right)$$

откуда

$$T \frac{\partial \langle N \rangle}{\partial \mu} = T^2 \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial \mu} \right) = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 = \langle \Delta N^2 \rangle$$

Для идеального больцмановского газа

$$\mu = T \ln \frac{z}{N}, \quad N = e^{\mu/T} z, \quad \frac{\langle (\Delta N)^2 \rangle}{\langle N \rangle^2} = \frac{1}{N}$$

Для идеального ферми-газа ($T \ll \mu$)

$$\mu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3}, \quad \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{\langle N \rangle^2} = \frac{3T}{2N\mu} \propto \frac{T}{N^{5/3}}$$

относительные флуктуации числа частиц стремятся к нулю с понижением температуры и убывают с ростом полного числа частиц в системе гораздо быстрее чем для больцмановского газа. Малость флуктуаций обусловлена тем, что очень сильно подавлены флуктуации в состояниях вне энергетического интервала ширины T вблизи поверхности Ферми.

КО-7.5. Флуктуации в дублете Мандельштама-Бриллюена (???)

Найти отношение флуктуаций $\langle (\Delta V)_S^2 \rangle / \langle (\Delta V)^2 \rangle$ (определяющее отношение интенсивности рассеянного света в “крыльях” дублета Мандельштама-Бриллюена к полной интенсивности рассеянного света).

Solution

(?? думаю, поможет открыть ЛЛ8, почитать про этот дублет, но тут отдельно нужно сидеть, понимать это)

КО-7.6. Флуктуация дневного света

Выразить относительную величину флуктуаций интенсивности дневного света, рассматривая электромагнитное поле как классическое.

Solution

Мгновенное значение электрического поля световой волны складывается из полей, излучённых множеством атомов:

$$\mathbf{E} = \sum_a \mathbf{E}_a$$

Каждое из слагаемых $\mathbf{E}_a$ изменяется с частотой $\omega \sim 10^{13}$ с, а за время, не большее $\tau \sim 10^{-7}$ с, полностью изменяет фазу θ_a и амплитуду, причем независимо от других.

Далее мы примем для определённости, что выделен свет линейно поляризованный.

Для мгновенного значения квадрата поля, определяющего плотность потока энергии,

$$E^2 = \sum_a E_a \cos(\omega t + \theta_a) \sum_b E_b \cos(\omega t + \theta_b) = \frac{1}{2} \sum_{a,b} E_a E_b (\cos(\theta_a - \theta_b) + \cos(2\omega t + \theta_a + \theta_b))$$

Интенсивность света определяется величиной E^2 , усреднённой за период $2\pi/\omega$ или за несколько таких периодов. За такое время амплитуды и фазы отдельных слагаемых заметно не изменятся, а слагаемое,

осциллирующее с частотой 2ω при таком усреднении обратится в нуль. Поэтому “мгновенное” значение интенсивности света

$$I \propto \frac{1}{2} \sum_{a,b} E_a E_b \cos(\theta_a - \theta_b)$$

Среднее значение интенсивности определится при усреднении за время, большее τ . При таком усреднении исчезнут все слагаемые с $a \neq b$, так как фазы излучений разных атомов θ_a за такое время изменяются независимо друг от друга: $\langle \cos(\theta_a - \theta_b) \rangle = 0$.

Поэтому

$$\langle I \rangle \propto \frac{1}{2} \sum_a E_a^2 = \frac{1}{2} N \langle E_a^2 \rangle$$

где N - число слагаемых, $\langle E_a^2 \rangle$ - средний (по разным атомам) квадрат поля излучения одного атома. Чтобы найти флуктуацию интенсивности, нужно найти еще $\langle I^2 \rangle$.

$$\begin{aligned} I^2 &\propto \frac{1}{4} \sum_{a,b} E_a E_b \cos(\theta_a - \theta_b) \sum_{c,d} E_c E_d \cos(\theta_c - \theta_d) = \\ &= \frac{1}{8} \sum_{a,b,c,d} E_a E_b E_c E_d \left(\cos(\theta_a - \theta_b + \theta_c - \theta_d) + \cos(\theta_a - \theta_b - \theta_c + \theta_d) \right). \end{aligned}$$

При усреднении за время, много большее τ , сохранятся только слагаемые, в которых случайные фазы сокращаются. Это N слагаемых с $a = b = c = d$, для которых оба косинуса обращаются в единицу, и $2N(N-1)$ слагаемых для которых первый косинус обращается в 1 (при $a = b \neq c = d$, и при $a = d \neq b = c$) и столько же - для второго косинуса (при $a = b \neq c = d$, и при $a = c \neq b = d$). Это дает в сумме

$$\langle I^2 \rangle = \frac{1}{4} N \langle E_a^4 \rangle + \frac{1}{2} N(N-1) \langle E_a^2 \rangle^2$$

Поскольку $N \gg 1$ первое слагаемое мало в сравнении со вторым, а во втором можно заменить $N(N-1)$ на N^2 . В итоге

$$\langle I^2 \rangle = \frac{1}{2} N^2 \langle E_a^2 \rangle^2$$

так что

$$\frac{(\Delta I)^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = 1$$

Solution другим способом (??)

Мы несколько иначе опишем ту же физическую картину. Речь идет по-прежнему об одной линейно поляризованной моде колебаний.

Поле световой волны мы представляем в виде

$$E = \text{Re} \left(\sum_a E_a e^{-i\omega t} \right) \quad (51)$$

где E_a -комплексная амплитуда поля излучения отдельного атома. Квадрат модуля комплексной амплитуды $E^{(0)} = \sum E_a$ определяет интенсивность волны, усреднённую за период.

Обратим внимание, что задаваемая уравнением (51) в комплексной плоскости картина для комплексной амплитуды колебания $E^{(0)}$ полностью совпадает с картиной смещения частицы при случайных блужданиях (число слагаемых отвечает числу шагов). Распределение вероятностей для каждой из величин $E' = \text{Re}(E^{(0)})$ и $E'' = \text{Im}(E^{(0)})$, представляющих собой сумму очень большого числа случайных слагаемых, гауссово:

$$dw(E') \propto \exp\left(-\frac{E'^2}{2\langle E'^2 \rangle}\right) dE', \quad dw(E'') \propto \exp\left(-\frac{E''^2}{2\langle E''^2 \rangle}\right) dE''$$

Распределение вероятностей для величины $E^{(0)2} = E'^2 + E''^2$

$$dw \propto \exp\left(-\frac{E'^2 + E''^2}{2\langle E'^2 \rangle}\right) dE' dE'' \propto \exp\left(-\frac{E^{(0)2}}{2\langle E^{(0)2} \rangle}\right) E^{(0)} dE^{(0)},$$

$$\langle E'^2 \rangle = \langle E''^2 \rangle, \quad \langle E^{(0)2} \rangle = 2\langle E'^2 \rangle.$$

Для интенсивности излучения I распределение такое же, как для $E^{(0)2}$:

$$dw = \frac{1}{\langle I \rangle} e^{-I/\langle I \rangle} dI$$

Поэтому

$$\langle I^2 \rangle = \frac{1}{\langle I \rangle} \int_0^\infty I^2 e^{-I/\langle I \rangle} dI = 2\langle I \rangle^2, \langle (\Delta I)^2 \rangle = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle I \rangle^2$$

Обсуждение решения

Заметим, что для видимого света в спектре солнечного излучения $\langle n \rangle = (e^{\hbar\omega/T} - 1)^{-1} \ll 1$, так что с точки зрения определения флуктуаций это излучение оказывается не классическим, а квантовым. Изложенное решение задачи фактически относится к инфракрасной области спектра, где $\langle n \rangle \gg 1$.

Найденная величина флуктуаций чрезвычайно велика, интенсивность изменяется на 100%. Почему же Солнце и звезды не мигают? Если рассматривать не одну выделенную моду а много, скажем $G = \omega^2 \Delta\omega \Delta\Omega / 4\pi^3 \gg 1$ мод ($\Delta\omega$ - интервал частот, $\Delta\Omega$ - телесный угол, в котором сосредоточено наблюдаемое излучение), то нужно учитывать, что флуктуации их независимы. Складываются интенсивности $\mathcal{I} = GI$ и квадраты флуктуаций $(\Delta\mathcal{I})^2 = G(\Delta I)^2$. Тогда $(\Delta\mathcal{I})^2/\mathcal{I}^2 = 1/G \ll 1$.

Здесь уместно будет подчеркнуть также, что предварительное усреднение величины $E_x^2 \rightarrow I$ при переходе к величине интенсивности было весьма существенным. Если усреднять не I^2 , а E_x^4 , то результат будет зависеть от того, как реализовано неполяризованное" состояние.

Например, это может быть наложение взаимно некогерентных линейно поляризованных полей $E_x = E_0 \cos(\omega t + \theta_x)$ и $E_y = E_0 \cos(\omega t + \theta_y)$. Тогда $\langle E_x^4 \rangle = \frac{3}{8} E_0^4$.

В то же время для проекции электрического поля на ось x' , составляющую углы 45° с осями x и y , $E_{x'} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x + E_y)$, получаем $\langle E_{x'}^4 \rangle = \frac{1}{4} (\langle E_x^4 \rangle + 4 \langle E_x^3 E_y \rangle + 6 \langle E_x^2 E_y^2 \rangle + 4 \langle E_x E_y^3 \rangle + \langle E_y^4 \rangle) = \frac{9}{16} E_0^4$.

В опытах Брауна - Твисса изучается интерференция интенсивностей. Подумайте, происходит ли в этих опытах предварительное усреднение квадратов полей.

(?????)

КО-7.7. Корреляции в осцилляторе

Найти корреляционные функции $\langle x(t') x(t' + t) \rangle$, $\langle v(t') x(t' + t) \rangle$ и $\langle v(t') v(t' + t) \rangle$, ($v = \dot{x}$) для осциллятора с трением.

Solution

(! в 1ю часть впишу это, важные выводы! вроде бы в кинетике это уже разбирал, туда тоже допишу)

Обозначим

$$\begin{aligned} \varphi(t_1 - t_2) &= \langle x(t_1) x(t_2) \rangle \\ \chi(t_1 - t_2) &= \langle v(t_1) x(t_2) \rangle, v = \dot{x} \\ \psi(t_1 - t_2) &= \langle v(t_1) v(t_2) \rangle \end{aligned}$$

Уравнение движения для корреляционной функции $\varphi(t_1 - t_2)$ получаем, умножив уравнение движения осциллятора:

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = f_{сл}/m, \quad (\omega^2 = \omega_0^2 - \gamma^2)$$

для $x(t_1)$ на $x(t_2)$ и усреднив по множеству осцилляторов:

$$\frac{\partial^2}{\partial t_1^2} \varphi(t_1 - t_2) + 2\gamma \frac{\partial}{\partial t_1} \varphi(t_1 - t_2) + \omega_0^2 \varphi(t_1 - t_2) = \langle f_{сл}(t_1) x(t_2) \rangle / m$$

Для $t_1 > t_2$ берем значение случайной силы в момент после наблюдения смещения осциллятора, поэтому $\langle f_{сл}(t_1) x(t_2) \rangle = 0$. Для $t = t_1 - t_2 > 0$

$$\ddot{\varphi} + 2\gamma\dot{\varphi} + \omega_0^2 \varphi = 0$$

Решение этого уравнения (для $t > 0$)

$$\varphi(t) = e^{-\gamma t} (A \cos \omega t + B \sin \omega t)$$

Дифференцируя по t , получим и другие корреляционные функции.

Чтобы найти постоянные A, B , рассмотрим функцию χ при малых $t_1 - t_2$. В этом случае можно не учитывать влияния на движение осциллятора сил (как возвращающей, так и случайной) и принять $x(t_2) = x(t_1) + v(t_1)(t_2 - t_1)$. Для функции χ это дает при $t \rightarrow 0$

$$\chi(t) = \langle v(t_1) x(t_1) \rangle + \langle v^2(t_1) \rangle (t_2 - t_1)$$

Учтём далее, что

$$\langle v(t_1) x(t_1) \rangle = \frac{1}{2} \left\langle \frac{d}{dt_1} x^2(t_1) \right\rangle = 0$$

(ибо что среднее по ансамблю считаем равным среднему по времени), а также

$$\langle v^2(t_1) \rangle = \frac{T}{m}$$

Для

$$\chi = \dot{\varphi} = e^{-\gamma t} ((-\gamma A + \omega B) \cos \omega t - (\omega A + \gamma B) \sin \omega t)$$

это приводит к уравнениям

$$-\gamma A + \omega B = 0, \quad -\omega(\gamma B + \omega A) = \frac{T}{m}$$

откуда

$$A = -\frac{T}{m} \omega_0^2, \quad B = \frac{\gamma}{\omega} A$$

Учтя также, что $\varphi(-t) = \varphi(t)$, $\chi(-t) = -\chi(t)$, $\psi(-t) = \psi(t)$, получаем в итоге

$$\langle x(t') x(t' + t) \rangle = (T/m\omega_0^2) (\cos \omega t + (\gamma/\omega) \sin \omega |t|) e^{-\gamma|t|}$$

$$\langle v(t') x(t' + t) \rangle = (T/m\omega) \sin \omega t e^{-\gamma|t|}$$

$$\langle v(t') v(t' + t) \rangle = (T/m) (\cos \omega t - (\gamma/\omega) \sin \omega |t|) e^{-\gamma|t|}$$

КО-7.8. Флуктуации числа частиц в угле

Столб идеального бозе-газа, состоящий из N частиц, находится в однородном поле

$$U(z) = \begin{cases} Fz & \text{при } z > 0 \\ \infty & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

при температуре ниже температуры конденсации Бозе - Эйнштейна.

Найти флуктуации числа частиц в бозе-конденсате.

Solution

(????)

Число частиц N_a в любом квантовом состоянии $|a\rangle$ с энергией, больше минимальной, микроскопически мало, поэтому газ с N частицами можно рассматривать как термостат и источник частиц для этого состояния. Флуктуации числа частиц в таком состоянии

$$\langle (\Delta N_a)^2 \rangle = \langle N_a \rangle + \langle \Delta N_a \rangle^2 = T \frac{\partial \langle N_a \rangle}{\partial \mu} \quad (52)$$

Число частиц в бозе-конденсате N_0 сопоставимо с N и определяется как

$$N_0 = N - \sum_{|a\rangle} N_a \quad (53)$$

Естественно также, что

$$\langle N_0 \rangle = N - \sum_{|a\rangle} \langle N_a \rangle \quad (54)$$

Флуктуации N_0 определяются флуктуациями N_a . При этом следует учесть, что флуктуации числа частиц в разных состояниях независимы: $\langle \Delta N_{a'} \Delta N_a \rangle = 0$ при $a' \neq a$, поэтому

$$\langle (\Delta N_0)^2 \rangle = \sum_{|a\rangle} \langle (\Delta N_a)^2 \rangle = \sum_{|a\rangle} (\langle N_a \rangle + \langle N_a \rangle^2) = T \frac{\partial N_0}{\partial \mu} \quad (55)$$

где $N_{>} = \sum_{|a\rangle} \langle N_a \rangle$ - среднее число частиц в состояниях с положительной энергией. Это число можно выразить так (см. зад. 5.3):

$$N_{>} = \frac{(2m)^{3/2} T^{5/2}}{6\pi^2 \hbar^3 F} b_{3/2}(y) = N \left(\frac{T}{T_k} \right)^{5/2} \frac{b_{3/2}(y)}{b_{3/2}(0)}, \quad y = -\mu/T \quad (56)$$

так что

$$\langle (\Delta N_0)^2 \rangle = \left. \frac{\partial N_{>}}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{3}{2} N \left(\frac{T}{T_k} \right)^{5/2} \frac{b_{1/2}(0)}{b_{3/2}(0)} = 2,92 N \left(\frac{T}{T_k} \right)^{5/2}$$

Особенность задачи (????)

(??? подумаю про это, удивительно вообще)

Отметим, что для бозе-газа в заданном объёме (без внешнего поля) сумму $\sum_{|a\rangle} \langle (\Delta N_a)^2 \rangle$ не удаётся заменить интегралом: интеграл $\int \langle (N_{|a\rangle})^2 \rangle dT \propto \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} f_B^2(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon \propto \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \varepsilon^{-3/2} d\varepsilon$ расходится, если принять наименьшее значение энергии $\varepsilon_{\min}$ равным нулю. Это значит, что в сумму самый существенный вклад вносят состояния с низшими энергиями. Между прочим, вследствие этого величина ²⁶ Если бы число частиц не было задано, то в этом равенстве стояло бы не N , а $\langle N \rangle$. Флуктуации же величины N_0 определялись бы согласно (52): $\langle (\Delta N_0)^2 \rangle = N_0 (1 + N_0)$.

флуктуаций $\langle (\Delta N_0)^2 \rangle$ зависит от формы сосуда, в котором находится газ.

КО-7.9. Особые флуктуации числа в осцилляторе

Найти флуктуации числа бозе-частиц на основном уровне в поле гармонического осциллятора при постоянном полном числе частиц.

Solution

(??? возможно, если продумать задачи выше, то всё и решится???)

$$\langle (\Delta N_0)^2 \rangle = \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3$$

Максимальное значение $\langle (\Delta N_0)^2 \rangle \approx 2N$ (при $T = T_k$).

КО-7.10. Флуктуационная теплоемкость

Оценить связанную с флуктуациями параметра порядка добавку к теплоёмкости вблизи точки фазового перехода второго рода. (Предполагается использование теории фазовых переходов Ландау с учетом зависимости параметра порядка от координат, в духе теории критической опалесценции Орнштейна и Цернике.)

Solution

(??? по идее тут вся теория из Пухова, но нужно еще продумать её)

На некотором удалении от точки фазового перехода вероятность какого-либо значения параметра порядка η определяется потенциалом Ω ²⁷

$$w \propto e^{-\Omega/T}, \quad \Omega = V\phi, \quad \text{где } \phi = at\eta^2 + B\eta^4, \quad t = T - T_k.$$

Величина флуктуаций параметра $\delta\eta$ определяется условием $\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \eta^2} (\delta\eta)^2 \sim a|t|(\delta\eta)^2 \sim T$, откуда

$$(\delta\eta)^2 \sim \frac{T}{Va|t|} \quad (57)$$

При приближении к точке перехода флуктуации растут.

Согласно представлениям, введенным в физику Орнштейном и Цернике при изучении критической опалесценции, вещество вблизи критической точки разбивается на мелкие участки, на каждом из которых значение параметра порядка не зависит от его значения на других участках. Оценка $(\delta\eta)^2 \sim \frac{T}{V|a|t|}$ становится несправедлива, объем V следует заменить на размер такого участка, так что флуктуации параметра порядка оказываются гораздо большими, тем большими, чем мельче участки с определенными значениями η . Между ними имеются переходные области, в которых параметр η постепенно изменяется. С этим изменением параметра порядка связана энергия, которую можно понимать как

²⁷. Наиболее вероятное значение η_0 параметра порядка определяется минимумом $\phi(\eta) : \eta_0 = 0$ при $t > 0, \eta_0 > 0$ при $t < 0$. В обоих случаях $\left. \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \eta^2} \right|_{\eta=\eta_0} \sim V|a|t|$.

поверхностную, связанную с наличием границ между участками с разными значениями η . Наличие такой энергии ограничивает измельчение участков с постоянными значениями η (и рост флуктуаций). Потенциал Ω , отражающий такое представление о структуре вещества вблизи точки фазового перехода второго рода, имеет вид

$$\Omega(T, P, \eta) = \int [\phi(T, P, \eta) + g(\nabla\eta)^2] dV, \text{ где } g = \text{const}. \quad (58)$$

Параметр g фактически задает величину поверхностной энергии. Ширину области перехода $\sim R$ между участками с разными значениями параметра порядка можно оценить, принимая, что флуктуационная часть первого слагаемого подынтегрального выражения в (58) имеет тот же порядок, что второе слагаемое: $a|t|(\delta\eta)^2 \sim g(\delta\eta/R)^2$, откуда $R \sim (g/a|t|)^{1/2}$. Теперь можно оценить величину флуктуаций параметра порядка, принимая, что область перехода между участками вещества с разными значениями η простирается на всю возможную глубину этих участков (чтобы величина градиента в (58) была возможно меньше) и подставив в (57) в качестве объема $V \sim R^3$:

$$\delta\eta^2 \sim \frac{T(a|t|)^{1/2}}{g^{3/2}} \quad (59)$$

Таким образом, указанная "поверхностная" энергия подавляет рост флуктуаций параметра порядка по мере приближения к точке фазового перехода. (Подразумевается, что флуктуации η остаются велики по сравнению с оценкой (57)²⁸.)

Добавку к Ω , обусловленную флуктуациями η ,

$$\delta\Omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \eta^2} \right) (\delta\eta)^2$$

оцениваем как

$$\delta\Omega \sim VT_k \left(\frac{a|t|}{g} \right)^{3/2}$$

Получая далее добавки к энтропии и теплоёмкости, дифференцируем только t , сохраняя тем самым лишь наибольшие слагаемые.

$$\begin{aligned} \delta S &= -\frac{\partial}{\partial T} \delta\Omega \sim VT_k a^{3/2} |t|^{1/2} / g^{3/2} \\ \delta C &= T \frac{\partial}{\partial T} \delta S \sim \frac{VT_k^2 a^{3/2}}{g^{3/2} |t|^{1/2}} \end{aligned}$$

При более тщательном расчете (см. [LL5. 147, задача]) получается еще коэффициент $1/16\pi$. Более подробный рассказ о теории Орнштейна - Цернике см. также в учебнике [Kubo SM., §81].

КО-7.11. Флуктуации намагниченности

Найти связь флуктуаций намагниченности с соответствующей магнитной восприимчивостью, используя выражения этих величин через статистическую сумму.

Принять, что при "включении" магнитного поля $\mathcal{H}$ к гамильтониану H добавляется слагаемое $-\mathcal{M}\mathcal{H}$ (M - намагниченность, V - объем тела, $\mathcal{M} = VM$ - его магнитный момент).

⁰²⁸ Иначе говоря, величина $|t|$ не слишком мала. Это согласуется с тем фактом, что область применимости теории Ландау задается условием $\delta\eta \ll \eta_0$, ограничивающим величину $|t|$ снизу.

КО-7.11.

При наличии магнитного поля статсумма принимает вид

$$Z = \sum e^{-H/T + \mathcal{M}\mathcal{H}/T}$$

Среднее значение магнитного момента определяется из соотношения

$$\frac{T}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \mathcal{H}} = \sum \left(\frac{1}{Z} e^{-H/T + \mathcal{M}\mathcal{H}/T} \right) \mathcal{M} = \langle \mathcal{M} \rangle$$

Магнитная восприимчивость χ равна

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{V} \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \mathcal{H}} = \frac{T}{V} \frac{\partial}{\partial \mathcal{H}} \left(\frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial \mathcal{H}} \right) = \frac{T}{V} \left[\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial \mathcal{H}^2} - \frac{1}{Z^2} \left(\frac{\partial Z}{\partial \mathcal{H}} \right)^2 \right] = \\ &= \frac{1}{TV} (\langle \mathcal{M}^2 \rangle - \langle \mathcal{M} \rangle^2) = \frac{V(\Delta \mathcal{M})^2}{T} \end{aligned}$$

Резкий рост магнитной восприимчивости вблизи точки фазового перехода второго рода связан с большими флуктуациями намагниченности.

КО-7.12. Облако броуновских частиц

Найти, как зависит от времени средний квадрат размера области, занятой “облаком” броуновских частиц, которые стартовали одновременно из одной точки.

Solution

(???)

Поскольку $\mathbf{r}(t) = \int_0^t dt_1 \mathbf{v}(t_1)$, получаем

$$\langle r^2(t) \rangle = \int_0^t dt_1 \int_0^t dt_2 \langle \mathbf{v}(t_1) \mathbf{v}(t_2) \rangle$$

Учтя, что

$$\langle \mathbf{v}(t_1) \mathbf{v}(t_2) \rangle = 3 \frac{T}{m} e^{-|t_1 - t_2|/\tau}$$

где $\tau = m/\alpha$, α - коэффициент пропорциональности силы трения частицы и её скорости, находим

$$\langle r^2(t) \rangle = 6 \frac{T}{m} \int_0^t dt_1 \int_0^{t_1} dt_2 e^{-(t_1 - t_2)/\tau} = 6 \frac{T}{m} \left[\tau t - \tau^2 (1 - e^{-t/\tau}) \right]$$

Для времени $t \ll \tau$

$$\sqrt{\langle r^2(t) \rangle} = \sqrt{\frac{3T}{m}} t = v_T t \quad (60)$$

что соответствует свободному движению частиц с тепловой скоростью.

Для времени $t \gg \tau$

$$\langle r^2(t) \rangle = \frac{6T\alpha}{m} t \quad (61)$$

и движение частиц - это случайные блуждания (см. также [8, гл. 6, задача 13], [11, п. 11.1]).

КО-7.13. Флуктуация в контуре с перепадами температуры (???)

Контур состоит из двух сопротивлений R_1 и R_2 , температуры которых равны T_1 и T_2 , и конденсатора ёмкости C , соединённых параллельно. Найти автокорреляционную функцию тока, идущего через конденсатор.

Solution

(???)

$$\langle i(t_1) i(t_2) \rangle = \frac{R_1 T_1 + R_2 T_2}{R_1 R_2} \left(-\frac{1}{RC} e^{-|t_1 - t_2|/RC} + \delta(t_1 - t_2) \right)$$

где

$$R = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}$$

КО-7.14. Энергия от флуктуирующего тока (???)

Контур состоит из двух сопротивлений R_1 и R_2 , температуры которых равны T_1 и T_2 , и катушки индуктивности L , соединённых последовательно (кольцом). Найти, какая энергия передаётся от одного сопротивления к другому за счёт флуктуаций тока в цепи.

Solution

(???)

Будем определять энергию, передаваемую сопротивлению R_1 . Можно считать, что при каждом из сопротивлений есть шумовой источник ЭДС, $\mathcal{E}_{1,2}$. В цепи идет ток I . Средняя мощность, поставляемая сопротивлением R_1 в цепь, равна $w_{1-} = \langle \mathcal{E}_1 I \rangle$, получаемая из цепи $w_{1+} = R_1 \langle I^2 \rangle$, так что мощность, передаваемая первому сопротивлению $w_{2 \rightarrow 1} = w_{1+} - w_{1-}$.

Импеданс цепи $Z(\omega) = R_1 + R_2 - i\omega L$. Компонента Фурье²⁹ тока выражается через компоненты Фурье случайных ЭДС: $I_\omega = (\mathcal{E}_{1\omega} + \mathcal{E}_{2\omega}) / Z(\omega)$

$$w_{1-} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_2}{2\pi} \langle \mathcal{E}_{1\omega_1} I_{\omega_2} \rangle = \quad (62)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega_2}{2\pi} \langle (\mathcal{E}_{1\omega_1} (\mathcal{E}_{1\omega_2} + \mathcal{E}_{2\omega_2})) \rangle / Z(\omega_2) \quad (63)$$

Спектральные характеристики источников шума:

$$\langle \mathcal{E}_{1\omega_1} \mathcal{E}_{1\omega_2} \rangle = 2\pi (\mathcal{E}_1^2)_\omega \delta(\omega_1 + \omega_2), (\mathcal{E}_1^2)_\omega = R_1 T_1, (\mathcal{E}_2^2)_\omega = R_2 T_2, \langle \mathcal{E}_{1\omega_1} \mathcal{E}_{2\omega_2} \rangle = 0$$

Подставив в (63), получаем

$$w_{1-} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{R_1 T_1}{Z(\omega)} \quad (64)$$

Подобным же образом

$$w_{1+} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{R_1 (R_1 T_1 + R_2 T_2)}{Z(\omega) Z(-\omega)}$$

²⁹ Мы используем разложение Фурье в виде ([LL5. 122], [11, п. 12.2])

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x_\omega e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi}; \quad x_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{i\omega t} dt$$

так что

$$\begin{aligned} w_{2 \rightarrow 1} &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{R_1 R_2 (T_2 - T_1) + i\omega L R_1 T_1}{Z(\omega) Z(-\omega)} = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \frac{R_1 R_2 (T_2 - T_1) + i\omega L R_1 T_1}{(R_1 + R_2)^2 + L^2 \omega^2} \end{aligned}$$

В итоге

$$w_{2 \rightarrow 1} = \frac{R_1 R_2 (T_2 - T_1)}{2(R_1 + R_2)L}$$

Нас не должна смущать расхожимость интеграла (64) (сокращающаяся в ответе), хотя бы потому, что есть достаточно причин, ограничивающих белый шум ЭДС $\mathcal{E}_{1,2}$ при высоких частотах.

Разумеется, перенос энергии, связанный всего с одной степенью свободы, очень мал.

КО-7.15. Автокорреляционные функции в контуре

Контур состоит из трёх одинаковых сопротивлений, $R_1 = R_2 = R_3 = R$, температуры которых различны, и трёх одинаковых конденсаторов $C_1 = C_2 = C_3 = C$ (рис. 1). Найти автокорреляционные функции зарядов на одном из конденсаторов и токов, идущих через конденсатор. Найти корреляционную функцию зарядов на конденсаторах C_1 и C_2 .

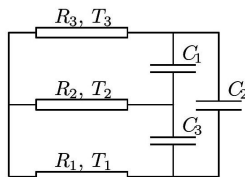


Рис. 1. Симметричный контур

Solution

(???)

МФТИ-ГКЭ.2021.2 Флуктуация частоты в лазере

Резонатор лазера установлен на гранитном блоке. Поперечное сечение блока $S = 10 \times 40$ см², расстояние между зеркалами $L = 50$ см. Модуль Юнга гранита $E = 5 \cdot 10^{10}$ Н/М². Оценить относительную среднеквадратичную флуктуацию частоты генерации. Температуру считать комнатной $T = 300$ К.

Solution

(???)

2. (Долгих В.А.). Считая блок одномерным стрержнем, запишем выражение для энергии упругой деформации при конечной температуре. Согласно теореме о равнораспределении, средняя потенциальная энергия, приходящаяся на одну степень свободы есть $\frac{1}{2}k_B T$. Пренебрегая изменением поперечных размеров, запишем (черта означает усреднение по равновесному состоянию)

$$\bar{U} = \frac{1}{2} E \overline{\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2} SL = \frac{1}{2} k_B T$$

Изменение длины блока приводит к изменению расстояния между зеркалами и нарушению условия резонанса

$$L = n\lambda/2 = nc/2v$$

откуда

$$\frac{\Delta v}{v} = \left| \frac{\Delta L}{L} \right|$$

или

$$\overline{\left(\frac{\Delta v}{v} \right)^2} = \overline{\left(\frac{\Delta L}{L} \right)^2}$$

Таким образом

$$\sqrt{\overline{\left(\frac{\Delta v}{v} \right)^2}} = \sqrt{\frac{k_B T}{ESL}} \approx 2 \cdot 10^{-15}$$

1.25 Problems about diffusion

КО-8.1. Коэффициенты в уравнении диффузии

Выразить коэффициенты A и B в уравнении диффузии

$$\frac{\partial f(x, t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(Af(x, t)) + \frac{\partial^2}{\partial x^2}(Bf(x, t))$$

для случайных блужданий, изучавшихся в практикуме “Моделирование физических процессов” (полагая $\Delta t = 1$ и $\langle \Delta x \rangle = -b$).

В этой работе смещение частицы за шаг Δt задавалось как $\Delta x = h * (2r - 1) - b$, где r - случайное число с равномерным распределением от 0 до 1, $h = \text{const}$, $b = \text{const}$, $b \ll h$.

КО-8.1.

$$A = -b, \quad B = \frac{1}{3}h^2.$$

КО-8.2. Коэффициенты в уравнении диффузии

Выразить коэффициенты A и B в уравнении диффузии для броуновских частиц в пространстве скоростей. Получить стационарное распределение по скоростям.

КО-8.2.

В пространстве скоростей уравнение диффузии

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}(f\mathbf{A}) - \left(\frac{\partial^2}{\partial v_x^2} + \frac{\partial^2}{\partial v_y^2} + \frac{\partial^2}{\partial v_z^2} \right) (Bf)$$

где

$$\mathbf{A} = -\frac{\langle \Delta \mathbf{v} \rangle}{\Delta t} = -\frac{\mathbf{v}}{\tau}, \quad B = \frac{\langle (\Delta v_x)^2 \rangle}{2\Delta t} = \frac{T}{m\tau}$$

Для функции распределения, не зависящей от времени, уравнение диффузии сводится к условию $\mathbf{j} = 0$, где

$$\mathbf{j} = \mathbf{A}f - \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}(Bf)$$

Учитывая, что в стационарном режиме функция распределения изотропна, получаем уравнение

$$\frac{vf}{\tau} + \frac{d}{dv} \left(\frac{T}{m\tau} f \right) = 0$$

которое приводит к распределению

$$f(v) \propto \exp \left(-\frac{mv^2}{2T} \right)$$

(как и следовало ожидать).

КО-8.3. Броуновское движение в поле тяжести

Броуновские частицы движутся в поле тяжести. Ось x направлена вверх. Пусть при $x = 0$ установлена непроницаемая стенка (пол), а величины A и B - постоянные. Найти установившееся распределение $f(x)$ (для $x > 0$). Найти, в частности, распределение броуновских частиц по высоте над дном сосуда в поле тяжести.

КО-8.3.

Для установившегося распределения выполняется условие $j_x = 0$. Оно сводится к равенству $Af + \frac{d}{dx}(Bf) = 0$ и дает $f \propto \exp(-Ax/B)$ (с учетом того, что $f \rightarrow 0$ при $x \rightarrow +\infty$.) Уравнение движения частицы в поле тяжести $m\dot{\mathbf{v}} = -\alpha\mathbf{v} + \mathbf{f}_{\text{случ}} + m\mathbf{g}$ (величина ускорения в поле тяжести g должна быть подправлена" так, чтобы учитывалась архимедова сила). Влияние поля тяжести сводится к появлению дрейфовой" скорости $\mathbf{v}_{\text{др}} = m\mathbf{g}/\alpha$. Следует выбрать интервал времени $\Delta t \gg \tau$, так что $\langle(\Delta x)^2\rangle = (2T\tau/m)\Delta t$, отсюда $B = T\tau/m$. Средняя же скорость $\mathbf{A} = \mathbf{v}_{\text{др}} = \mathbf{g}\tau$ обусловлена только смещением в поле тяжести.

В итоге $f(x) = f(0)\exp(-mgx/T)$.

В слое толщины $\sim A\Delta t$ вблизи дна на формирование величин A, B должны оказывать влияние столкновения броуновских частиц с дном. Движение и концентрация частиц в этом слое будут несколько разными в зависимости от того, например, являются ли эти столкновения упругими или неупругими. В последнем случае, очевидно, концентрация частиц в тонком слое вблизи дна окажется аномально" повышенной.

КО-8.4. Распределение частиц по коэффициентам уравнения диффузии

Для газа с переменной в пространстве температурой $A = 0, B(x) = b + ax^2$. Найти установившееся со временем распределение плотности.

(добавлю, о каком уравнении идет речь?)

О1-10.1 Количество столкновений

Сколько столкновений z испытывает в среднем молекула CO_2 за одну секунду при нормальном давлении и температуре? Газокинетический диаметр молекулы $\text{CO}_2 d = 10^{-7}$ см.

10.

$$1. z = 4\sqrt{\frac{\pi}{mkT}}Pd^2 \sim 4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

О1-10.2 Количество столкновений

Какое число столкновений v происходит каждую секунду в 1 см^3 между молекулами кислорода, находящегося при нормальных условиях? Газокинетический диаметр молекулы кислорода $d = 3,1 \cdot 10^{-8}$ см

10.

$$2. v = \frac{\pi d^2 \bar{v} n^2}{\sqrt{2}} = 2\sqrt{\frac{\pi}{m}} \frac{P^2 d^2}{(kT)^{3/2}} \sim 6 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}.$$

О1-10.3 Изменение параметров при нагревании

Идеальный газ нагревают при постоянном давлении. Как изменяются длина свободного пробега λ и число z столкновений его молекул в одну секунду с изменением температуры?

10.

$$3. z \propto T^{-1/2}; \quad \lambda \propto T.$$

О1-10.4

Идеальный газ сжимают изотермически. Найти зависимости λ и z от давления.

10.

$$4. z \propto P; \quad \lambda \propto P^{-1}.$$

O1-10.5

Идеальный газ сжимают адиабатически. Найти зависимость λ и z от давления.

10.

5. $z \propto P^{(\gamma+1)/(2\gamma)}$; $\lambda \propto P^{-1/\gamma}$, где $\gamma = C_P/C_V$.

O1-10.6

Найти молярную теплоемкость процесса, совершаемого идеальным газом, при котором число столкновений между молекулами газа в единице объема в единицу времени остается неизменным.

10.

6. $C = C_V + R/4$ (процесс политропический).

O1-10.7

Найти молярную теплоемкость процесса, совершаемого идеальным газом, при котором число столкновений между молекулами во всем объеме газа в единицу времени остается неизменным.

10.

7. $C = C_V + R/2$ (процесс политропический).

O1-10.8

Во сколько раз изменится число столкновений z , испытываемых одной молекулой в единицу времени, и длина свободного пробега λ молекул одноатомного газа, если в процессе, при котором теплоемкость газа равна $C_P/2$, объем газа увеличивается вдвое?

10.

8. $\frac{z_2}{z_1} = \frac{1}{8}$; $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = 2$.

O1-10.9

Во сколько раз изменится длина свободного пробега λ некоторой частицы в смеси аргона и неона, если концентрацию аргона увеличить вдвое, а концентрацию неона уменьшить в два раза? Исходная концентрация обоих газов одинакова. Отношение радиусов аргона и неона равно 1,2. Рассматриваемая частица значительно легче атомов смеси, а ее размеры существенно меньше размеров атомов смеси.

10.

9. $\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \approx 0,63$.

10

10.

10. $l \approx 0,3$ м.

O1-10.11

Найти верхний предел давления P' водорода в сосуде объемом $V = 1$ л, при котором длина свободного пробега молекулы больше размеров сосуда. Газокинетический диаметр молекулы водорода $d = 2,2 \cdot 10^{-8}$ см, а температура $T = 300$ К.

10.

11. $P < 1,1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.**O1-10.12**

Стальной стержень длиной $l = 20$ см площадью поперечного сечения $S = 3$ см² нагревается с одного конца до температуры $t_1 = 300^\circ\text{C}$, а другим концом упирается в лед. Предполагая, что передача тепла происходит исключительно вдоль стержня (без потерь через стенки), подсчитать массу m льда, растаявшего за время $\tau = 10$ мин. Теплопроводность стали $\kappa = 0,16$ ккал/(с · см · °C).

10.

12. $m = \frac{\tau S \kappa}{ql} (t_1 - t_2) = 54$, где $q = 80$ ккал/г-удельная теплота плавления льда.**O1-10.13 Распределение температуры между двумя цилиндрами**

Пространство между двумя коаксиальными цилиндрами с радиусами R_1 и R_2 заполнено проводящим тепло однородным веществом. Найти распределение температуры в этом пространстве, если температура внутреннего цилиндра t_1 , а внешнего t_2 .

10.

13. $t_R = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\ln(R_2/R_1)} \ln(R/R_1)$.

(типичная задача, без проблем она должна решаться, если тема усвоена. пока большие проблемы с теорией!)

O1-10.14 Распределение температуры между двумя сферами

Найти распределение температуры в пространстве между двумя концентрическими сферами с радиусами R_1 и R_2 , заполненным проводящим тепло однородным веществом если температуры обеих сфер постоянны и равны t_1 и t_2 .

10.

14. $t_R = \frac{t_2 - t_1}{R_1 - R_2} \frac{R_1 R_2}{R} + \frac{t_1 R_1 - t_2 R_2}{R_1 - R_2}$.**O1-10.15**

Урановый шар радиусом $R = 10$ см, помещенный в сосуд с водой, облучается равномерным потоком нейтронов. В результате реакций деления ядер урана в шаре выделяется энергия $q = 100$ Вт/см³. Температура воды $T_0 = 373$ К, теплопроводность урана $\kappa = 400$ Вт/(м · К). Найти стационарное распределение температуры в шаре, а также температуру в его центре.

10.

15. $T = T_0 + \frac{q}{6\kappa} (R^2 - r^2)$; $T = 790$ К.

Решение. Уравнение теплопроводности при наличии источников тепла с плотностью мощности q для сферически симметричных задач имеет вид

$$\rho c_V \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\kappa r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q$$

В стационарном случае $\partial T/\partial t = 0$, и после однократного интегрирования по радиусу записанного уравнения ($q = \text{const}$) получим

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{q}{3\kappa}r + \frac{C}{r^2}$$

Постоянная интегрирования C должна равняться нулю, так как в противном случае в центре шара мы получили бы бесконечное значение для производной dT/dr . Интегрируя вторично с учетом граничного условия $T = T_0$ при $r = R$, найдем

$$T = T_0 + \frac{q}{6\kappa} (R^2 - r^2)$$

Температура в центре шара

$$T_u = T_0 + \frac{qR^2}{6\kappa} = 790 \text{ K}$$

O1-10.16

По однородному цилиндрическому проводу без изоляции течет постоянный электрический ток. Определить стационарное распределение температуры в проводе, если его поверхность поддерживается при постоянной температуре T_0 .

10.

16. $T = T_0 + \frac{I^2 \rho}{4\pi^2 R^4 \kappa} (R^2 - r^2)$, где I - сила тока, ρ - удельное сопротивление провода, R - радиус провода, r - расстояние до его оси. Все величины выражаются в единицах системы СГС.

O1-10.17

Для получения самоподдерживающейся термоядерной реакции в дейтерии (или в смеси дейтерия с тритием) необходимо нагреть вещество до температуры порядка 10^8 K . При таких температурах вещество находится в состоянии плазмы, т. е. полностью ионизованного газа. При этом сильно возрастают потери энергии за счет теплопроводности. Как показывает теория, теплопроводность плазмы пропорциональна абсолютной температуре в степени $5/2$, т. е. $\kappa = aT^{5/2}$, где для дейтериевой или тритиевой плазмы в системе СГС $a \approx 10^{-6}$. Внутри малого объема, выделенного в плазме и имеющего форму шара радиуса $r_0 = 1 \text{ см}$, поддерживается температура $T = 10^8 \text{ K}$. Вне шара температура убывает в соответствии с законами теплопроводности. Какую мощность W надо подводить к этому объему, чтобы компенсировать потери энергии за счет теплопроводности? К остальным частям плазмы энергия не подводится.

10.

$$17. W = \frac{8\pi a r_0}{7} T^{7/2} \approx 3,6 \cdot 10^{12} \text{ кВт.}$$

O1-10.18

В трубу с водой вставлена термопара медь-константан, один спай которой расположен на оси трубы, а другой - у ее стенки. Труба подвергается воздействию излучения метрового диапазона, которое поглощается водой равномерно во всем объеме, и при этом на 1 см длины трубы выделяется мощность $W = 0,01 \text{ Вт}$. Найти термоЭДС в стационарном режиме, если чувствительность термопары $A = 40 \text{ мкВ/К}$. Теплопроводность воды $\kappa = 6 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/(см} \cdot \text{с} \cdot \text{К)}$. Конвекцией пренебречь.

10.

$$18. \mathcal{E} = \frac{AW}{4\pi\kappa} = 5,3 \text{ В.}$$

O1-10.19

Тонкая пластинка толщиной $2a$ изготовлена из сплава, удельная электропроводность которого λ не зависит от температуры, а теплопроводность пропорциональна абсолютной температуре: $\kappa = \alpha \lambda T$, где α - известная постоянная (закон Видемана-Франца).

10.

$$19. T = \left[T_0^2 + \frac{U_0^2}{a l^2} (a^2 - x^2) \right]^{1/2}.$$

O1-10.20

К пластинке длиной l приложено напряжение U_0 . Пренебрегая краевыми эффектами, найти распределение температуры по толщине пластинки. Температура поверхностей пластинки T_0 .

21

10.

$$21. t = \frac{\rho_M c \Delta}{\kappa} \left(x - a \ln \frac{a-x}{a} \right); \quad a = \frac{T_0 - T_M}{2 \rho_n q} c \rho_M \Delta.$$

O1-10.22

Цилиндрический сосуд длиной L , боковые стенки которого не проводят тепло, а торцы проводят, зажат между тепловыми резервуарами с температурами T_1 и T_2 (рис. 436). Внутри сосуда находится тонкий поршень, проводящий тепло, по обе стороны от которого в сосуде содержится по одному молю идеального газа. Определить, какое положение займет поршень после установления равновесия. Теплопроводность газа считать во всем объеме одинаковой.

10.

$$22. l = L \frac{\sqrt{T_1 T_2} - T_1}{T_2 - T_1}.$$

O1-10.23

В два рядом стоящих сосуда опущен U -образный медный стержень с поперечным сечением $S = 1 \text{ см}^2$. В каждый сосуд налита вода с массой $M = 900 \text{ г}$. Начальные температуры воды в сосудах $t_{10} = 65^\circ \text{C}$, $t_{20} = 10,6^\circ \text{C}$. Находящаяся в воздухе часть стержня имеет длину $l = 24 \text{ см}$. Через какое время τ разность температур между сосудами делается равной $t_1 - t_2 = 20^\circ \text{C}$? Считать, что обмен теплом между сосудами осуществляется исключительно через стержень. Теплопроводность меди $\kappa = 3,9 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{см})$.

10.

$$23. \tau = \frac{M c l}{2 S \kappa} \ln \frac{t_{10} - t_{20}}{t_1 - t_2} \approx 3 \text{ ч } 20 \text{ мин, где } c - \text{удельная теплоемкость воды.}$$

O1-10.24

Сосуд, наполненный водой с массой $M = 1,2 \text{ кг}$, стоит в печи. Температура его внешних стенок $t_0 = 150^\circ \text{C}$. Нагреваемая поверхность воды $S = 300 \text{ см}^2$, толщина стенок сосуда $h = 1 \text{ см}$, коэффициент теплопроводности $\kappa = 0,008 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{с})$. Сколько времени потребуется для нагревания воды от $t_1 = 14^\circ \text{C}$ до $t_2 = 100^\circ \text{C}$?

10.

$$24. \tau = \frac{M c h}{S \kappa} \ln \frac{t_0 - t_1}{t_0 - t_2} \approx 33 \text{ мин } 20 \text{ с, где } - \text{удельная теплоемкость воды.}$$

O1-10.25

Капля воды радиусом $a = 0,2 \text{ см}$, падающая в воздухе с температурой $t_1 = 0^\circ \text{C}$, попадает в слой воздуха с температурой $t_2 = -10^\circ \text{C}$. Оценить время τ , в течение которого она замерзнет. Теплота плавления льда $q = 335 \text{ Дж/г}$, коэффициент теплопроводности льда $\kappa = 0,022 \text{ Вт}/(\text{К} \cdot \text{см})$. Теплом, выделяющимся при охлаждении льда, можно пренебречь по сравнению с теплом, выделяющимся при

замерзании воды. В этом приближении нет смысла различать плотность льда и воды. Температуру поверхности капли все время считать равной температуре окружающего воздуха.

10.

$$25. \tau = \frac{q\rho a^2}{6\kappa(t_1 - t_2)} \approx 10 \text{ с, где } \rho - \text{плотность льда.}$$

O1-10.26

Два теплоизолированных тела 1 и 2 с бесконечными теплопроводностями (например, два куска металла) соединены между собой однородным, также теплоизолированным стержнем длиной l с площадью поперечного сечения S и теплопроводностью κ . Теплоемкости тел C_1 и C_2 очень велики по сравнению с теплоемкостью стержня. Найти температуры тел T_1 и T_2 в любой момент времени t , если при $t = 0$ они были равны соответственно T_{10} и T_{20} . Найти также разность этих температур и время $t_{1/2}$, по истечении которого она уменьшается в два раза.

10.

$$26. T_1 = \frac{C_1 T_{10} + C_2 T_{20}}{C_1 + C_2} + \frac{C_2}{C_1 + C_2} (T_{10} - T_{20}) e^{-t/\tau};$$

$$T_2 = \frac{C_1 T_{10} + C_2 T_{20}}{C_1 + C_2} - \frac{C_1}{C_1 + C_2} (T_{10} - T_{20}) e^{-t/\tau}$$

$$T_1 - T_2 = (T_{10} - T_{20}) e^{-t/\tau}; t_{1/2} = \tau \ln 2$$

где $\frac{1}{\tau} = \frac{\kappa S}{l} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} \right)$

O1-10.27

Определить толщину льда, образующегося в течение заданного времени t на спокойной поверхности озера. Считать, что температура T окружающего воздуха все время постоянна и равна температуре наружной поверхности льда ($T < T_{\text{пл}}$, где $T_{\text{пл}}$ - температура плавления льда). Произвести численный расчет, предполагая, что $T = 263,15\text{К}$, а время наблюдения равно одним суткам. Для льда

Solution

(???)

10.27* $x = 11,3 \text{ см}$.

Решение. При охлаждении воды через поверхность большое значение имеет конвекция. Однако конвекция прекращается при $t < 4^\circ\text{С}$. Лед образуется за счет превышения оттока тепла в атмосферу над подводом тепла из глубины водоема. Обозначим буквой x толщину образовавшегося слоя льда к моменту времени t . Если замерзание идет не очень быстро, как это в действительности имеет место в естественных условиях, то в слое льда установится линейное падение температуры от $T_{\text{пл}}$ до T . В этом случае тепло, уходящее наружу с единицы поверхности льда за время dt , представится выражением $\kappa \frac{T_{\text{пл}} - T}{x} dt$. Но ту же величину можно представить в виде $q\rho dx$, где dx - толщина льда, образовавшегося за время dt , ρ - плотность льда, q - удельная теплота плавления льда. Это приводит к уравнению

$$\kappa \frac{T_{\text{пл}} - T}{x} dt = q\rho dx.$$

Интегрируя уравнение, получим

$$\kappa (T_{\text{пл}} - T) t = \frac{1}{2} q\rho x^2 + A.$$

Примем за начало отсчета времени момент, когда образование льда на поверхности воды только что началось. Тогда $x = 0$ при $t = 0$, а потому $A = 0$. В результате получим

$$x = \sqrt{\frac{2\kappa (T_{\text{пл}} - T) t}{q\rho}} = 11,3 \text{ см}$$

O1-10.28

Сферический кусок льда с начальным радиусом $R_0 = 1$ см погружен в большую массу воды с температурой 10°C . Предполагая, что теплопередача в жидкости связана только с ее теплопроводностью, определить время τ , в течение которого лед полностью растает. Теплопроводность воды $\kappa = 6 \cdot 10^{-3}$ Дж/(с · см · $^\circ\text{C}$), удельная теплота плавления льда $q = 335$ Дж/г.

10.

28. $\tau \approx 41$ мин.

Решение. Если таяние льда идет не очень быстро, то мгновенное распределение температуры в окружающей воде будет таким же, что и в стационарном случае при тех же граничных значениях температуры. Согласно

ответу к задаче 10.14, оно в рассматриваемом случае имеет вид

$$T = T_\infty + \frac{R}{r} (T_0 - T_\infty)$$

где R - мгновенное значение радиуса куска льда, T_0 и T_∞ - постоянные температуры воды на поверхности шара и в бесконечности (по условию задачи $T_\infty - T_0 = 10^\circ\text{C}$). Количество тепла, поступающее к шару от окружающей воды за время dt , равно

$$4\pi r^2 \kappa \frac{dT}{dr} dt = 4\pi \kappa R (T_\infty - T_0) dt$$

Это тепло идет на то, чтобы расплавить лед, и потому может быть также представлено выражением

$$-q dm = -4\pi \kappa R^2 \rho_{\text{л}} q dR$$

Приравнявая оба выражения, получим

$$\kappa (T_\infty - T_0) dt = -\rho_{\text{л}} q R dR.$$

Отсюда интегрированием находим искомое время таяния льда:

$$\tau = \frac{\rho_{\text{л}} q R_0^2}{2\kappa (T_\infty - T_0)} = 2480 \approx 41 \text{ мин}$$

O1-10.29

Жидкий гелий при температуре T_1 и давлении насыщенных паров P_1 течет по цилиндрической кварцевой трубке, наружная поверхность которой омывается жидким азотом при температуре T_2 . При таких низких температурах теплопроводность кварца сильно зависит от температуры: $\kappa = \alpha T^3$. Внутренний диаметр трубки $-R_1$, внешний $-R_2$. На какую максимальную длину L может быть рассчитан такой трубопровод для подачи жидкого гелия с расходом (на выходе) q [л/с], если допустимые потери жидкости при испарении 50%? Удельная теплота испарения λ .

10.

$$29. L = \frac{2q\lambda \ln(R_2/R_1)}{\pi \alpha (T_2^4 - T_1^4)}.$$

O1-10.30

Оценить глубину промерзания почвы на широте Москвы за бесснежную зиму (120 суток). Теплопроводность грунта принять $\kappa \sim 1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, его теплоемкость $c \sim 10^6 \text{ Дж/(м}^3 \cdot \text{К)}$.

10.

$$30. L \approx \sqrt{\frac{T}{c}} \sim 3 \text{ м.}$$

O1-10.31

Найти стационарное распределение температуры в идеальном газе между двумя плоскопараллельными бесконечными пластинами, расположенными на расстоянии L друг от друга. Температуры пластин T_1 и $T_2 > T_1$ поддерживаются постоянными. Зависимостью эффективного сечения столкновения молекул от температуры пренебречь.

10.

$$31. T(x) = \left[\frac{x}{L} (T_2^{3/2} - T_1^{3/2}) + T_1^{3/2} \right]^{2/3}.$$

O1-10.32

По оси длинного цилиндра, заполненного идеальным газом, расположена тонкая проволока радиусом r , по которой течет ток. При этом выделяется постоянная мощность на единицу длины q [Вт/м]. Температура T_0 внешнего цилиндра поддерживается постоянной, его радиус R . Найти разность температур ΔT между нитью и цилиндром, учитывая зависимость коэффициента теплопроводности газа от температуры. При температуре T_0 теплопроводность известна и равна κ_0 .

10.

$$32. \Delta T = \left(\frac{3q\sqrt{T_0}}{4\pi\kappa_0} \ln \frac{R}{r} + T_0^{3/2} \right)^{2/3} - T_0.$$

O1-10.33

Сфера радиусом R имеет постоянную температуру T_0 и находится в бесконечной среде идеального газа. На большом удалении от сферы температура газа пренебрежимо мала по сравнению с T_0 . Определить тепловую мощность $q[B]$, которая подводится к сфере. Учесть зависимость теплопроводности газа от температуры. При температуре T_0 коэффициент теплопроводности равен κ_0 .

10.

$$33. q = \frac{8\pi}{3} \kappa_0 T_0 R.$$

O1-10.34

Вдоль оси длинной вертикальной цилиндрической трубки натянута тонкая металлическая нить, по которой можно пропускать электрический ток. Сначала трубка наполнена воздухом, и нить накаливаема электрическим током до температуры 830°C . Затем (при выключенном токе) трубка заполняется водородом при атмосферном давлении. Пренебрегая потерями энергии на лучеиспускание, вычислить температуру нити t , если по ней пропускается ток прежней мощности. Полагая коэффициенты теплопроводности не зависящими от температуры, принять, что отношение коэффициентов теплопроводности водорода и воздуха равно 5,8. Температуру стенок трубки можно считать равной комнатной температуре 18°C .

10.

$$34. t = 158^\circ\text{C}.$$

35,36

10.

$$35. d = \sqrt{\frac{5k\bar{v}(t_1 - t_2)}{3\sqrt{2}i^2 R \ln(r_2/r_1)}} = 2,3 \cdot 10^{-8} \text{ см, где } \bar{v} \approx 490 \text{ м/с подсчитано для средней температуры } T \approx 320 \text{ К.}$$

10.

$$36. P = \frac{7}{3} P_0.$$

O1-10.37

В цилиндрическом сосуде под поршнем находится идеальный газ при температуре T_0 . Боковые стенки сосуда не пропускают тепла. Днище сосуда нагревают до $T = 9T_0$, а температура поршня поддерживается равной T_0 . Во сколько раз изменится первоначальный объем после установления стационарного режима теплопередачи? Коэффициент теплопроводности зависит от температуры. Внешнее давление постоянно.

10.

37. $\frac{V}{V_0} = \frac{13}{3}.$

O1-10.38

Оценить, при каком давлении P воздуха в нем может распространяться звук с частотой $\nu = 100$ кГц при комнатной температуре.

10.

38. $P \gg \frac{1}{4\pi} \frac{v}{r^2} \sqrt{\frac{mkT}{2\gamma}} \approx 10^{-5}$ атм, где m - масса молекулы воздуха, r - ее радиус; $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$.

O1-10.39

Оценить, на какое расстояние распространяется звук чатать, что затухание звука обусловлено только теплопроводностью.

10.

39. $l \sim \frac{v_3^5 \rho}{v^2 \kappa T} \sim 50$ км, где v_3 - скорость звука, ρ - плотность, κ - коэффициент теплопроводности воздуха, T - температура воздуха.

O1-10.40

Найти среднюю длину свободного пробега λ молекулы кислорода при нормальном давлении, если коэффициент диффузии кислорода при том же давлении и температуре 0°C равен $D = 0,19\text{см}^2/\text{с}$. $\rightarrow$ вак.

10.

40. $\lambda \approx \frac{3D}{v} = 3D\sqrt{\frac{\pi m}{8kT}} \approx 1,3 \cdot 10^{-5}$ см.

41

10.

41. $n = 3.$

O1-10.42

Найти изменение энтропии 64 г газообразного кислорода в процессе, в результате которого коэффициент теплопроводности вырос в 2 раза, а коэффициент диффузии остался неизменным.

10.

42. $\Delta S = 8R \ln 2 \approx 46$ Дж/К.

O1-10.43

Как изменится коэффициент диффузии молекул одноатомного газа при его адиабатическом расширении в 8 раз?

10.

43. $\frac{D_2}{D_1} = 4$.

O1-10.44

Найти теплоемкость политропического процесса при котором коэффициент диффузии в идеальном газе остается постоянным.

10.

44. $C = C_V - \frac{R}{2}$.

O1-10.45

Газообразный водород при нормальных условиях, непрерывно протекая по трубе, на небольшом участке трубы диффундирует через стенку с чрезвычайно мелкими порами в откачиваемое пространство (рис. 437). Во сколько раз изменится концентрация

10.

45. Уменьшится в $\sqrt{1,5} \approx 1,22$ раза.

O1-10.46

Два сосуда разделены пористой перегородкой. В начальный момент первый сосуд наполнен гелием ($A_1 = 4$), а второй ксеноном ($A_2 = 131$) при нормальных условиях. Перегородка не влияет на скорость диффузии, она лишь препятствует перемешиванию газов при заполнении системы. Через некоторое время концентрация Хе в Не на расстоянии $l = 1$ см от перегородки стала равной 0,01 атомных процентов. На каком расстоянии x от перегородки в этот момент концентрация Не в Хе также составит 0,01 атомных процентов? Сравнить также частоту соударений Z_1 атомов гелия в ксеноне с частотой соударений Z_2 атомов ксенона в гелии.

10.

46. $x = l\sqrt{\frac{A_2}{A_1}} \approx 5,7$ см; $z_1 = z_2$.

O1-10.47

Сосуд представляет собой сферическую бомбу радиусом R_0 , к которой пристыкована трубочка радиусом r и длиной l . Трубочка присоединена к масс-спектрометру, а весь сосуд заполнен некоторым газом. Концентрация газа n , температура T , молярная масса μ . Эффективное сечение рассеяния молекул б таково, что $(nr)^{-1} \gg \sigma \gg (nR_0)^{-1}$. Внутри бомбы в некоторый момент времени возникает примесь изотопа того же газа, незначительно отличающегося по массе. Оценить время, через которое масс-спектрометр сможет его зарегистрировать.

10.

47. $\tau \approx \sqrt{\frac{\mu}{RT}} \left(R_0^2 n \sigma + \frac{l^2}{r} \right)$.

O1-10.48

В атмосфере газа A имеется точечный источник другого газа B , испускающий атомы с тепловыми скоростями, которые диффундируют в газе A . Длина свободного пробега атома B в газе A равна λ . В среднем после n соударений ($n \gg 1$) атомы B соединяются с атомами A , образуя молекулы AB . Определить средний квадрат удаления атомов B от источника до момента образования молекул AB .

10.

48. $\langle r^2 \rangle = 2n\lambda^2$.

O1-10.49

Свободный пробег молекул H_2 в He при нормальных условиях равен приблизительно $3 \cdot 10^{-5}$ см. Найти среднеквадратичное смещение $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ молекул H_2 в He за 1с; за 100с. Как изменится результат, если: 1) давление He увеличить в 4 раза; 2) температуру He увеличить в 4 раза; 3) давление и температуру увеличить в 4 раза?

10.

49. $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 3,3$ см; 1) результат уменьшится в 2 раза; 2) увеличится $\sqrt{8}$ раз; 3) увеличится в $\sqrt{2}$ раз.

50,51,52

10.

50. $\tau \approx 3$ мин.

10.

51. $\tau \approx 80$ с.

10.

52. Примерно в 10^{12} раз.

O1-10.53

Рассеянный физик, уходя в отпуск, забыл в лаборатории тонкостенный резиновый мешок с гелием объемом около 20 л. Когда он вернулся, весь гелий продиффундировал наружу. Оценить изменение энтропии гелия. В обычном воздухе на один атом гелия приходится 10^7 молекул других газов. Какую минимальную работу надо затратить, чтобы собрать гелий обратно в мешок?

10.

53. $\Delta S \approx 110$ Дж /К; $A = 33$ кДж.

1.26 Problems about diffusion 2

О1-10.54 Скорость дрейфа в поле по длине свободного пробега (??)

Зная, что средняя длина свободного пробега однозарядного иона аргона-40 в некотором газе равна 10^{-5} см, найти (приблизительно) среднюю скорость дрейфа v иона в этом газе под действием однородного электрического поля $E = 300$ В/см. Температура газа комнатная.

10.

54. $v = \frac{eE\lambda\bar{v}}{3kT} \approx 15$ м/, где e - заряд электрона.

О1-10.55

При прохождении электрического тока через слабо ионизованный газ энергия ионов превышает тепловую энергию нейтральных атомов. Оценить величину напряженности электрического поля, при которой это превышение энергии становится порядка тепловой энергии kT , если давление газа $P = 0,01$ мм.рт.ст., а эффективное сечение рассеяния ионов на атоме $\sigma = 5 \cdot 10^{-15}$ см².

10.

55. $E \sim \frac{\pi\sigma}{e} = 4 \cdot 10^{-2}$ В/, где e - заряд электрона.

О1-10.56

Оценить температуру T электронов,двигающихся под действием электрического поля напряженностью $E = 100$ В /см. Воздух - при нормальных условиях. Концентрация электронов мала, сечение столкновения их с молекулами воздуха $\sigma \approx 10^{-15}$ см².

10.

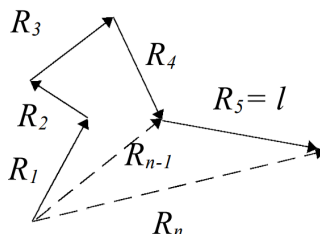
56. $T = \frac{\langle \varepsilon \rangle}{k} = \frac{eE}{2k\sigma n} \sqrt{\frac{M}{m}} \sim 4500$ К.

Бальчугов.Ёлшин.Ульянов.1.6. Запах

Если запах пахучего вещества распространился на 1 м за 3,5 минуты, то за какое время он распространится на 10 м?

Solution

(?? тут очень крутой метод, который нужно дописать в 1ю часть!!!!?)



После столкновения с молекулой воздуха направление движения диффундирующего вещества может быть совершенно произвольным. Если проследить за такой молекулой, то ее траектория представляет собой ломаную, n -е звено которой может быть направлено совершенно произвольно по отношению к $n-1$ -му (рис. 1.2). Обозначим l - среднюю длину одного звена. Это расстояние, которое молекула пролетает между двумя последовательными столкновениями. Его называют поэтому длиной свободного пробега. Параметр l представляет собой также среднее расстояние между молекулами воздуха. Обозначим R_n - перемещение частицы за n шагов, а α - угол между вектором R_{n-1} и следующим шагом. Тогда, согласно теореме косинусов:

$$R_n^2 = R_{n-1}^2 + l^2 - 2R_{n-1}l \cos \alpha.$$

Усредним это равенство. Тогда

$$\bar{R}_n^2 = \bar{R}_{n-1}^2 + l^2 - 2\bar{R}_{n-1}\bar{l} \cos \alpha.$$

Но α может принимать любые значения и равновероятны значения $\cos \alpha$, как положительные, так и отрицательные. Поэтому $\overline{\cos \alpha} = 0$ и

$$\bar{R}_n^2 = \bar{R}_{n-1}^2 + l^2.$$

Воспользовавшись соотношением (1.14), мы можем записать цепочку равенств:

$$\begin{aligned}\bar{R}_1^2 &= l^2 \\ \bar{R}_2^2 &= \bar{R}_1^2 + l^2 \\ \bar{R}_3^2 &= \bar{R}_2^2 + l^2 \\ &\dots\dots\dots \\ \bar{R}_n^2 &= \bar{R}_{n-1}^2 + l^2\end{aligned}$$

Теперь сложим их. Тогда все промежуточные величины сократятся, и мы получим

$$\bar{R}_n^2 = nl^2.$$

Число шагов n пропорционально времени τ наблюдения над молекулой: $n = \frac{\tau}{\tau_c}$, где τ_c - время свободного пробега. Оно равно l/w , где w - средняя скорость теплового движения молекул. Поэтому $n = \frac{\tau}{\tau_c} w$ и

$$\bar{R}_n^2 = \frac{\tau}{\tau_c} l^2 = \tau w l$$

Среднее значение $\bar{R}_n$ не равно $\sqrt{\bar{R}_n^2}$, но близко к нему. Поэтому можно считать, что

$$R = \bar{R}_n = \sqrt{wl\tau}$$

Формула (1.17) была получена А. Эйнштейном в 1905 году. Мы видим, что $R \approx \sqrt{\tau}$. Поэтому если на расстоянии 1 м пахучее вещество распространилось за 3,5 минут, то на расстояние 10 м оно распространится за $3,5 \cdot 100$ минут, то есть примерно за шесть часов!

01-10.57

При прохождении быстрых заряженных частиц через камеру Вильсона, наполненную аргонном при давлении $P = 1$ атм и насыщенными парами воды, происходит образование ионов аргона, являющихся центрами конденсации паров воды. Считая, что движение ионов обусловлено только диффузией, оценить ширину следа частиц, если конденсация наступает через $\tau = 0,01$ с после пролета частиц. Эффективное сечение рассеяния ионов аргона на атомах $\sigma = 10^{-15} \text{ см}^2$. Относительная атомная масса аргона $A = 40$, температура $T = 300 \text{ К}$.

10.

$$57. \langle r^2 \rangle = \frac{4}{3} \frac{kT\tau}{P\sigma} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2; \quad \sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 2 \text{ м},$$

где $\mu = 12,4$ г/моль - приведенная молярная масса Ar и H₂O.

58, 59

10.

$$58. v = \frac{Eq(\Delta r)^2 N_A \rho}{6\tau\mu P} \approx 7 \cdot 10^{-2} \text{ с/}, \text{ где } \mu - \text{ молярная масса водорода.}$$

10.

59. $l \approx \sqrt{2\lambda\bar{v}t} \approx 3$ см, где λ - длина свободного пробега, $\bar{v}$ - средняя скорость молекул воздуха. Газокинетический диаметр молекулы был взят равным $3 \text{ \AA}$.

O1-10.60

Для защиты от газообразных радиоактивных продуктов распада ториевую руду засыпают песком. При этом радиоактивный газ торон ${}^{220}_{86}\text{Rn}$, выделяемый рудой, во время прохождения через песок в значительной мере распадается. Вычислить расстояние, на котором концентрация торона падает в 10^5 раз. Период полураспада торона $T = 54,5\text{с}$, а коэффициент диффузии его в песке $D = 0,04\text{см}^2/\text{с}$. Диффузию считать одномерной.

10.

$$60. x = \sqrt{\frac{DT}{\ln 2}} \ln 10^5 = 20,4 \text{ см.}$$

O1-10.61

Космические лучи блуждают в Галактике, отклоняясь в межзвездных магнитных полях. Этот процесс подобен диффузии. Найти время τ , за которое частицы пройдут путь порядка размеров Галактики $R \approx 5 \cdot 10^{22}\text{см}$, если эффективная длина свободного пробега $\lambda \approx 3 \cdot 10^{20}\text{см}$

10.

61. $\tau \approx \frac{R^2}{6D} \approx \frac{R^2}{2\lambda v} \approx \frac{R^2}{2\lambda c} \approx 1,4 \cdot 10^{14}\text{с} \approx 4,4 \cdot 10^6$ лет, где v - скорость космической частицы, близкая к скорости света c в вакууме.

O1-10.62

Изотермическая эффузия газа через пористую перегородку (поры которой малы по сравнению с длиной свободного пробега) используется для разделения изотопов. Естественная смесь изотопов помещается в сосуд с пористыми стенками. Газ, прошедший через поры сосуда в результате эффузии, откачивается и собирается в специальном резервуаре. С ним производится второй цикл эффузии, затем третий и т. д., пока не будет достигнута требуемая степень разделения изотопов. Сколько циклов эффузии необходимо произвести, чтобы отношение концентраций частиц легкого и тяжелого изотопов увеличилось в 10 раз, если относительные молекулярные массы их равны соответственно μ_1 и μ_2 ?

10.

$$62. N \geq \frac{2}{\lg(\mu_2/\mu_1)}.$$

O1-10.63

Вязкость азота при нормальных условиях составляет величину $\eta = 16,8 \cdot 10^{-5}$ дин $\cdot \text{с}/\text{см}^2$. Найти значение средней длины свободного пробега λ молекул азота при этих условиях.

10.

$$63. \lambda = 3\eta/(\rho v) = 0,89 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

64-68

10.

$$64. \quad 1) \quad \bar{v} = \sqrt{8RT/(\pi A)} = 3,8 \cdot 10^4 \text{ см/с}; 2) \quad \lambda = 3\eta/(nm\bar{v}) = 0,92 \cdot 10^{-5} \text{ см}; \quad 3) \\ v = n\bar{v}/(2\lambda) = 5,6 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}; \quad 4) \quad \sigma = 1/(\sqrt{2}n\lambda) = 0,283 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2; 5) \quad r = \sqrt{\sigma/\pi} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см.}$$

10.

65. $\frac{z_N}{z_H} \approx 0,14$.

10.

66. $Q = \frac{\pi \mu r^4}{8\eta RT} \frac{P_1^2 - P_2^2}{l}$.

Решение. При течении на бесконечно малом участке трубы dx жидкость можно считать несжимаемой и применить к такому течению формулу Пуазейля

$$Q = -\frac{\pi \rho r^4}{8\eta} \frac{dP}{dx}$$

Исключая плотность ρ с помощью уравнения Клапейрона, получим

$$Q = -\frac{\pi \mu r^4}{8\eta RT} P \frac{dP}{dx}$$

Так как при стационарном течении величина Q постоянна вдоль всей трубы, а величина η зависит только от температуры и при изотермическом течении остается постоянной, то после интегрирования получим ответ.

10.

$$67. \eta = \frac{\pi P_2 D^4 \tau}{128 l V} \left[\ln \frac{(P_1 - P_2)(P_2 + P_3)}{(P_3 - P_2)(P_1 + P_2)} \right]^{-1} \approx 14 \cdot 10^{-5} \text{ дин} \cdot \text{с} / \text{см}^2;$$

$$d = \sqrt{\frac{m \bar{v}}{3\sqrt{2}\pi\eta}} = 3,8 \cdot 10^{-8} \text{ см}.$$

10.

68. $t = \frac{16\eta LV}{\pi r^4} \left(\frac{1}{P_2} - \frac{1}{P_1} \right) \approx 4,3 \text{ с}.$

O1-10.69

Камера объемом $V = 100\pi$ откачивается при комнатной температуре с помощью идеального насоса (т. е. улавливающего все попадающие в него молекулы воздуха) через трубку радиусом $r = 2\text{ см}$ и длиной $L = 1\text{ м}$. Оценить время откачки от давления $P_1 = 10^{-4}$ Тор до давления $P_2 = 10^{-7}$ Тор.

10.

69. $t = \frac{3}{4} \frac{LV}{r^3} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT}} \ln \frac{P_1}{P_2} \approx 88 \text{ с}.$

O1-10.70

Из большого объема откачивается воздух при давлении 10^{-4} Тор и температуре $T = 300\text{ К}$ через трубку длиной $L = 2\text{ м}$ и радиусом $r = 10\text{ см}$. Насос имеет производительность $\dot{V}_1 = 10(0)\Omega/\text{с}$. При какой производительности насоса $\dot{V}_2$ будет обеспечена такая же скорость откачки (т.е. масса газа за одну секунду), если насос присоединен непосредственно к откачиваемому объему?

10.

70. $\dot{V}_2 = \frac{\dot{V}_1 A}{\dot{V}_1 + A} \approx 330 \text{ л/с}$, где $A = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi RT}{\mu}} \frac{r^3}{L}$, μ - молярная масса воздуха.

O1-10.71

Сосуд через трубку откачивается идеальным (т. е. улавливающим все попадающие в него молекулы) высоковакуумным насосом. Из-за течей в стенках сосуда давление в нем не падает до нуля, а после длительной откачки устанавливается на уровне 10^{-6} Тор. Как изменится этот предельный вакуум, если диаметр трубки уменьшить вдвое?

10.

71. Увеличится в 8 раз.

O1-10.72

Из сосуда воздух вытекает в атмосферу через трубку, изготовленную из хорошего теплоизолятора. Найти массу газа m , вытекающую за секунду из трубки, если давление и температура в сосуде равны соответственно P_1 и T_1 , наружное давление $-P_0$, длина трубки равна l , ее диаметр $-d$. Поток газа в трубке считать ламинарным; пренебречь зависимостью вязкости η от температуры.

10.

$$72. m = \frac{\pi \gamma \mu d^4 P_1^2}{128(3\gamma-1)R\eta l T_1} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} \right], \text{ где } \gamma = \frac{C_P}{C_V}, \mu - \text{моляр-}$$

O1-10.73

Вода вытекает из широкого открытого сосуда через цилиндрический капилляр радиусом $R = 1$ мм и длиной $l = 10$ см, расположенный у дна сосуда. Какая энергия N расходуется каждую секунду на выделение тепла, когда высота воды в сосуде $h = 5$ см? Температура окружающего воздуха равна 20°C .

10.

$$73. N = \frac{\pi(\rho g h)^2}{8\eta l} R^4 \approx 10^{-3} \text{ Дж/с, где } \eta - \text{коэффициент вязкости воды.}$$

74

10.

$$74. M = \frac{5}{8\lambda} S P \sqrt{\frac{3RT}{\mu T_0}} (\sqrt{T_0} - \sqrt{T}) \tau \approx 110 \text{ г.}$$

Решение. Так как расстояние между стенками мало по сравнению с их размерами, то при расчете стенки можно считать плоскими. Температуру одной из стенок можно принять равной температуре окружающего воздуха T_0 , а другой - температуре жидкого воздуха T . Молекулы, отражающиеся от наружной стенки, назовем «горячими», а молекулы, отражающиеся от внутренней стенки, - «холодными». Обозначим концентрации таких молекул через n_0 и n , а их скорости - через v_0 и v соответственно. Число молекул, отражающихся от 1 см^2 горячей стенки в одну секунду, равно $n_0 v_0 / 4 = n v / 4$. Эти молекулы передают холодной стенке тепло $(1/4) n_0 v_0 \cdot (5/2) k T_0$; обратно уносится тепло $(1/4) n_0 v_0 \cdot (5/2) k T$. Следовательно,

$$M = \frac{5}{8\lambda} n_0 v_0 k S (T_0 - T) \tau$$

Давление оставшегося газа, если бы он имел температуру T_0 , равно $P = (n + n_0) k T_0$. Окончательно нетрудно получить ответ.

O1-10.75

* Течение ультраразреженного газа через трубу можно рассматривать как процесс диффузии. Коэффициент диффузии определяется исключительно столкновениями молекул газа со стенками трубы. Столкновениями молекул между собой можно полностью пренебречь. Роль длины свободного пробега играет диаметр трубы $2r$. Исходя из этих представлений, оценить число молекул N , каждую секунду проходящих через поперечное сечение цилиндрической трубы длиной l , если на одном конце трубы концентрация молекул газа равна n_1 , а на другом - нулю. Течение считать изотермическим.

10.

$$75^* N = \frac{2}{3} \frac{n}{l} \pi \bar{v} r^3.$$

Решение. Направим ось X вдоль трубы. Тогда $N = -SD \frac{dn}{dx}$, где S - площадь поперечного сечения трубы. Так как поток N один и тот же на протяжении всей трубы, то $|dn/dx| = n/l$. Заменив в формуле $D = (1/3)\bar{v}\lambda$ величину λ на $2r$, получим $D = (2/3)\bar{v}r$ и далее ответ.

O1-10.76

Решить предыдущую задачу в предположении, что на одном конце трубы концентрация молекул равна n_1 , а на другом $-n_2$. Результат сравнить с формулой Пуазейля.

O1-10.77 Два сосуда

Два сосуда одинакового объема соединены трубками. Диаметр одной из трубок очень велик, а другой очень мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул газа, находящегося в сосудах. Первый сосуд поддерживается при постоянной температуре $T_1 = 800\text{K}$, а второй - при постоянной температуре $T_2 = 200\text{K}$. В каком направлении будет перетекать газ по узкой трубке, если перекрыть краном широкую трубку? Какая масса m газа перейдет при этом из одного сосуда в другой, если общая масса газа в обоих сосудах равна M ?

O1-10.78

Стеклянный сосуд с толщиной стенок $l = 5$ мм и объемом $V = 1$ л наполнен азотом и окружен вакуумом. В стенке сосуда образовался узкий цилиндрический канал радиусом $a = 0,1$ мм. Начальное давление газа в сосуде настолько мало, что радиус канала пренебрежимо мал по сравнению с длиной свободного пробега молекул газа. Как меняется во времени концентрация молекул газа в сосуде? Определить время τ , по истечении которого давление газа в сосуде уменьшится в e раз, если температура поддерживается постоянной и равной $T = 300\text{K}$.

Solution

(???)

$$10.81^* u \approx 1,4 \text{ м/с.}$$

Решение. При оценке эффекта можно предположить, что одна шестая молекул воздуха движется направо, а одна шестая - налево. Молекулы, движущиеся параллельно плоскости диска, можно не принимать во внимание. Скорости молекул v будем считать одинаковыми. Пусть диск движется равномерно со скоростью u менее нагретой поверхностью вперед. Число ударов, испытываемое квадратным сантиметром этой поверхности в одну секунду: $n(v+u)/6$. Для оценки эффекта можно предположить, что в системе отсчета, движущейся вместе с диском, молекула отражается со скоростью v_2 , соответствующей температуре T_2 поверхности. В неподвижной системе скорость отразившейся молекулы будет $v_2 + u$, а изменение скорости $v_2 + u + v$. Следовательно, давление газа на менее нагретую поверхность

$$P_2 = \frac{nm}{6}(v+u)(v_2+u+v)$$

Аналогично, давление на более нагретую поверхность

$$P_1 = \frac{nm}{6}(v-u)(v_1+v-u)$$

При установившемся движении $P_2 = P_1$. Из этого условия нетрудно получить

$$u = \frac{v_1 - v_2}{4v + v_1 + v_2} v \approx \frac{v_1 - v_2}{6} \approx \frac{v}{12} \frac{v_1^2 - v_2^2}{v^2} \approx \frac{1}{12} \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \frac{T_1 - T_2}{T} \approx 1,4 \text{ м/с}$$

10.

$$78. n = n_0 e^{-t/\tau}; \tau = \frac{3Vl}{2\pi a^3 \bar{v}} = 5 \cdot 10^3 \text{ с} = 83,4 \text{ мин.}$$

79-81**10.**

$$79. n = n_0 (1 - e^{-t/\tau}); \tau = \frac{12Vl}{\pi D^3 v} = 3 \cdot 10^4 \text{ с} = 8,33.$$

10.

$$80. \quad n_1 = \frac{n_{10}\tau_1 + n_{20}\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} + \frac{\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} (n_{10} - n_{20}) e^{-t/\tau}; n_2 = \frac{n_{20}\tau_2 + n_{10}\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} + \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2} (n_{20} - n_{10}) e^{-t/\tau}, \text{ где } \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2}, \tau_1 = \frac{3V_1 l}{2\pi a^3 v}, \tau_2 = \frac{3V_2 l}{2\pi a^3 v}.$$

10.

$$81^* u \approx 1,4 \text{ м/с}.$$

Решение. При оценке эффекта можно предположить, что одна шестая молекул воздуха движется направо, а одна шестая - налево. Молекулы, движущиеся параллельно плоскости диска, можно не принимать во внимание. Скорости молекул v будем считать одинаковыми. Пусть диск движется равномерно со скоростью u менее нагретой поверхностью вперед. Число ударов, испытываемое квадратным сантиметром этой поверхности в одну секунду $n(v+u)/6$. Для оценки эффекта можно предположить, что в системе от счета, движущейся вместе с диском, молекула отражается со скоростью v_2 , соответствующей температуре T_2 поверхности. В неподвижной системе скорость отразившейся молекулы будет $v_2 + u$, а изменение скорости $v_2 + u + v$. Следовательно, давление газа на менее нагретую поверхность

$$P_2 = \frac{nm}{6}(v+u)(v_2+u+v)$$

Аналогично, давление на более нагретую поверхность

$$P_1 = \frac{nm}{6}(v-u)(v_1+v-u).$$

При установившемся движении $P_2 = P_1$. Из этого условия нетрудно получить

$$u = \frac{v_1 - v_2}{4v + v_1 + v_2} v \approx \frac{v_1 - v_2}{6} \approx \frac{v}{12} \frac{v_1^2 - v_2^2}{v^2} \approx \frac{1}{12} \sqrt{\frac{3RT}{\mu}} \frac{T_1 - T_2}{T} \approx 1,4 \text{ м/с}$$

O1-10.82 Два диска с вязким воздухом между ними (????)

Определить, на какой угол φ повернется диск, подвешенный на упругой нити, если под ним на расстоянии $h = 1$ см вращается с угловой скоростью $\omega = 50$ рад/с второй такой же диск. Радиус дисков $R = 10$ см, модуль кручения нити $f = 100$ дин·см/рад, вязкость воздуха считать равной $\eta = 1,8 \cdot 10^{-4}$ дин·с/см². Краевыми эффектами пренебречь. Движение воздуха между дисками считать ламинарным.

Solution

(???)

$$10.82. \quad \varphi = \frac{\pi \eta \omega}{2fh} R^4 = 81^\circ.$$

Об учете других эффектов (???)

(?? эффект Казимира если учесть, что будет? или так нельзя, ибо если есть газ, то уже не вакуум между ними.)

O1-10.83

Решить предыдущую задачу в предположении, что диски помещены в сильно разреженный воздух с давлением $P = 10^{-4}$ Тор, когда длина свободного пробега молекул воздуха велика по сравнению с расстоянием между дисками. Для упрощения расчета считать, что все молекулы движутся с одинаковыми по абсолютному значению скоростями, равными средней скорости молекул воздуха $v = 450$ м/с

Solution

(???)

10.83. Р е ш е н и е. Рассмотрим кольцо на вращающемся диске с внутренним радиусом r и наружным радиусом $r + dr$. С площади этого кольца каждую секунду отражаются $nv \cdot 2\pi r dr / 4$ молекул. Каждая из них уносит момент количества движения $mr^2\omega$, который передается неподвижному диску. Полный момент импульса, передаваемый в одну секунду неподвижному диску, легко найти интегрированием. Приравнявая его моменту силы $f\varphi'$, действующему со стороны закрученной нити, получим для угла закручивания

$$\varphi' = \frac{3\pi P}{8vf} \omega R^4 = \frac{3}{4} \frac{Ph}{\eta v} \varphi \approx 1^\circ$$

φ - значение угла закручивания, соответствующее тому случаю, когда расстояние между дисками велико по сравнению с длиной свободного пробега молекулы. (См. предыдущую задачу.)

O1-10.84

Известно, что в атмосфере Венеры, состоящей в основном из CO_2 , сплошной облачный покров на высоте $H = 50$ км вращается относительно планеты вокруг ее оси с периодом $T = 3,6 \cdot 10^4$ с. Считая движение ламинарным, оценить мощность N на единицу площади поверхности, диссипирующую при этом движении вблизи экватора. Атмосфера предполагается изотермической с температурой $T = 600$ К, радиус Венеры $R = 6000$ км.

O1-10.85

Две частицы с радиусами $a_1 = 5 \cdot 10^{-6}$ см и $a_2 = 6 \cdot 10^{-6}$ см взвешены в растворе с вязкостью $\eta = 10^{-2}$ П. Оценить время τ , которое расстояние между частицами изменится на $\Delta l = 10^{-2}$ см. Температура раствора $T = 300$ К.

O1-10.86 Формула для диффузии

В жидкости находятся одинаковые броуновские частицы, концентрация которых зависит только от одной координаты x . Выравнивание концентрации частиц происходит вследствие диффузии. Выразить коэффициент диффузии броуновских частиц D через средний квадрат смещения частицы в направлении оси X за время τ .

Solution

(?? это большая задача... по идее в теории уже это написано?)

Пусть в одной жидкости в отсутствие внешних силовых полей распределены тождественные броуновские частицы с концентрацией $n(x)$, меняющейся только в направлении оси X . Вычислим диффузионный поток Γ таких частиц через произвольное сечение, перпендикулярное оси X . Возьмем в этом сечении бесконечно малую площадку dS (рис. 484).

Выделим группу броуновских частиц, которые за время τ смещаются на один и тот же вектор $\Delta \mathbf{r}_i$. Пусть будет велика не только полная концентрация броуновских частиц n , но и концентрация их $n_i(x)$ в каждой группе. Число частиц i -й группы dN_i , проходящих через площадку dS за время τ , будет равно числу их в косом цилиндре $ABB'A'$ с основанием AB и образующей $\Delta \mathbf{r}_i$, т.е.

$$dN_i = \int n_i(x) dV$$

Линейные размеры площадки dS можно выбрать малыми по сравнению с Δr_i . Тогда элемент объема dV можно представить в виде $dV = dS dx$ и написать

$$dN_i = dS \int n_i(x) dx = dS \int_{-\Delta x_i}^0 n_i(x_0 + \xi) d\xi$$

где x_0 - координата центра O площадки dS . Выбрав τ , а следовательно, и Δx_i достаточно малыми, разложим функцию $n_i(x_0 + \xi)$ по степеням ξ и оборвем это разложение на линейном члене. Тогда

$$dN_i = n_i(0) dS \int_{-\Delta x_i}^0 d\xi + \left(\frac{dn_i}{dx} \right)_{x=x_0} dS \int_{-\Delta x_i}^0 \xi d\xi,$$

или после интегрирования

$$dN_i = dS \left[n_i \Delta x_i - \frac{1}{2} \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2 \right]$$

Аргумент x_0 мы опустили, предполагая, что концентрация n_i и ее производная dn_i/dx берутся в центре площадки dS .

Избыток dN броуновских частиц, проходящих через площадку dS в положительном направлении оси X , над числом частиц, проходящих в противоположном направлении, найдется суммированием предыдущего выражения по всем группам частиц:

$$dN = dS \int_i n_i \Delta x_i - \frac{dS}{2} \sum_i \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2$$

Среднее значение первой суммы равно нулю. Действительно, концентрации n_i относятся к центру площадки dS , а смещения броуновских частиц в положительном и отрицательном направлениях равновероятны. Для вычисления второй суммы заметим, что по определению среднего

$$n \overline{\Delta x^2} = \sum n_i (\Delta x_i)^2$$

Величины Δx_i как независимые параметры не зависят от x . Средний квадрат смещения $\overline{(\Delta x)^2} \equiv \overline{\Delta x^2}$ также не может зависеть от x ввиду однородности жидкости и отсутствия силовых полей. Поэтому дифференцирование предыдущего соотношения по x дает

$$\overline{\Delta x^2} \frac{dn}{dx} = \sum \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2$$

В результате для среднего значения $d\bar{N}$ получаем

$$d\bar{N} = -dS \frac{\overline{\Delta x^2}}{2} \frac{dn}{dx}$$

Чтобы найти средний диффузионный поток броуновских частиц Γ , надо эту величину разделить на dS и τ . Таким путем получаем

$$\Gamma = -\frac{\overline{\Delta x^2}}{2\tau} \frac{dn}{dx}$$

Отсюда видно, что выравнивание концентраций броуновских частиц можно рассматривать как процесс диффузии с коэффициентом диффузии

$$D = \frac{1}{2} \frac{\overline{\Delta x^2}}{\tau}$$

По смыслу вывода под $\overline{(\Delta x)^2}$ следует понимать «среднее по совокупности частиц». Однако в силу одинаковости последних и отсутствия взаимодействия между ними это среднее может быть заменено «средним по времени» для одной частицы.

O1-10.88

Используя результаты решения двух предыдущих задач, найти связь между средним квадратом смещения броуновской частицы за время τ в каком-либо определенном направлении $\overline{\Delta x^2}$ с подвижностью этой частицы. Какой вид принимает эта связь для шарообразной частицы радиусом a ? (По формуле Стокса подвижность частицы $B = 1/(6\pi\eta a)$, где η - динамическая вязкость Жидкости.)

O1-10.89

Определить среднее квадратичное горизонтальное перемещение зерен гуммигута в воде при температуре 20°C за 1 мин, если известно, что их радиус $a = 0,5$ мкм, а вязкость воды $\eta = 0,01\text{П}$.

O1-10.90

Согласно Эйнштейну и Смолуховскому, число Авогадро N можно определить, наблюдая броуновское движение зерен гуммигута и измеряя среднее квадратичное перемещение их в некотором фиксированном направлении. Чему равно это число, если среднее квадратичное перемещение за 5 мин зерен гуммигута радиуса $a = 0,385$ мкм в глицерине при температуре 20°C равно $1,5$ мкм? Вязкость глицерина $\eta = 1,49\text{П}$.

O1-10.91

При обработке экспериментальных данных, относящихся к броуновскому движению, удобнее и проще вычислять не $\langle \Delta x^2 \rangle$, а $\langle |\Delta x| \rangle$. Предполагая, что распределение смещений Δx подчиняется закону ошибок Гаусса, найти выражение для среднего смещения броуновской частицы $\langle |\Delta x| \rangle$ за время τ .

O1-10.87

Подвижностью B незаряженной броуновской (или какойлибо другой) частицы называется коэффициент пропорциональности между скоростью установившегося движения ее под действием постоянной силы f и величиной самой силы:

$$u = Bf$$

Взвесь одинаковых броуновских частиц в жидкости находится в поле силы тяжести. Написать выражение для суммарного потока частиц вследствие диффузии и поля силы тяжести. В стационарном состоянии суммарный поток должен равняться нулю. В то же время стационарное распределение броуновских частиц по высоте дается формулой Больцмана (барометрической формулой). Исходя из этих соображений, установить связь между подвижностью частицы и коэффициентом диффузии.

92-94

10.

92. $\sqrt{\langle r^2 \rangle} = \sqrt{\langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle} = 2\sqrt{\frac{h k T}{m g}} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ см. Радиус капельки $a = [3m/(4\pi\rho)]^{1/3} \approx 1,36 \cdot 10^{-3}$ см, т. е. велик по сравнению с длиной свободного пробега молекул, составляющих воздух ($\sim 10^{-5}$ см). Число Рейнольдса $Re = mg\rho/(6\pi\eta^2) \approx 0,15$, т. е. мало по сравнению с единицей. Условия применимости формулы Стокса выполняются.

10.

$$93. Ne = \frac{2RT(v_1 + v_2)}{E(\Delta x)^2} \tau.$$

10.

$$94. Ne = 5,88 \cdot 10^{23}.$$

O1-10.95

Оценить минимальный радиус $R_{\min}$ сферических водяных капель тумана, начиная с которого происходит падение этих капель на Землю. Температура атмосферы постоянна $T = 300\text{K}$. Вязкость воздуха $\eta = 1,8 \cdot 10^{-4}$ П.

10.

95. $R_{\min} = \left(\frac{729}{16\pi} \frac{kT\eta^2}{\rho^3 g^2} \right)^{1/7} \approx 2,1 \cdot 10^{-4}$ см (при $R < R_{\min}$ капли участвуют в броуновском движении, при $R > R_{\min}$ капли падают в вязкой среде в соответствии с формулой Стокса).

O1-10.96

В сферическом сосуде радиусом $R = 0,015$ см при температуре $T = 300\text{K}$ и давлении в несколько атмосфер в воздухе находятся шарообразные частицы различного радиуса r . Плотность пылинки $\rho = 1$ г/см³. При столкновении со стенкой частицы прилипают к ней. Коэффициент прилипания частиц не зависит от их размера и не уменьшается со временем. Концентрация пыли достаточно мала, так что столкновениями пылинок друг с другом можно пренебречь. Оценить радиус частиц пыли, которые будут наиболее долго удерживаться в воздухе.

10.

$$96. r = \left(\frac{3kT}{\pi R \rho g} \right)^{1/3} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ см.}$$

O1-10.97

Определить величину среднеквадратичного момента импульса капельки воды радиусом $r = 10^{-5}$ см, совершающей броуновское движение при $T = 300\text{К}$.

10.

$$97. \sqrt{\langle L^2 \rangle} = 1,4 \cdot 10^{-19} \text{ Г} \cdot \text{см}^2/\text{с.}$$

O1-10.98

В микроскоп рассматривают тонкий слой крови. Какое время потребуется, чтобы заметить броуновское смещение эритроцитов (красных кровяных телец), если минимальное расстояние, которое можно зафиксировать, составляет $l = 10^{-6}$ м? Вязкость крови $\eta = 4,5 \cdot 10^{-3}$ Па с; эритроцит считать шариком радиусом $r = 3 \cdot 10^{-6}$ м. Температура $t = 27^\circ\text{C}$.

10.

$$98. \tau = \frac{l^2}{4D} \approx 15 \text{ с, где } D - \text{коэффициент диффузии.}$$

O1-10.99

Оценить размер алюминиевой частицы, взвешенной в жидкости с плотностью $\rho = 1/\text{см}^3$ и вязкостью $\eta = 1\text{П}$, для которой скорость вязкого падения сравнивается со скоростью теплового движения при комнатной температуре. Будут ли выпадать в осадок такие частицы в алюминиевой краске?

10.

99. Используя формулу Стокса для силы сопротивления при вязком движении, найдем $r^{7/2} \sim \frac{4\eta}{g(\rho - \rho_0)} \sqrt{\frac{kT}{\rho}}$ и $r \sim 10^{-3}$ см. В осадок выпадают те частицы, для которых средняя высота столба, оцененная по барометрической формуле $h \sim \frac{kT}{mg} \leq r$ (m - эффективная масса частиц), что эквивалентно неравенству $r \geq \left(\frac{3kT}{4\pi\Delta\rho g} \right)^{1/4} \sim 0,5 \cdot 10^{-4}$ см, откуда следует $r \geq 0,5 \cdot 10^{-4}$ см. Таким образом, такие частицы в алюминиевой краске выпадут в осадок.

PROBLEMS 100-106 ARE NOT WRITTEN YET, BUT HERE THERE ARE SOLUTIONS

10.

$$100. t = 0,03\rho\lambda \frac{d^2\sqrt{T_0}}{16\pi\epsilon_0} \left(T_2^{3/2} - T_1^{3/2} \right)^{-1} \ln \frac{D}{d} \approx 500\text{с.}$$

10.

101. Время образования жирового слоя $\tau_{\text{обр}} \approx \frac{l}{FB} \approx 1$ сут (по условию). Время восстановления однородного распределения $\tau_{\text{вос}} \approx \frac{l^2}{2kTB}$. Подсчет показывает, что $\tau_{\text{вос}} \approx 10^{11} - 10^{12}$ с ~ 1000 лет.

10.

102. $\text{Re} \sim 10^5$.

10.

103. Решение. Стационарный поток пара через любую сферическую поверхность радиусом r , концентрическую относительно поверхности капли, равен

$$j = -D \cdot 4\pi r^2 \frac{d\rho}{dr} = \text{const.}$$

Откуда

$$\rho = \frac{j}{4\pi D r} + \rho_\infty$$

Величину j можно найти из условия, что на поверхности капли ($r = a$) пар должен быть насыщенным, т.е.

$$j = 4\pi D a (\rho_H - \rho_\infty)$$

и, следовательно,

$$\rho = \frac{a}{r} (\rho_H - \rho_\infty) + \rho_\infty$$

10.

$$104. \tau_{\text{исп}} = \frac{a^2}{2D} \frac{\rho}{(1-\varphi)\rho_H} = \frac{a^2}{2D} \frac{RT}{(1-\varphi)\mu\rho_H} \rho_{\text{ж}} \cdot \tau_{\text{исп}} \approx 37 \text{ мин}; 2) \tau_{\text{исп}} \approx 0,13.$$

10.

$$105. P_0 = \frac{3H\Delta m N_A}{\lambda \bar{v} S t \mu} kT = 20,5 \text{ мм рт.ст.}$$

10.

$$106. t = \frac{9Rt\rho l^2}{4\lambda \bar{v} P_\mu \mu} \approx 227 \text{ дней, где } \mu \text{ и } \rho - \text{молярная масса и плотность воды.}$$

O1-10.107

Открытый цилиндрический сосуд с теплоизолированными стенками частично заполнен водой, которая понемногу испаряется. Установившаяся температура воды на 4° ниже температуры окружающего воздуха (300K). Оценить разность концентраций пара над поверхностью воды и вне сосуда, считая, что перемещение пара вверх определяется диффузией. Средний свободный пробег молекул воды и воздуха считать одинаковым. Молярная теплота испарения воды $\Lambda = 44 \text{ кДж/моль}$.

10.

$$107. \Delta n = \frac{3R\Delta T n}{\Lambda} = 0,54 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \text{ где } n = \frac{P}{kT} = 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}.$$

O1-10.108

Вода из чайного блюдца испаряется в комнате за время порядка суток. Оценить соотношение между числом вылетающих из жидкости в секунду молекул N_1 и числом возвращающихся в жидкость N_2 . Можно считать, что испарение небольшого количества воды практически не изменяет влажность воздуха, равную 70%. Какими явлениями определяется число возвращающихся в жидкость молекул? Оценить время испарения, пренебрегая токами воздуха в комнате.

10.

$$108. \frac{N_1 - N_2}{N_1} \approx 4 \cdot 10^{-5}; \tau \approx 1 \text{ месяц.}$$

Бальчугов.Ёлшин.Ульянов.1.8. Испарение воды в вакуум

Определить скорость испарения воды в вакуум, если $t = 20^\circ \text{C}$ и давление насыщенных паров воды при данной температуре $p_H = 2300 \text{ Па}$.

Solution

(?? метод в 1ю часть допишу!?)

Если бы пар над жидкостью был насыщенным, то пар и жидкость находились бы в равновесии, и за любое время τ из пара в жидкость попадало бы столько же молекул z , сколько их вылетает из жидкости. Следовательно, через поверхность площадью S за время τ вылетает число молекул

$$z = \frac{1}{4} n S w \tau$$

где n - концентрация молекул в насыщенном паре и w - их тепловая скорость. Число n можно определить из уравнения Менделеева:

$$\begin{aligned} p_H v &= RT \\ p_H v &= \frac{R_\mu}{Mr} T \\ p_H v_\mu &= R_\mu T \\ p_H v_\mu &= k N_A T \\ n &= \frac{p_H}{kT} \end{aligned}$$

Скорость молекул w выразим из соотношения $\frac{mw^2}{2} = \frac{3}{2} kT$, получаем $w = \sqrt{\frac{3R_\mu T}{Mr}}$, тогда $z = \frac{1}{4} \frac{p_H}{k} \sqrt{\frac{3R_\mu}{TMr}} S \tau$. Разделив z на число Авогадро, найдем, сколько молей молекул воды испарится за время τ :

$$\omega = \frac{z}{N_A} = \frac{1}{4} \frac{p_H}{N_A k} \sqrt{\frac{3R}{MrT}} S \tau = \frac{1}{4} p_H \sqrt{\frac{3}{RTMr}} S \tau,$$

так как $N_A k = R$.

Теперь найдем массу воды, испаряющейся с единицы площади поверхности в единицу времени:

$$m = \frac{\omega Mr}{S \tau} = \frac{1}{4} p_H \sqrt{\frac{3Mr}{RT}}.$$

Подставляя в формулу (1.28) $p_H = 2300 \text{ Па}$, $m_0 = 0,018 \text{ кг/моль}$, $T = 293 \text{ К}$, найдем, что $m = 2,6 \text{ кг}$ / (2). За какое время в космосе испарится стакан воды? Если масса воды в стакане $m = 200 \text{ г}$, диаметр стакана 7 см , искомое время составит 20 секунд . В действительности в стакане часть воды при охлаждении замерзнет. При испарении массы воды Δm поглощается количество теплоты $q = r \Delta m$, где r - удельная теплота парообразования. Эта теплота отбирается массы воды m при ее остывании от температуры $T = 20^\circ \text{C}$ до нуля и превращении в лед. Поэтому $r \Delta m = c(m - \Delta m)T + \lambda(m - \Delta m)$, где $c = 4,19 \cdot 10^3 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{K)}$ - удельная теплоемкость воды, $\lambda = 3,2 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$. Отсюда $\Delta m = \frac{cmT + \lambda m}{r + cT + \lambda} = 0,028 = 28 \text{ г}$. То есть 28 грамм воды испарится и в стакане останется 172 грамма льда.

O1-10.109

Найти плотность потока j молекул жидкости, испаряющихся с единицы площади поверхности в единицу времени в вакуум при температуре T , если известно давление насыщенных паров равно отношению числа молекул пара, прилипающих к поверхности Жидкости, к полному числу молекул пара, ударяющихся за это время о поверхность жидкости.

10.

$$109. j = \frac{\bar{v} K P_{\text{нас}}}{4kT}, \text{ где } \bar{v} - \text{средняя тепловая скорость.}$$

AGAIN, PROBLEMS 110-124 ARE MISSING**10.**

$$110. \frac{n_{\text{нас}} - n}{n} \approx \frac{4}{3} \frac{\lambda}{L} \approx 4 \cdot 10^{-7}; \frac{P_{\text{нас}} - P}{P_{\text{нас}}} \sim 10^{-7}.$$

10.

$$111. t = \frac{\rho_{\text{ж}} h_0^2}{2D\rho_{\text{н}}} \approx 257 \text{ сут, где } \rho - \text{плотность воды.}$$

10.

$$112. \tau = \frac{3\pi}{8} \frac{\rho L \sigma}{mg} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \approx 100 \text{ лет (перенос жидкости будет происходить лишь вниз путем диффузии молекул через пузырьки, поскольку } P_0 \gg \rho g L).$$

10.

$$113. \Delta S = 40,6 \text{ Дж/К.}$$

10.

$$114. \Delta S = -15R \ln 2 = -86,4 \text{ Дж/К.}$$

10.

$$124. t \approx \frac{3L^2 \rho R}{\pi\mu} \approx 100 \text{ с.}$$

O1-10.125

При температуре T вязкость некоторого газа с относительной молекулярной массой μ равна η . Оценить по этим данным плотность сжиженного газа. Газ считать идеальным.

10.

$$125. \rho \sim \frac{\mu^{1/4} N_A^{1/2} \eta^{3/2}}{(RT)^{3/4}}.$$

1.27 Problems about diffusion 3**ТУЙМ-60. Стопка монет (2002)**

Из очень большого количества одинаковых золотых монет радиусом R и толщиной H каждая сложили стопку. Все соседние монеты разделили бумажными кругами радиусом R и толщиной d каждый. Боковую поверхность стопки монет с прослойками обернули несколькими слоями той же бумаги, так что общая толщина обёртки оказалась равна l . Один торец получившегося цилиндра прижали через слой бумаги толщиной d к термостату, находящемуся при температуре T , а остальная поверхность цилиндра осталась на воздухе, температура T_0 которого поддерживается постоянной (рис. 22).

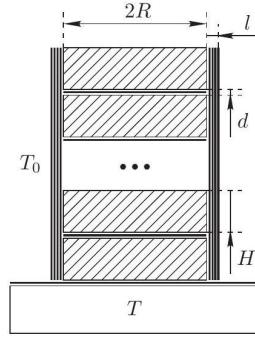


Рис. 22

Через некоторое время установилось стационарное распределение температур в стопке монет. Какую тепловую мощность P получает стопка монет от термостата в этом состоянии? Коэффициент теплопроводности μ бумаги много меньше аналогичной величины для золота. Известны соотношения между размерами: $d < l \ll H < R$. Все неровности монет были предварительно спилены, так что воздушных пустот внутри цилиндра нет.

ТУЙМ-60. Стопка монет (2002)

По закону теплопроводности искомая мощность вычисляется по формуле $P = k(T - T_0)$, где k - некоторый коэффициент, зависящий только от материалов и размеров цилиндра. Поскольку монет по условию много, большинство из них вдали от термостата находятся практически при температуре T_0 . Таким образом, добавление к свободному торцу цилиндра ещё одной монеты с бумажной прослойкой не изменит распределение температур, а также величины P и k . За счёт большого коэффициента теплопроводности золота по сравнению с бумагой температуру каждой монеты можно считать одинаковой по всему её объёму. Пусть T_1 - температура ближайшей к термостату монеты, тогда цилиндр из остальных монет получает от неё мощность $P_1 = k(T_1 - T_0)$, так как этот цилиндр эквивалентен первоначальному, а первая монета играет для него роль термостата. Исключая k из записанных выше выражений для P и P_1 , находим

$$P_1 = P \cdot \frac{T_1 - T_0}{T - T_0}$$

По закону теплопроводности найдём мощность теплопередачи через бумагу между первой монетой и окружающей средой:

$$\Delta P_1 = \mu \cdot 2\pi R H \cdot \frac{T_1 - T_0}{l}$$

Уравнение теплового баланса для первой монеты имеет вид

$$P = P_1 + \Delta P_1$$

По закону теплопроводности найдём мощность теплопередачи через бумагу между термостатом и первой монетой:

$$P = \mu \cdot \pi R^2 \cdot \frac{T - T_1}{d}$$

Подставив выражения (167) и (168) в уравнение (169) и используя формулу (170) для исключения T_1 (для упрощения алгебраических преобразований целесообразно предварительно обозначить группы констант временными буквами), получим

$$P^2 + \frac{2\pi\mu RH}{l} (T - T_0) \cdot P - \frac{2\pi^2\mu^2 R^3 H}{ld} (T - T_0)^2 = 0$$

Из физического смысла $P/(T - T_0) = k = \text{const} > 0$, поэтому выбираем плюс при записи решения квадратного уравнения:

$$P = \frac{\pi\mu RH}{l} (T - T_0) \left(\sqrt{1 + \frac{2Rl}{Hd}} - 1 \right).$$

О1-10.126 Коэффициент самодиффузии в модели Леннарда-Джонса

При теоретическом описании свойств реальных газов энергию взаимодействия двух атомов как функцию расстояния часто записывают в форме потенциала Леннарда-Джонса $U(r) = 4\varepsilon_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right]$. Принимая, что для ксенона относительная атомная масса $A = 131$, $\varepsilon_0 = 0,02 \text{ В}$, $r_0 = 4 \text{ \AA}$, оценить в рамках этой модели коэффициент самодиффузии ксенона в критической точке.

У к а з а н и е. Эффективное сечение столкновений определить из условия, что энергия взаимодействия при максимальном сближении частиц порядка кинетической энергии.

10.

$$126. D \sim \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{m}} r_0 \approx 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}.$$

О1-10.127

При теоретическом описании свойств реальных газов энергию взаимодействия двух атомов как функцию расстояния часто записывают в форме потенциала Леннарда-Джонса $U(r) = 4\varepsilon_0 \left[\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right]$. Принимая, что для неона относительная атомная масса $A = 20$, $\varepsilon_0 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ В}$, $r_0 = 2,8 \text{ \AA}$. Определить в рамках этой модели температурную зависимость вязкости неона в пределе низких плотностей и высоких температур, т. е. когда $kT \gg \varepsilon_0$. (См. указание к задаче 10.126.)

10.

$$127. \eta \propto T^{2/3}.$$

О1-10.128

Доска Гальтона имеет вид квадрата со стороной H , в который вбиты $N \gg 1$ гвоздиков. Сверху в нее запускают стальной шарик радиусом r , который много больше радиуса гвоздика, но много меньше расстояния между ними. Оценить, насколько шарик отклонится от вертикальной прямой, проведенной через точку бросания, когда достигнет нижнего края доски.

10.

$$128. \sqrt{\langle x^2 \rangle} = \frac{H^3}{Nr}.$$

129-132

10.

$$129. \frac{D_{\text{мол}}}{D_{\text{асс}}} = \frac{\sigma_{\text{асс}}}{\sigma_{\text{мол}}} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{3/2} \left(\frac{\mu_{\text{асс}}}{\mu_{\text{мол}}} \right)^{1/2} = 5,9.$$

10.

$$130. D_3 = 3,08 \text{ см}^2/\text{с}.$$

10.

$$131. \kappa_3 = 0,099 \text{ Вт} / (\cdot \text{ К}).$$

10.

$$132. \frac{\kappa_{\text{ат}}}{\kappa_{\text{дим}}} = \frac{C_{V_{\text{ат}}}}{C_{V_{\text{дим}}}} \frac{\sigma_{\text{дим}}}{\sigma_{\text{ат}}} \sqrt{\frac{T_1}{T_0} \cdot \frac{\mu_{\text{дим}}}{\mu_{\text{ат}}}} = 2,7.$$

O1-10.133

Тонкостенная шарообразная колба с радиусом R заполнена газом. Колба облучается излучением, для которого стенки прозрачны. В стационарном режиме в единице объема газа поглощается мощность излучения q . Стенки колбы охлаждаются так, что их температура равна T_0 . Коэффициент теплопроводности газа при этой температуре равен κ_0 . Считая, что теплоотвод определяется теплопроводностью газа, определить температуру в центре колбы.

10.

$$133. T = \left(T_0^{3/2} + \frac{T_0^{1/2} q R^2}{4\kappa_0} \right)^{2/3}.$$

O1-10.134

Медный шарик находится в воздухе при нормальном давлении. Вдали от шарика поддерживается постоянная температура $T_0 = 273\text{К}$ в постоянная относительная молярная концентрация примеси озона $\alpha = 0,01(1\%)$. Молекулы озона, диффундируя в воздухе, попадают на поверхность шарика и мгновенно вступают к химическую реакцию с выделением некоторого количества теплоты q на одну молекулу. В стационарном режиме температура шарика установилась на величину $\Delta T = 40\text{К}$ выше, чем температура воздуха вдали от шарика. Определить величину q . Зависимостью теплопроводности воздуха ($\kappa = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) и коэффициента диффузии озона в воздухе ($D = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{м}^2/\text{с}$) от температуры пренебречь.

10.

$$134. q = \frac{\kappa \Delta T}{D n_0} = 2,2 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,4 \text{ эВ}, \text{ где } n_0 = \frac{\alpha P}{k T_0} = 2,7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}.$$

O1-10.135

Тонкостенная длинная цилиндрическая пробирка радиусом R заполнена газом. Пробирка облучается излучением, для которого ее стенки прозрачны. В стационарном режиме в единице объема газа поглощается мощность излучения q . Стенки пробирки охлаждаются так, что их температура равна T_0 . Коэффициент теплопроводности газа при этой температуре равен κ_0 . Считая, что теплоотвод определяется теплопроводностью газа, определить температуру на оси пробирки вдали от ее концов.

10.

$$135. T = \left(T_0^{3/2} + \frac{3q T_0^{1/2} R^2}{8\kappa_0} \right)^{2/3}.$$

136

10.

$$136. \Delta T = q \frac{D n_0}{\kappa} = 32 \text{ К}, \text{ где } n_0 = \frac{\alpha P}{k T_0} = 2,7 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}.$$

O1-10.137

Над горизонтальной неподвижной плоскостью на расстоянии L от нее движется с горизонтальной скоростью $v = 3\text{м}/\text{с}$ параллельная ей другая плоскость. Между плоскостями находится вязкая Жидкость (вязкость $\eta = 1,48\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$, коэффициент теплопроводности $\kappa = 0,285\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$). Движение жидкости ламинарное. Температура плоскостей поддерживается равной $t_0 = 20^\circ\text{С}$. Коэффициенты вязкости и теплопроводности от температуры не зависят. Определить стационарное распределение температуры

между плоскостями. Учесть, что при вязком трении в единице объема выделяется тепловая мощность, равная $q = \eta \left(\frac{dv}{dz} \right)^2$.

10.

$$137. t(r) = t_0 + \frac{\eta}{\kappa} \left(\frac{v}{L} \right)^2 \cdot z \cdot \left(\frac{L}{2} - \frac{z}{2} \right); t_{\max} = t \left(\frac{L}{2} \right) = t_0 + \frac{\eta}{\kappa} \cdot \frac{v^2}{8} = 25,8^\circ\text{C}.$$

O1-10.138

Над горизонтальной массивной плитой из материала с большой теплопроводностью расположен диск, плоскость которого параллельна поверхности плиты. Диск вращается вокруг вертикальной оси, проходящей через его центр, скорость вращения равна $v = 80$ об/мин. Температура плиты равна 20°C . Диск изготовлен из теплоизолирующего материала. Пространство между плитой и диском заполнено вязкой жидкостью с коэффициентом вязкости $\eta = 1,48 \text{ кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$ и коэффициентом теплопроводности $\kappa = 0,285 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$. Радиус диска равен $R = 20 \text{ см}$, расстояние между поверхностью плиты и нижней поверхностью диска равно $L = 2 \text{ мм}$. Пренебрегая зависимостью κ и η от температуры, определить распределение установившейся температуры на нижней поверхности диска. Движение жидкости ламинарное. Учесть, что при вязком трении в единице объема выделяется тепловая мощность, равная $q = \eta \left(\frac{dv}{dz} \right)^2$.

10.

$$138. t(r) = t_0 + \frac{\eta}{\kappa} \cdot \frac{(2\pi v r)^2}{2} = \left[20 + 7,3 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] ^\circ\text{C}.$$

O1-10.139

В сосуде с водой взвешены частицы ртути, способные прилипать к стенкам сосуда. Оценить время, за которое вода очистится от взвеси, задавшись определенными размерами частиц. При каких условиях сила тяжести будет существенно влиять на процесс?

10.

139. $t \approx \frac{\pi a \eta}{\kappa T} h^2$; при $mgh \sim kT$, где h - линейный размер сосуда, m - масса частицы ртути, a - ее радиус, η - коэффициент вязкости воды.

O1-10.140

В тропосфере, то есть до высоты $H = 11,5 \text{ км}$, температура воздуха убывает со скоростью $\alpha = 6,5 \text{ К}/\text{км}$. Определить длину свободного пробега молекул на верхней границе тропосферы. Температура на уровне моря $T_0 = 288 \text{ К}$, давление $P_0 = 10^5 \text{ Па}$. Газокинетический диаметр молекул $d = 3,6 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

10.

140. $\lambda = \lambda_0 \left(\frac{T_0 - \alpha h}{T_0} \right)^{1 - \mu g / (\alpha R)} = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, где $\lambda_0 = \frac{kT_0}{\sqrt{2\pi P_0} \pi d^2} = 7 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ - длина свободного пробега на уровне моря.

O1-10.141

В тропосфере, то есть до высоты $H = 11,5 \text{ км}$, температура воздуха убывает со скоростью $\alpha = 6,5 \text{ К}/\text{км}$. На какой высоте длина свободного пробега молекул равна $\lambda = 10^{-7} \text{ м}$? Температура на уровне моря $T_0 = 288 \text{ К}$, давление $P_0 = 10^5 \text{ Па}$. Газокинетический диаметр молекул $d = 3,6 \cdot 10^{-10} \text{ м}$.

10.

$$141. h = \frac{T_0}{\alpha} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{R\alpha/(\mu g - R\alpha)} \right] \approx 3,7 \text{ k}.$$

O1-10.142

По медной трубе диаметром $d = 10$ см и длиной $L = 20$ м из реактора выводятся ультрахолодные нейтроны. Их движение по трубе с шероховатыми стенками носит характер одномерной диффузии. Оценить, во сколько раз возрастет поток нейтронов по трубе с гладкими стенками с зеркальным отражением нейтронов. Столкновениями между нейтронами пренебречь.

10.

$$142. \frac{N_2}{N_1} \simeq \frac{\frac{1}{4} S n \bar{v}}{\frac{1}{3} S \bar{v} d n / L} \simeq \frac{3}{4} \frac{L}{d} = 150.$$

O1-10.143

Оценить отношение скоростей испарения двух одинаковых капель воды радиусом $R = 1$ см, одна из которых находится в вакууме, а другая - в сухом воздухе. Длина свободного пробега молекул воды в воздухе $\lambda = 10^{-5}$ см.

10.

$$143. \frac{\Phi_{\text{вак}}}{\Phi} \simeq \frac{3}{4} \frac{R}{\lambda} \simeq 0,7 \cdot 10^5.$$

O1-10.144

В длинном и тонком металлическом стержне возбуждены продольные колебания. Модуль Юнга для материала стержня $E = 10^{12}$ дин / см², удельная теплоемкость $c = 0,1$ кал / · град, теплопроводность $\kappa = 1$ кал / (см · град · с). В какой области частот колебания будут изотермическими?

10.

$$144. f \gg \frac{cE}{2\kappa} \simeq 5 \cdot 10^{10}.$$

O1-10.145

Две колбы с одинаковыми объемами V соединены трубкой длиной L с малым поперечным сечением $S (L \cdot S \ll V)$. В начальный момент времени одна из колб наполнена смесью газов СО и N₂ с парциальными давлениями, соответственно, P_0 и $P - P_0$, а другая колба наполнена N₂ под давлением P . Коэффициент диффузии СО в N₂ или N₂ в СО равен D . Определить зависимость парциального давления СО в первой колбе от времени.

10.

$$145. P = \frac{P_0}{2} \left[1 + \exp \left(-\frac{2DS}{LV} t \right) \right].$$

O1-10.146

В центре сферы радиусом $R_1 = 5$ см находится шарик радиусом $R_0 = 0,5$ см, на поверхности которого протекает химическая реакция с постоянной скоростью $W_s = 3,0 \cdot 10^{-8}$ моль / (см² · с). Температура сферы поддерживается постоянной. Тепловой эффект реакции $Q = 8,0 \cdot 10^4$ Дж / моль. Теплоотвод определяется теплопроводностью смеси исходных веществ и продуктов реакции. Коэффициент теплопроводности $\kappa = 3,0 \cdot 10^{-4}$ Вт / (см · К) не зависит от температуры. Определить разность температур $T_0 - T_1$ между поверхностями шарика и сферы.

10.

$$146. T_0 - T_1 = -\frac{QW_S R_0^2}{\kappa} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_0} \right) = 3,6 \text{ K.}$$

O1-10.149

В объеме сферического сосуда радиусом $R = 2$ см протекает реакция с образованием атомов водорода. Скорость реакции $W_0 = 6,0 \cdot 10^{19}$ атомов / (см³ · с). При столкновении со стенкой сосуда атомы водорода захватываются с вероятностью $\varepsilon = 10^{-3}$. Определить среднюю концентрацию атомов водорода в сосуде, если температура в сосуде $T = 788\text{K}$, а коэффициент диффузии $D = 60\text{см}^2/\text{с}$.

O1-10.150

Шарообразные частицы золота радиусом $a_1 = 2 \cdot 10^{-8}$ см и шарообразные частицы соли NaCl радиусом $a_2 = 4 \cdot 10^{-8}$ см испытывают броуновское движение в воде, имеющей температуру $T = 293\text{K}$. При сближении частиц в результате случайных блужданий на малое расстояние $R = 8 \cdot 10^{-8}$ см друг от друга частица золота и частица соли коагулируют (т. е. слипаются). Оценить полное число коагуляций частиц v золота и соли в единице объема в единицу времени, если концентрации золота и соли $n_1 = n_2 = 5 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$, а вероятность тройных, четверных и т. д. сближений частиц пренебрежимо мала. Вязкость воды $\eta = 0,01$ дин · с/см².

O1-10.151

Шарообразные частицы оксида железа Fe_2O_3 радиусом $a_1 = 8 \cdot 10^{-8}$ см и шарообразные частицы соли KCl радиусом $a_2 = 4 \cdot 10^{-8}$ см испытывают броуновское движение в воде, имеющей температуру $T = 293\text{K}$. При сближении частиц в результате случайных блужданий на малое расстояние $R = 18 \cdot 10^{-8}$ см друг от друга частица Fe_2O_3 и частица KCl коагулируют (т. е. слипаются). Оценить полное число коагуляций $\vee$ частиц Fe_2O_3 и KCl в единице объема в единицу времени, если концентрации Fe_2O_3 и KCl $n_1 = n_2 = 10^{14}\text{см}^{-3}$, а вероятность тройных, четверных и т. д. сближений частиц пренебрежимо мала. Вязкость воды $\eta = 0,01$ дин с/см².

O1-10.152

Оценить максимальный размер водяной капли, падение которой в воздухе может быть еще описано с использованием формулы Стокса.

O1-10.154**Solution**

(???)

$$10.154. \tau = \frac{3R_0^2}{8\pi a^3 D n_0} \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{2/3} \right] \approx 4900\text{с} \approx 1,4 \text{ час.}$$

O1-10.155

Температура воздуха внутри жилого помещения равна $T_1 = 295\text{K}$, а за окном $-T_0 = 273\text{K}$. Сечение столкновений молекул изменяется с температурой таким образом, что коэффициент вязкости газа в указанном диапазоне температур можно аппроксимировать формулой $\eta = \eta_0 (T/T_0)^{0,7}$, где η_0 - значение коэффициента вязкости воздуха при температуре T_0 . Во сколько раз среднее число двойных столкновений молекул воздуха, происходящих в единичном объеме за единицу времени в помещении, отличается от соответствующей величины за окном?

Solution

(???)

$$10.155. \frac{z(P, T_1)}{z(P, T_0)} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{1,7} \approx 0,88.$$

O1-10.156

Атмосферное давление за бортом самолета, летящего на большой высоте, равно $P_1 = 26,5$ кПа, а температура $-T_1 = 223\text{ K}$, в пассажирском салоне давление равно $P_0 = 75$ кПа, а температура $-T_0 = 295\text{ K}$. Сечение столкновений молекул изменяется с температурой таким образом, что коэффициент теплопроводности газа в указанном диапазоне температур можно аппроксимировать формулой $\kappa = \kappa_0 (T/T_0)^{0,86}$, где κ_0 - значение коэффициента теплопроводности воздуха при температуре T_0 . Во сколько раз число столкновений, испытываемых молекулой воздуха в единицу времени с другими молекулами воздуха внутри пассажирского салона, отличается от соответствующей величины в окружающей самолет атмосфере? Различия в химическом составе воздуха внутри самолета и в окружающей атмосфере можно не учитывать, зависимостью теплоемкости воздуха от температуры пренебречь.

Solution

(???)

$$10.156. \frac{z(P_0, T_0)}{z(P_1, T_1)} = \frac{P_0}{P_1} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0,86} \approx 2, 2.$$

O1-10.157

У открытого конца горизонтально расположенной теплоизолированной трубки поддерживаются постоянными температура воздуха T_0 , а также небольшая концентрация n_0 примеси, содержащейся в воздухе. Попадая на тонкую пластинку, прикрепленную к теплоизолированному дну трубки, молекулы примеси поглощаются, так что их концентрацию вблизи пластинки можно считать равной нулю. При поглощении каждой молекулы выделяется количество тепла w . Учитывая зависимость коэффициентов переноса от температуры, определить температуру пластинки $T_{\text{п}}$. Известно, что при температуре T_0 коэффициент диффузии примеси в воздухе равен D_0 , а коэффициент теплопроводности воздуха κ .

1.28 Problems about Brownian motion

(see kinetics about it for now, I'll add also it there)

O1-10.113.

Найти изменение энтропии 88 г углекислого газа, если в результате некоторого процесса его вязкость увеличилась в $\sqrt{2}$ раз, а коэффициент диффузии - вдвое.

O1-10.114.

Найти изменение энтропии 132 г углекислого газа в процессе, в результате которого его динамическая вязкость уменьшилась в 2 раза, а число ударов молекул об 1 cm^2 стенки сосуда за 1 с уменьшилось в 4 раза.

O1-10.115.

Как изменится скорость падения маленькой капли жидкости в камере Вильсона после адиабатического увеличения объема в 2 раза. Воздух в камере для простоты считать идеальным газом.

10.

115. Скорость увеличится на 15%.

O1-10.116.

При измерении вязкости методом Стокса стальные шарики плотностью ρ и радиусом r сбрасываются точно в центре сосуда в жидкости с плотностью ρ и температурой T . Каково среднеквадратичное расстояние $\langle \Delta R^2 \rangle$ точек удара шариков о дно сосуда от его центра, если высота столба жидкости равна H ?

10.

$$116. \langle \Delta R^2 \rangle = \frac{3kTH}{\pi r^3(\rho - \rho')g}.$$

O1-10.117.

Установка для разделения изотопов методом газовой эффузии состоит из N каскадов, в каждом из которых газообразная смесь изотопов проходит через малое отверстие в тонкой перегородке, разделяющей две камеры. Прошедший во вторую камеру газ откачивается и направляется в первую камеру следующего каскада. Во всех первых камерах поддерживается одинаковое давление, во много раз большее давления газа во всех вторых камерах. Определить обогащение смеси легким изотопом т. е. отношение конечной относительной концентрации $a = n_{\text{лег}}/n_{\text{тяж}}$ к начальной, для случая водорода (изотопы с атомными массами 1 и 2) при $N = 20$.

10.

117. $\frac{a_N}{a_0} = \left(\frac{n/n_T}{n/n_T} \right)_0 = \left(\sqrt{\frac{\mu_T}{\mu_0}} \right)^N \approx 10^3$, где μ_T и μ - относительные молекулярные массы тяжелого и легкого изотопов соответственно. молекулярные массы тяжелого и легкого изотопов соответственно.

O1-10.118.

Найти разность молярных энтропий для молекулярного кислорода в условиях эффекта Кнудсена внутри стакана с пористыми стенками и вне его, если температура внутри стакана составляет $T_1 = 350\text{K}$, а вне его $-T_2 = 300\text{K}$

10.

$$118. \Delta S = \left(C_V + \frac{R}{2} \right) \ln \frac{T_1}{T_2} \approx 3,8 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{K}).$$

O1-10.119.

Между двумя бесконечными непроницаемыми пластинами, параллельными друг другу и имеющими разные температуры T_1 и T_2 , находится разреженный одноатомный газ, так что длина свободного пробега значительно больше расстояния между пластинами. Концентрация молекул газа n . Определить среднюю кинетическую энергию атомов в единице объема между пластинами. Предполагается, что в пространстве между пластинами атомы имеют максвелловские распределения по скоростям с температурами T_1 и T_2 .

10.

$$119. \bar{E}_{\text{кин}} = \frac{3}{2}kn\sqrt{T_1T_2}.$$

O1-10.120.

Между двумя бесконечными непроницаемыми пластинами, параллельными друг другу и имеющими разные температуры T_1 и T_2 , находится разреженный одноатомный газ, так что длина свободного пробега значительно больше расстояния между пластинами. Концентрация молекул газа n , масса атома m . Определить плотность теплового потока q между пластинами. Предполагается, что атомы газа в пространстве между пластинами имеют максвелловские распределения по скоростям с температурами T_1 и T_2 .

10.

$$120. q = 4n\sqrt{\frac{2k^3T_1T_2}{\pi m}} (\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2}) \left[\frac{\text{BT}}{\text{M}^2} \right].$$

O1-10.121.

Цилиндр с теплоизолированными стенками разделен на две равные части теплопроводящей перегородкой, слева от которой находится фтористый водород ${}^1\text{H}^{19}\text{F}$, а справа ${}^{20}\text{Ne}$. В торцевых стенках находится по одному очень маленькому отверстию площадью S , через которые молекулы газов начинают вытекать в вакуум, причем из-за теплообмена температуры газов можно считать одинаковыми. Определить тепловой поток j через перегородку в начальной стадии процесса, когда изменением концентрации молекул газа в цилиндре можно пренебречь. Начальная температура T и давление газов P одинаковы.

10.

$$121. j = \frac{1}{32} SP\bar{v}.$$

O1-10.122.

В центре куба, составленного из чередующихся пластин разного материала, в результате ядерной реакции образовались моноэнергетические нейтроны. Найти отношение времен, через которые эти нейтроны будут зарегистрированы у граней куба, параллельной и перпендикулярной плоскости пластин. Пластины имеют одинаковую толщину и содержатся в одинаковом количестве. Длины свободного пробега нейтронов в материале пластин равны соответственно λ_1 и λ_2 (λ_1 и λ_2 много меньше толщины пластины).

10.

$$122. \frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}} = \frac{4\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1 + \lambda_2)^2}.$$

O1-10.123.

Пучок молекул азота, летящих со скоростью 10^7 см/с, проходит через сантиметровый слой азота, находящегося при давлении 10^{-4} Тор и температуре 0°C . Оценить, как быстро будет расти температура азота, если плотность пучка такова, что через каждый квадратный сантиметр проходит 10^6 молекул в секунду. Диаметр молекул считать равным $3,7 \cdot 10^{-8}$ см.

10.

$$123. \frac{dT}{dt} \approx 0,029 \text{ K/c}.$$

? Число оборотов вокруг центра масс молекулы азота

Оцените, сколько оборотов вокруг центра масс совершают молекулы азота между столкновением друг с другом при нормальных условиях. Межатомное расстояние в молекуле азота $a = 1,1 \cdot 10^{-8}$ см, эффективный диаметр молекулы азота $d = 3,7 \cdot 10^{-8}$ см.

Solution

(???? не готов по формулам к таким задачам!? 1-ю часть буду доделывать к этой задаче!!! формул много пропишу еще!)

Пусть она повернется на N углов 2π за время τ между столкновениями. тогда $\omega = \frac{2\pi N}{\tau}$, отсюда

$$N = \frac{\omega\tau}{2\pi}$$

Длина между столкновениями - это длина свободного пробега

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma} = \frac{kT}{\sqrt{2}p_0\sigma},$$

где n - число молекул, $n = p_0/kT$.

Подставим в $\tau = \lambda/\bar{v}$ величины λ , $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}$ и $\sigma = \pi d^2$:

$$\tau = \frac{kT}{\sqrt{2}p_0\pi d^2} \sqrt{\frac{\pi m}{8kT}} = \frac{1}{4p_0d^2} \sqrt{\frac{mkT}{\pi}}$$

Далее ω найдем из теоремы о равнораспределении энергии:

$$\frac{I\omega^2}{2} = kT$$

где $I = \frac{m}{2} \left(\frac{a}{2}\right)^2$ - момент инерции относительно центра.

$$\omega = \frac{4}{a} \sqrt{\frac{kT}{m}}$$

Подставим, получим

$$N = \frac{kT}{\sqrt{3}\pi^2 d^2 p_0 a} \approx 160$$

Solutions.10. Явления переноса. Теплопроводность, Броуновское движение 2 10.

76. Решение. Так как столкновений между молекулами нет, то потоки частиц N_1 и N_2 в прямом и обратном направлениях совершенно независимы, и полный поток N представится их разностью:

$$N = N_1 - N_2 = \frac{2}{3} \pi \bar{v} r^3 \frac{n_1 - n_2}{l}$$

(формула Кнудсена).

10.

77. Газ будет перетекать в сосуд с более высокой температурой;

$$m = \frac{\sqrt{T_1 T_2}}{T_1 + T_2} \frac{\sqrt{T_1} - \sqrt{T_2}}{\sqrt{T_1} + \sqrt{T_2}} M = \frac{2}{15} M$$

10.

83. Р е ш е н и е. Рассмотрим кольцо на вращающемся диске с внутренним радиусом r и наружным радиусом $r + dr$. С площади этого кольца каждую секунду отражаются $nv \cdot 2\pi r dr/4$ молекул. Каждая из них уносит момент количества движения $mr^2\omega$, который передается неподвижному диску. Полный момент импульса, передаваемый в одну секунду неподвижному диску, легко найти интегрированием. Приравнявая его моменту силы $f\varphi'$, действующему со стороны закрученной нити, получим для угла закручивания

$$\varphi' = \frac{3\pi P}{8vf} \omega R^4 = \frac{3}{4} \frac{Ph}{\eta v} \varphi \approx 1^\circ$$

φ - значение угла закручивания, соответствующее тому случаю, когда расстояние между дисками велико по сравнению с длиной свободного пробега молекулы. (См. предыдущую задачу.)

10.

84. $N \approx 3 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

10.

85. $\tau = \frac{\pi \eta a_1 a_2 \Delta l^2}{(a_1 + a_2) kT} \simeq 200 \text{ с}$.

10.

86. Решение. Пусть в одной жидкости в отсутствие внешних силовых полей распределены тождественные броуновские частицы с концентрацией $n(x)$, меняющейся только в направлении оси X . Вычислим диффузионный поток Γ таких частиц через произвольное сечение, перпендикулярное к оси X . Возьмем в этом сечении бесконечно малую площадку dS (рис. 484).

Выделим группу броуновских частиц, которые за время τ смещаются на один и тот же вектор $\Delta \mathbf{r}_i$. Пусть будет велика не только полная концентрация броуновских частиц n , но и концентрация их $n_i(x)$ в каждой группе. Число частиц i -й группы dN_i , проходящих через площадку dS за время τ , будет равно числу их в косом цилиндре $ABB'A'$ с основанием AB и образующей Δr_i , т. е.

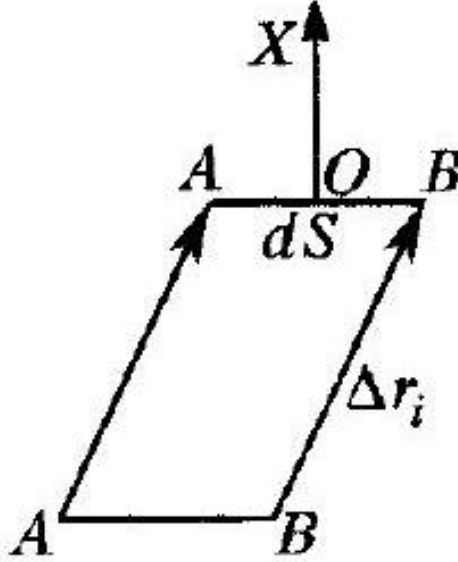


Рис. 484

$$dN_i = \int n_i(x) dV$$

Линейные размеры площадки dS можно выбрать малыми по сравнению с Δr_i . Тогда элемент объема dV можно представить в виде $dV = dS dx$ и написать

$$dN_i = dS \int n_i(x) dx = dS \int_{-\Delta x_i}^0 n_i(x_0 + \xi) d\xi,$$

где x_0 - координата центра O площадки dS . Выбрав τ , а следовательно, и Δx_i достаточно малыми, разложим функцию $n_i(x_0 + \xi)$ по степеням ξ и оборвем это разложение на линейном члене. Тогда

$$dN_i = n_i(0) dS \int_{-\Delta x_i}^0 d\xi + \left(\frac{dn_i}{dx} \right)_{x=x_0} dS \int_{-\Delta x_i}^0 \xi d\xi$$

или после интегрирования

$$dN_i = dS \left[n_i \Delta x_i - \frac{1}{2} \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2 \right]$$

Аргумент x_0 мы опустили, предполагая, что концентрация n_i и ее производная dn_i/dx берутся в центре площадки dS .

Избыток dN броуновских частиц, проходящих через площадку dS в положительном направлении оси X , над числом частиц, проходящих в противоположном направлении, найдется суммированием предыдущего выражения по всем группам частиц:

$$dN = dS \int_i n_i \Delta x_i - \frac{dS}{2} \sum_i \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2$$

Среднее значение первой суммы равно нулю. Действительно, концентрации n_i относятся к центру площадки dS , а смещения броуновских частиц в положительном и отрицательном направлениях равновероятны. Для вычисления второй суммы заметим, что по определению среднего

$$n \overline{\Delta x^2} = \sum n_i (\Delta x_i)^2.$$

Величины Δx_i как независимые параметры не зависят от x . Средний квадрат смещения $\overline{(\Delta x)^2} \equiv \overline{\Delta x^2}$ также не может зависеть от x ввиду однородности

жидкости и отсутствия силовых полей. Поэтому дифференцирование предыдущего соотношения по x дает

$$\overline{\Delta x^2} \frac{dn}{dx} = \sum \frac{dn_i}{dx} (\Delta x_i)^2$$

В результате для среднего значения $d\bar{N}$ получаем

$$d\bar{N} = -dS \frac{\overline{\Delta x^2}}{2} \frac{dn}{dx}$$

Чтобы найти средний диффузионный поток броуновских частиц Γ , надо эту величину разделить на dS и τ . Таким путем получаем

$$\Gamma = -\frac{\overline{\Delta x^2}}{2\tau} \frac{dn}{dx}$$

Отсюда видно, что выравнивание концентраций броуновских частиц можно рассматривать как процесс диффузии с коэффициентом диффузии

$$D = \frac{1}{2} \frac{\overline{\Delta x^2}}{\tau}.$$

По смыслу вывода под $\overline{(\Delta x)^2}$ следует понимать «среднее по совокупности частиц». Однако в силу одинаковости последних и отсутствия взаимодействия между ними это среднее может быть заменено «средним по времени» для одной частицы.

10.

87* Р е ш е н и е. Плотность суммарного потока частиц в положительном направлении оси X : $nBf - D \frac{\partial n}{\partial x}$, где f - результирующая силы тяжести и выталкивающей силы гидростатического давления, действующая на броуновскую частицу (ось X направлена вертикально вниз). Приравняв это выражение нулю и принимая во внимание, что $n = n_0 \exp[f x / (kT)]$, получим окончательно

$$D = kTB$$

(формула Эйнштейна).

10.

$$88. \overline{\Delta x^2} = 2kTB\tau = \frac{kT}{3\pi\eta a} \tau.$$

10.

$$89. \sqrt{\overline{\Delta^2}} = \sqrt{\overline{\Delta x^2} + \overline{\Delta y^2}} = \sqrt{\frac{2kT\tau}{3\pi\eta a}} \approx 10 \text{ мкм.}$$

10.

$$90. N = \frac{RT\tau}{3\pi a\eta \overline{\Delta x^2}} \approx 6,02 \cdot 10^{23}.$$

10.

$$91. \langle |\Delta x| \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi} \langle \Delta x^2 \rangle} = 2\sqrt{\frac{kTB\tau}{\pi}}.$$

OTHER Solutions.10., I DON'T EVEN HAVE PROBLEMS ABOUT THEM FOR NOW Явления переноса. Теплопроводность, Броуновское движение 4

10.

$$147. T_0 - T_1 = \frac{QW_S R_0}{\kappa} \ln \frac{R_1}{R_0} = 2,4 \text{ K.}$$

10.

$$148. \bar{n} = W_0 R \left(\frac{R}{5D} + \frac{2}{\varepsilon \bar{v}} \right) = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ атомов / см}^3, \text{ где } \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} = 4,1 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$$

10.

$$149. \bar{n} = \frac{W_0 R}{3} \left(\frac{R}{5D} + \frac{4}{\varepsilon \bar{v}} \right) = 6,6 \cdot 10^{17} \text{ атомов / см}^3, \text{ где } \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} = 4,1 \cdot 10^5 \text{ см/с.}$$

10.

$$150. v = \frac{2kTR}{3\eta} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right) n_1 n_2 = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

10.

$$151. \quad v = \frac{4\pi R(D_1 + D_2)n_1 n_2}{6\pi\eta a_1} = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad \text{где} \\ D_1 = \frac{kT}{6\pi\eta a_1} = 2,68 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}; D_2 = 5,36 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{с}.$$

10.

152. Сила сопротивления воздуха падающей капле $F_{\text{сопр}} = 6\pi r v$ (формула Стокса). Указанный закон Стокса справедлив, если $\text{Re} = \rho_{\text{возд}} v \cdot 2r/\eta \lesssim 1$. Отсюда предельный радиус капли $r = \sqrt[3]{\frac{9}{4} \frac{\eta^2}{\rho_{\text{возд}} \text{Рг}}} \simeq 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$. При этом установившаяся скорость падения капли $v = \frac{\eta}{2r\rho_{\text{возд}}} \simeq 18 \text{ см/с}$.

10.

$$153. \frac{V(\tau)}{V_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{8\pi a^3 D n_0}{3R_0^2} \tau\right)^3} = 4,7.$$

10.

$$154. \tau = \frac{3R_0^2}{8\pi a^3 D n_0} \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{2/3} \right] \approx 4900 \text{ с} \approx 1,4 \text{ час.}$$

10.

$$155. \frac{z(P, T_1)}{z(P, T_0)} = \left(\frac{T_0}{T_1} \right)^{1,7} \approx 0,88.$$

10.

$$156. \frac{z(P_0, T_3)}{z(P_1, T_1)} = \frac{P_0}{P_1} \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{0,86} \approx 2, 2.$$

10.

$$157. T_n = T_0 \exp \left(\frac{w D_0 n_0}{\kappa_0 T_0} \right).$$

10.

$$158. j = \frac{n_0 D_0}{l} \frac{\left[\left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{3/2} - 1 \right]}{\ln \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^{3/2}}$$

10.

$$159. \sqrt{(r_1 - r_2)^2} = \sqrt{\frac{kT}{\pi \gamma} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} \right)} = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ cm.}$$

1.29 Problems about phase transitions 1

O1-11.1*

В закрытом сосуде при 0°C находится один моль воды, Какое количество тепла надо затратить, чтобы повысить температуру системы до 100°C и чтобы при этом вся вода превратилась в насыщенный пар? Удельная теплота испарения воды при 100°C и постоянном давлении $\lambda = 539 \text{ кал/г}$, Давлением насыщенного пара при 0°C и теплоемкостью стенок сосуда пренебречь, Пренебречь также объемом воды по сравнению с объемом ее насыщенного пара.

11.

$$1. Q = 10770 \text{ кал/моль.}$$

Решение. Так как при нагревании объем системы не меняется, то работа не совершается. Поэтому искомое количество тепла будет равно приращению внутренней энергии системы и, следовательно, не будет зависеть от способа перехода системы из начального состояния в конечное. Осуществим этот переход в два этапа.

1. Нагреем воду от 0 до 100°C так, чтобы испарения не было. Для этого потребуется подвести тепло $Q_1 = 18 \cdot 100 = 1800 \text{ кал/моль}$.
2. Испарим воду при постоянной температуре $t = 100^\circ\text{C}$. Для этого потребуется подвести тепло $Q_2 = U_{\text{п}} - U_{\text{ж}}$, где $U_{\text{п}}$ и $U_{\text{ж}}$ - внутренние энергии моля водяного пара и воды при температуре 100°C и атмосферном давлении. Для определения $U_{\text{п}} - U_{\text{ж}}$ воспользуемся первым началом термодинамики $\Lambda = U_{\text{п}} - U_{\text{ж}} + A$, где Λ - теплота испарения, отнесенная к одному молю ($\Lambda = 539 \cdot 18 = 9710 \text{ кал/моль}$), а A - работа против постоянного внешнего давления ($A = PV_{\text{п}} = RT = 1,98 \cdot 373 = 739 \text{ кал/моль}$). Таким образом,

$$Q_2 = U_{\text{п}} - U_{\text{ж}} = \Lambda - A = 8970 \text{ кал / моль,}$$

$$Q = Q_1 + Q_2 = 1800 + 8970 = 10770 \text{ кал / моль.}$$

O1-11.2

Какую работу совершает за один цикл $1-2-3-4-5-6-1$ машина Карно, рабочим телом которой является один моль воды, испытывающий во время работы машины фазовые превращения в пар и обратно (рис. 438), Изотермам $1-2-3$ и $4-5-6$ соответствуют температуры $T_1 = 500 \text{ K}$ и $T_2 = 373 \text{ K}$, Нижняя изотерма $5-6$ целиком лежит в двухфазной области вещества, так что в 6 имеется только жидкость, а в 5 - только пар, Кривые $1-6$ и $4-5$ - адиабаты, Удельная теплота парообразования воды $\lambda = 2,26 \text{ кДж/г}$ (при $T = 373 \text{ K}$).

11.

$$2. A = \mu \lambda (T_1 - T_2) / T_2 = 13,85 \text{ кДж/моль, где } \mu - \text{молярная масса воды.}$$

3

11.

$$3. t_0 = t_1 + \frac{Pl\lambda}{\kappa} \sqrt{\frac{\mu}{2\pi RT_1}} = -5,5^\circ \text{ C, где } \mu - \text{молярная масса воды.}$$

O1-11.4

, Рассмотрев цикл Карно для системы, состоящей из жидкости и ее насыщенного пара, и применив к нему теорему Карно, выразить производную давления насыщенного пара по температуре dP/dT через удельные объемы пара и жидкости v_π, v и удельную теплоту парообразования λ .

11.

4. Р е ш е н и е. Пусть точка A на диаграмме P, v (рис. 485) изображает состояние одного грамма жидкости при температуре T и давлении P , равном давлению ее насыщенного пара при этой температуре. Будем сообщать системе тепло таким образом, чтобы давление и температура оставались постоянными. Тогда жидкость будет испаряться и притом так, что в любой момент времени над ней будет находиться насыщенный пар. Пусть B изображает состояние, в котором вся жидкость перешла в пар. Тогда теплота, полученная системой на изотерме AB , будет равна теплоте испарения λ . Адиабатически понизим температуру пара

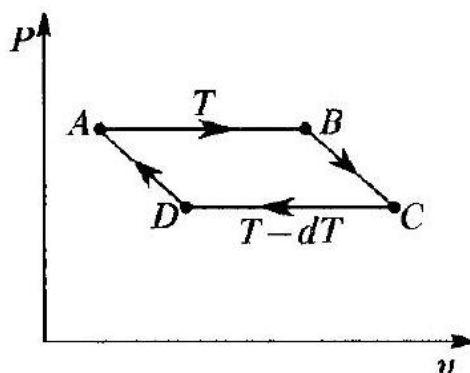


Рис. 485 на бесконечно малую величину dT (точка C), а затем по изотерме CD и адиабате DA вернем систему в начальное состояние. Работа, совершенная системой, равна площади параллелограмма $ABCD$. Выразив ее через v_π, v_κ и dT и применив теорему Карно, нетрудно получить:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{\lambda}{T(v_\pi - v_\kappa)}$$

(формула Клапейрона-Клаузиуса).

O1-11.5

, Ромбическая сера превращается в моноклинную при $t = 96,5^\circ \text{C}$. При атмосферном давлении удельная теплота превращения $q = 2,2 \text{ кал г}$. Скачок удельного объема серы при фазовом превращении $\Delta v = 0,014 \text{ см}^3/\text{г}$. Найти смещение ΔT точки фазового перехода серы при изменении давления на $\Delta P = 1 \text{ атм}$.

11.

$$5. \Delta T = \frac{T}{q} \Delta v \Delta P \approx 0,056 \text{ K.}$$

O1-11.6

, Уксусная кислота при атмосферном давлении плавится при температуре $t = 16,6^{\circ}\text{C}$, Разность удельных объемов жидкой и твердой фаз уксусной кислоты $\Delta v = 0,16 \text{ см}^3/\text{г}$, Точка плавления уксусной кислоты смещается на $\Delta T = 1 \text{ К}$ при изменении давления на $\Delta P = 41 \text{ атм}$, Найти удельную теплоту плавления q уксусной кислоты.

11.

$$6. q \approx T \frac{\Delta P}{\Delta T} \Delta v \approx 45 \text{ кал/г (опыт дает } 46,4 \text{ кал/г)}.$$

O1-11.7

, Найти давление насыщенного водяного пара при температуре 101°C . Считать пар идеальным газом.

11.

7. $P \approx \left(1 + \frac{\lambda \Delta T}{\nu R T^2}\right) P_0 = 1,035 \text{ атм}$, где λ - удельная теплота парообразования, $\nu = 1/18$ - число молей в 1 г воды, P_0 - атмосферное давление.

O1-11.8

, Найти повышение температуры кипения воды при увеличении давления ее насыщенного пара на одну избыточную атмосферу вблизи точки кипения воды при давлении воздуха 1 атм, Удельная теплота испарения воды в этих условиях $\lambda = 539 \text{ кал/г}$.

O1-11.9

, Часть закрытого сосуда занимает вода при температуре $T = 300 \text{ К}$, Найти относительное изменение плотности насыщенного пара при увеличении температуры на 10 К, Теплота испарения при этой температуре $\lambda = 580 \text{ кал/г}$, Пар считать идеальным газом.

11.

$$9. \frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta T}{T} \left(\frac{\lambda \mu}{R T} - 1 \right) = 0,55.$$

O1-11.10

, Найти температуру приготовления пищи в скороварке, если диаметр отверстия предохранительного клапана скороварки $d = 5 \text{ мм}$, а масса грузика, закрывающего клапан, $m = 60 \text{ г}$, Теплоту парообразования для воды принять равной $\lambda = 2260 \text{ кДж/кг}$, Пар считать идеальным газом.

11.

$$10. t = 109^{\circ}\text{C}.$$

O1-11.11

, Насыщенный водяной пар, находящийся в цилиндре под поршнем при 100°C , нагревают на 1°C и перемещают поршень так, что пар остается насыщенным, а конденсации не происходит, Найти относительное изменение объема пара, считая его идеальным газом, Теплота парообразования воды при 100°C $\lambda = 539$.

11.

$$11. \frac{\Delta V}{V} \approx -3,2\%.$$

O1-11.12

, Найти удельный объем водяного пара $v_{\text{п}}$ при 100°C и нормальном давлении, если известно, что при давлении 735,5 мм рт. ст., температура кипения воды равна $99,1^\circ\text{C}$, Удельная теплота парообразования при 100°C $\lambda = 539$ кал/г.

11.

$$12. v_{\pi} = v + \frac{\lambda}{T} \frac{dT}{dP} \approx 1700 \text{ см}^3/\text{г}.$$

O1-11.13

, Гейзеры могут рассматриваться как большие подземные резервуары, наполненные грунтовой водой и прогреваемые подземным теплом (рис. 439), Выход из них на поверхность земли осуществляется через узкий канал, который в «спокойный» период заполнен водой, Считая, что «активный» период наступает, когда закипает вода в подземном резервуаре, и что во время извержения гейзера канал заполнен только паром, который и выбрасывается наружу, оценить, какую часть воды теряет резервуар гейзера во время одного извержения, Глубина канала $h = 90$ м, Удельная теплота парообразования воды $\lambda = 2260$ Дж/г.

14

11.

$$14. \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta T}{T} \left(1 - \frac{\lambda \mu}{RT} \right) \approx -3,2\%.$$

O1-11.15

, На дне сосуда, заполненного воздухом, разлито немного воды, Сосуд закрыт поршнем, который медленно выдвигают, поддерживая при этом температуру постоянной, Когда объем увеличивается в два раза, вода исчезает, Определить давление пара, а также полную массу воды (в жидкой и парообразной фазах) и массу воздуха в камере, если известно, что вначале давление было $P_1 = 3$ атм, а затем стало $P_2 = 2$ атм, а начальный объем $V_0 = 22,4$ л, Молярные массы воды и воздуха считать известными.

11.

$$15. P_{\text{п}} = 1 \text{ атм}; m_{\text{воз}} = 42,3 \text{ г}; m_{\text{п}} = 26,3 \text{ г}.$$

O1-11.16

, В закрытом сосуде с объемом $V_0 = 5$ л находится 1 кг воды при температуре $t = 100^\circ\text{C}$, Пространство над водой занято насыщенным водяным паром (воздух выкачан), Найти увеличение массы насыщенного пара Δm при повышении температуры системы на

У к а з а н и е, Пар считать идеальным газом, Удельным объемом воды пренебречь по сравнению с удельным объемом пара.

11.

$$16. \Delta m \approx \frac{\mu V P}{RT^2} \left(\frac{\lambda \mu}{RT} - 1 \right) \Delta T = 0,075 \text{ г, где } V \approx 4 - \text{объем пара, } P - \text{его давление.}$$

O1-11.17

, Вода в сосуде нагревается до температуры кипения и затем быстро на лифте поднимается на 30-й этаж ($h = 100$ м), так что изменением температуры воды за время подъема можно пренебречь, Оценить относительное изменение массы воды к моменту, когда после подъема прекратится процесс кипения, Теплота парообразования $\lambda = 2260$ Дж/г, удельная теплоемкость воды $c = 4,2$ Дж/(г · К), Пар считать идеальным газом.

11.

$$17. \frac{\Delta m}{m} = \frac{cghT_0}{\lambda^2} \approx 2,5 \cdot 10^{-4}.$$

Some SOLUTIONS

11.

$$8. T - T_0 \approx \frac{T_0}{1 - \frac{RT_0}{\lambda\mu} \ln 2} - T_0 \approx 26 \text{ K}.$$

11.

13. $\frac{\Delta m}{m} \approx \frac{c(T_{10}-T_1)}{\lambda} \approx 14\%$, где c -удельная теплоемкость воды, T_1 и T_{10} - температуры кипения при 1 и 10 атм соответственно.

11.

$$19. \lambda_{323} = \lambda_{373} + \left(r_B - \frac{C_V + R}{\mu}\right)(T_2 - T_1) \approx 2370 \text{ Дж/г}.$$

11.

$$20. \rho = \frac{\mu P_0}{RT} \exp \left[\frac{\lambda\mu}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) \right] \approx 7,9/\text{см}^3, \text{ где } T_0 - \text{температура кипения воды при } P_0, \text{ т. е. } \rho V = 7,9 \text{ г}.$$

11.

$$21. \frac{\Delta h}{h} = -\frac{\Delta T}{T} \left(\frac{\lambda\mu}{RT} - 1 \right) \approx 2 \cdot 10^{-2}.$$

11.

22. $T = \left[\frac{1}{T_0} - \frac{R}{\mu\lambda} \ln \left(1 + \frac{2\sigma}{P_0 r} \right) \right]^{-1} = 404 \text{ K}$, где T_0 - температура кипения при нормальном атмосферном давлении P_0 .

11.

$$23. \frac{h}{\Delta T} \approx 10 \frac{T_k P}{T^2} \approx 76 \text{ см эфирного ст./K}, \text{ где } P \sim 1 \text{ атм} \approx 1460 \text{ см эфирного ст}.$$

11.

24. $P = AT^{-\mu a/R} \exp \left(-\frac{\lambda_0 \mu}{RT} \right)$, μ - молярная масса. Значение постоянной A можно найти, зная температуру кипения жидкости при каком-либо давлении.

11.

25. $T = \frac{\lambda\mu_1 T_0 T_a}{\lambda\mu_1 T_a + \mu g H T_0}$, где μ - молярная масса воздуха, μ_1 - молярная масса воды, T_0 - температура кипения воды у поверхности Земли.

11.

26. $\Delta T = T_{100} \frac{B}{1+B} \approx 24 \text{ K}$, где принято $B = \frac{\mu_{\text{воз}}}{\mu_{\text{вод}}} \frac{gh}{\lambda} \frac{T_{100}}{T_0} \approx 6,8 \cdot 10^{-2}$, где $T_{100} \approx 373 \text{ K}$ - температура кипения воды на поверхности Земли, $T_0 \approx 273 \text{ K}$ - температура воздуха, $\lambda = 2260 \text{ Дж/г}$ - удельная теплота парообразования.

11.

$$27. \Delta T = \frac{Tgh}{\lambda} \approx 0,025 \text{ K}.$$

O1-11.18

, Вычислить удельную теплоту парообразования λ_1 для воды при температуре $T_1 = 323 \text{ K}$, зная эту величину при температуре $T_2 = 373 \text{ K}$ ($\lambda_2 = 539 \text{ Ккал/г}$), Теплоемкость воды считать постоянной, т. е. не зависящей от P и T , Пар считать идеальным газом, теплоемкость которого можно вычислить по классической теории, Удельным объемом воды по сравнению с удельным объемом пара пренебречь.

11.

$$18. \lambda_1 = \lambda_2 + (c_p^{\text{ж}} - c_p^{\text{г}}) (T_2 - T_1) \approx 567 \text{ кал / г}.$$

O1-11.19

, С помощью цикла, составленного из ветвей кривых, проходящих по границе фаз вода-пар" и двух двухфазных изотерм при $T_1 = 323 \text{ K}$ и $T_2 = 373 \text{ K}$, определить удельную теплоту парообразования воды при 323 K ($\lambda_{(323)}$), Сжимаемостью жидкости пренебречь, пар считать идеальным газом, Известны $\lambda_{(373)} = 2260 \text{ Дж/г}$, удельная теплоемкость воды $c_B = 4,18 \text{ Дж/(г K)}$, молярная теплоемкость водяного пара $C_V = 3,3R$.

O1-11.20

, При определении влажности по точке росы было установлено, что конденсация водяного пара наблюдается при охлаждении поверхности гигрометра до температуры 10°C , Найти значение абсолютной влажности, т. е. количество водяного пара (в граммах), находящегося в 1 м^3 воздуха, считая, что удельная теплота парообразования воды не зависит от температуры и равна $\lambda = 2480 \text{ Дж/г}$, Пар считать идеальным газом.

O1-11.23

, В запаянной U-образной трубке содержится эфир и его пары (рис, 440), Оценить чувствительность этого дифференциального конденсационного термометра $h/\Delta T$ при $T_1 \sim T_2 \sim 300 \text{ K}$, когда давление насыщенного пара $P \sim 1 \text{ атм}$, а плотность жидкости $0,7 \text{ г/см}^3$, Молярная теплота испарения эфира $\lambda = 3,88 \cdot 10^4 \text{ Дж/моль}$, Температура кипения эфира при давлении 1 атм $T_K = 467 \text{ K}$.

O1-11.24

, Вывести формулу, выражающую зависимость давления насыщенного пара от температуры при следующих предположениях: 1) пар подчиняется уравнению состояния Клапейрона; 2) удельная теплота испарения λ является линейной функцией температуры, т. е. $\lambda = \lambda_0 - aT$; 3) удельный объем жидкости пренебрежимо мал по сравнению с удельным объемом насыщенного пара.

O1-11.25

, Определить температуру кипения воды T на высоте H от поверхности Земли, Атмосферу предполагать изотермической с температурой T_a , Давление воздуха на поверхности Земли равно P_0 , Удельная теплота парообразования λ не зависит от температуры.

O1-11.26

, Найти изменение температуры кипения воды на одной из вершин Памира ($H = 7150 \text{ м}$), Температуру воздуха считать постоянной и равной 0°C .

O1-11.27

, Из большого теплоизолированного объема выкачан воздух, В нем установлены два открытых сосуда с эфиром, один на три метра выше другого, Определить разность температур эфира в сосудах после установления равновесия, если в начальный момент температура в обоих сосудах $t = 27^\circ\text{C}$, Удельная теплота испарения эфира $\lambda = 355 \text{ Дж/г}$ Удельным объемом жидкого эфира по сравнению с удельным объемом паров пренебречь.

O1-11.28

, Терморегулятор автомобильного двигателя представляет собой цилиндрический сосуд с гофрированными стенками (сильфон), наполненный спиртом и его парами, При низкой температуре воды давление в сильфоне малое, он сжат и закрывает клапан, ослабляя таким образом циркуляцию воды в системе охлаждения двигателя (рис, 441), При достаточно высокой температуре воды сильфон растягивается и открывает клапан, вода начинает циркулировать сильнее, охлаждается и т, д, Какова должна быть сила давления пружины клапана, чтобы клапан открывался при температуре $t = 90^\circ\text{C}$? Диаметр сильфона $d = 20 \text{ мм}$, точка кипения спирта при $P_0 = 1 \text{ атм}$ $t_0 = 78^\circ\text{C}$ (формула спирта $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$), Удельная теплота испарения спирта $\lambda = 850 \text{ Дж/г}$.

11.

$$28. F = \frac{\pi d^2}{4} P_0 \left\{ \exp \left[\frac{\lambda \mu}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right] - 1 \right\} = 17,8 \text{ Н.}$$

O1-11.29

, Насыщенный водяной пар при температуре $t = 100^\circ\text{C}$ адиабатически расширяется, при этом его температура падает на $\Delta T = 1 \text{ К}$. Считая, что равновесие между жидкой и газообразной фазами успевает установиться, определить, какая часть водяного пара при этом конденсируется, Пар считать идеальным газом.

11.

29. $\frac{\Delta m}{m} = \left(\frac{c_P T}{\lambda} - 1 \right) \frac{\Delta T}{T} \approx 0,17\%$, где c_P - удельная теплоемкость пара при постоянном давлении, λ - удельная теплота парообразования.

O1-11.30

, Насыщенный водяной пар при температуре $T = 300 \text{ К}$ подвергается адиабатическому сжатию и адиабатическому расширению, В каком из этих процессов пар превращается в ненасыщенный и в каком в пересыщенный?

11.

30. При адиабатическом сжатии водяной пар становится ненасыщенным, при адиабатическом расширении - пересыщенным. (Получение пересыщенного водяного пара путем адиабатического расширения используется в камере Вильсона.)

O1-11.31

, Теплоизолированный сосуд разделен неподвижной теплопроводящей перегородкой на две равные части (рис, 442), В части I находятся 1,2 моля азота и 1 моль паров воды с относительной влажностью $\varphi = 0,9$; в части II - 4 моля неона, Температура газов $T_0 = 373 \text{ К}$, Отделяющий неон от внешней среды поршень AB начинают медленно выдвигать, При каком относительном увеличении объема части II начинается конденсация паров воды на стенках сосуда? Молярная теплота парообразования воды $\lambda = 41 \text{ кДж/моль}$, теплоемкостью стенок пренебречь.

11.

$$31. \frac{\Delta V_2}{V_2} = -3 \frac{\Delta T}{T_0}, \text{ где } \frac{\Delta T}{T_0} = -\frac{1-\varphi}{\lambda - \varphi R T_0} R T_0 = -0,0083, \text{ тогда } \frac{\Delta V_2}{V_2} \approx 2,5\%.$$

O1-11.32

, Пары воды вытекают в атмосферу через капилляр диаметром $d = 2 \cdot 10^{-3}$ и длиной $l = 0,1$ м из закрытого сосуда, в который налита вода, Сосуд поддерживается при температуре $T = 374$ К, Оценить количество тепла $\dot{Q}$, подводимое к сосуду за 1 с, Теплота парообразования $\lambda = 2260$ Дж/г, Пар считать идеальным газом, Предполагается, что в каждый момент времени успевает установиться равновесие между водой и паром, Вязкость паров воды принять равной $\eta = 1,3 \cdot 10^{-5}$ П · с.

11.

$$32. \dot{Q} = \frac{\lambda^2 \pi d^4 \mu^2 P_n^2 \Delta T}{128 \eta l R^2 T^3} \approx 1,4 \text{ кДж/с, где } P = 10^5 \text{ Па.}$$

O1-11.33

При 0°C давление насыщенного водяного пара над льдом $P_1 = 4,58$ мм рт. ст, Удельная теплота плавления льда при 0°C $q = 80$ кал/г, Удельная теплота испарения воды при 0°C $\lambda = 596$ г, Найти давление насыщенного водяного пара над льдом при температуре $t = -1^\circ\text{C}$.

11.

$$33. P_{-1^\circ\text{C}} = 4,20 \text{ мм рт. ст.}$$

Решение. Удельная теплота возгонки $q_B = q + \lambda = 676$ кал/г. Подставляя ее в уравнение Клапейрона-Клаузиуса

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q_B}{T(v_n - v_T)} \approx \frac{q_B}{T v_n}$$

и определив удельный объем водяного пара из уравнения $P v_n = \frac{1}{\mu} RT$, легко найти, что при разности температур $\Delta T = -1$ К разность давлений составит $\Delta P = -0,38$ мм рт. ст. Отсюда получаем ответ - давление насыщенного пара над льдом при $t = -1^\circ\text{C}$.

O1-11.34

, Кусок льда помещен в адиабатическую оболочку при температуре 0°C и атмосферном давлении, Как изменится температура льда, если его адиабатически сжать до давления $P = 100$ атм? Какая доля льда $\Delta m/m$ при этом расплавится? Удельные объемы воды $v_B = 1 \text{ см}^3/\text{г}$, льда $v = 1,09 \text{ см}^3/\text{г}$, Теплоемкости воды и льда связаны соотношением $c \approx 0,6$ с.в.

11.

$$34. \Delta T \approx \frac{PT}{q} (v_B - v_\pi) = -0,72 \text{ К, } \Delta m/m = c_\pi \Delta T/q = 0,0054, \text{ где } q = 80 \text{ кал/г - удельная теплота плавления льда.}$$

O1-11.35

, В Антарктиде под почти четырехкилометровой толщей льда (3,7 км) обнаружены озера пресной воды, Определить температуру воды в этих озерах, если удельная теплота плавления льда $q = 335$ кДж/кг, а отношение плотности льда и плотности воды составляет 0,917.

11.

$$35. \Delta T = \frac{T g h}{q} \left(\frac{\rho_\pi}{\rho_B} - 1 \right) \approx -2,5 \text{ К, т. е. } t_{\text{озера}} = -2,5^\circ\text{C}.$$

36,37,38,39,40,41

11.

$$36. \Delta H = 1,25 \text{ м.}$$

11.

37. $\Delta P = \frac{RT}{\mu v_n} \frac{\Delta P_n}{P_n} = 10,5 \text{ атм.}$

Решение. Изотермическое увеличение внешнего давления на ΔP увеличивает удельный термодинамический потенциал льда на $\Delta\varphi = v\Delta P$, причем сжимаемостью льда можно пренебречь. Чтобы равновесие не нарушилось, на столько же должен возрасти удельный термодинамический потенциал пара. Но для пара

$$\Delta\varphi_n = v_n \Delta P_n = \frac{RT}{\mu} \frac{\Delta P_n}{P_n}$$

Приравнявая оба выражения, получим ответ.

11.

38. $t = 0,0074^\circ\text{C}.$

11.

39. $t > -13^\circ\text{C}.$

11.

40. $P = 128\text{Н}.$

11.

41. $\frac{\Delta T}{\Delta P} = \frac{T(v_{ж} - v_n)}{q} = -0,0075 \text{ К/ атм.}$

Дьюар опытным путем нашел $-0,0072 \text{ К/ атм.}$ Температуру тройной точки можно приближенно определить, приняв давление равновесного пара в тройной точке равным нулю. Таким путем получаем, что тройная точка воды лежит выше точки плавления на $0,0075 \text{ К}.$

O1-11.42

Определить изменение энтропии системы, состоящей из воды и насыщенного пара, при переходе ее в насыщенный пар, Начальная температура системы T_1 , конечная T_2 , Начальная масса пара m_1 , конечная m_2 , Зависимостью удельной теплоты парообразования λ от температуры пренебречь, Пар рассматривать как идеальный газ.

O1-11.43

, Три фазы 1, 2, 3 находятся в равновесии друг с другом в тройной точке (рис, 443), Их удельные объемы в этой точке равны соответственно v_1, v_2, v_3 , Пусть $P_{12} = P_{12}(T), P_{23} = P_{23}(T), P_{31} = P_{31}(T)$ - уравнения кривых равновесия между фазами 1 и 2, 2 и 3, 3 и 1, Показать, что в тройной точке имеет место соотношение

$$(v_1 - v_2) \frac{dP_{12}}{dT} + (v_2 - v_3) \frac{dP_{23}}{dT} + (v_3 - v_1) \frac{dP_{31}}{dT} = 0.$$

O1-11.44

, Определить приближенно давление и температуру (по шкале Цельсия) в тройной точке воды, пользуясь следующими данными, Давление насыщенного пара над жидкой водой $P_1 = 4,579 \text{ мм рт, ст,}$ при $t = t_1 = 0^\circ\text{C}, P_2 = 4,926 \text{ мм рт, ст.}$ при $t = t_2 = 1^\circ\text{C}$, Удельный объем льда при 0°C и нормальном атмосферном давлении ($P_0 = 760 \text{ мм рт, ст.}$) $v_1 = 1,091 \text{ см}^3/$ удельный объем воды при тех же условиях $v_2 = 1 \text{ см}^3/$, Удельная теплота плавления льда $q = 80/\text{Г}$

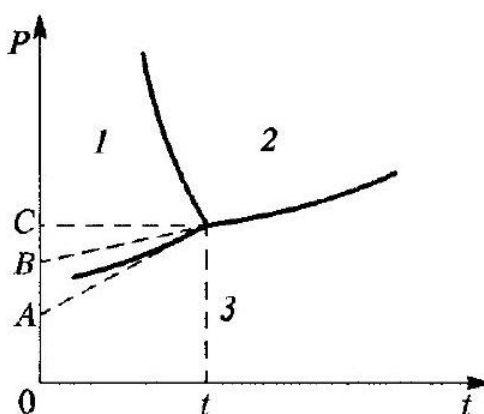
O1-11.45

Температура воды в тройной точке $t = 0,0075^\circ\text{C}$, удельная теплота плавления льда при той же температуре $q_{12} = 80\text{ка/}$, Удельный объем водяного пара в тройной точке $v_3 = 206000\text{ см}^3/$, По сравнению с ним удельными объемами льда v_1 и воды v_2 можно пренебречь, Что больше: давление насыщенного пара над водой P_1 или над льдом P_2 при температуре 0°C ? Чему равна разность $P_1 - P_2$?

11.

45. Решение. Для наклона кривых равновесия в тройной точке (рис. 486) имеем

$$\frac{dP_{23}}{dT} = \frac{q_{23}}{T(v_3 - v_2)} \approx \frac{q_{23}}{Tv_3}, \quad \frac{dP_{13}}{dT} = \frac{q_{13}}{T(v_3 - v_1)} \approx \frac{q_{13}}{Tv_3}.$$



Так как $q_{13} = q_{12} + q_{23}$, то $q_{13} > q_{23}$. Следовательно, кривая возгонки идет круче кривой испарения. В окрестности тройной точки кривые равновесия можно заменить касательными к ним. В этом приближении

$$P_1 - P_2 = AB = AC - BC = t \left(\frac{dP_{13}}{dT} - \frac{dP_{23}}{dT} \right), \text{ откуда}$$

Рис. 486

$$P_1 - P_2 = \frac{q_{12}}{Tv_3} t = 0,00033 \text{ мм рт. ст.}$$

O1-11.46

, В цилиндре под поршнем помещена вода, над которой находится смесь воздуха и насыщенных водяных паров, Начальное давление на поршень равно атмосферному (1 атм), Затем давление на поршень увеличивают в два раза, На сколько процентов изменится давление насыщенного водяного пара в цилиндре, если температура ($T = 300\text{ K}$) сохраняется неизменной?

11.

$$46. \frac{\Delta P_H}{P_H} = \frac{\mu \omega_{\text{ж}}}{RT} \Delta P = 0,08\%.$$

O1-11.47

В закрытом сосуде при температуре $t = 20^\circ\text{C}$ находится влажный воздух с относительной влажностью $\varphi = 80\%$, На сколько градусов надо понизить температуру стенок сосуда, чтобы на них начала выпадать роса? Удельная теплота парообразования воды при 20°C $\lambda = 600\text{ г/}$, Водяной пар рассматривать как идеальный газ.

Solution

(???)

11.47: Решение. Для приближенной оценки в уравнении

$$\frac{dP}{dT} \approx \frac{\lambda}{Tv} \approx \frac{\mu\lambda P}{RT^2}$$

заменим производную dP/dT отношением конечных приращений. Получим

$$\frac{T_2 - T_1}{P_2 - P_1} = \frac{RT_1^2}{\mu\lambda P_1}$$

где P_1 и P_2 - давления насыщенного пара при температурах T_1 и T_2 . Давление пара в воздухе при температуре T_1 и относительной влажности φ будет φP_1 , а потому $P_2 = \frac{T_2}{T_1} \varphi P_1$. Подставляя эти значения в предыдущее соотношение, найдем

$$T_2 - T_1 = \frac{\varphi - 1}{\mu\lambda - \varphi RT_1} RT_1^2 = -3,3 \text{ K.}$$

Для нахождения более точного решения получаем

$$\ln \left(\frac{\varphi T_2}{T_1} \right) = \frac{\mu\lambda}{RT_1 T_2} (T_2 - T_1)$$

Подставляя численные значения и переходя к десятичным логарифмам, преобразуем это уравнение к виду

$$T_2 - T_1 = 0,124 T_2 \lg \left(\frac{\varphi T_2}{T_1} \right)$$

Для решения уравнения (*) применяем метод последовательных приближений. В нулевом приближении полагаем $T_2 = T_1$. Пользуясь этим, находим первое приближение:

$$T_2 - T_1 = 0,124 T_1 \lg \varphi = -3,52 \text{ K}$$

Вычислив отсюда T_2 и подставив в правую часть уравнения (*), найдем второе приближение:

$$T_2 - T_1 = -3,66705 \text{ K}$$

Поступая так дальше, получим третье приближение:

$$T_2 - T_1 = -3,67313 \text{ K}$$

четвертое приближение:

$$T_2 - T_1 = -3,67360 \text{ K}$$

С точностью до трех значащих цифр

$$T_2 - T_1 = -3,67 \text{ K}$$

Таким образом, замена производной dP/dT отношением конечных приращений приводит к ошибке $\sim 10\%$.

48,49

11.

$$48. v = \sqrt{\frac{C_F T_0 \lambda}{\lambda \mu - R T_0 \ln(P/P_0)}}, \text{ где } P_0 = 1 \text{ атм, } T_0 = 373 \text{ K.}$$

11.

49. $\Delta T = \frac{\Delta P R T^2}{P_1 \lambda_1 + P_2 \lambda_2} \approx 3 \text{ K}$, т.е. температура кипения системы $t = 69^\circ \text{C}$. Здесь $P_1 \approx 0,27 P_0$, $P_2 \approx 0,73 P_0$, где P_0 - нормальное атмосферное давление.

Указание. Кипение в такой системе начинается на границе соприкосновения жидкостей, когда сумма парциальных давлений обеих жидкостей равна внешнему давлению.

O1-11.50

, В закрытый сосуд диаметром $d = 10 \text{ см}$ налита вода до уровня $H = 20 \text{ см}$, Пары воды могут истекать в атмосферу через капилляр радиусом $r = 1 \text{ мм}$ и длиной $l = 10 \text{ см}$, вставленный в крышку сосуда, Оценить время, в течение которого испарится вся вода, Температура системы постоянна и равна $t = 101^\circ \text{C}$, Пар считать идеальным газом, Коэффициент внутреннего трения пара $\eta = 128 \text{ мкП}$.

Solutions.11. Фазовые превращения**11.**

42. Решение. Квазистатически и изотермически испарим жидкость при температуре T_1 . Изменение энтропии в этом процессе

$$\Delta_1 S = \frac{\lambda}{T_1} (m_2 - m_1)$$

Затем будем квазистатически менять температуру пара и притом так, чтобы он все время оставался насыщенным. Элементарное количество тепла, которое требуется подводить к пару в этом процессе,

$$\delta Q = m_2 c dT = m_2 \left(c'' + \frac{\lambda}{T^2} \right) dT.$$

Так как $dS = \delta Q/T$, то интегрируя и пренебрегая при этом зависимостью λ от T , найдем для соответствующего изменения энтропии

$$\Delta_2 S = m_2 \left[c_P \ln \frac{T_2}{T_1} + \lambda \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \right].$$

11.

$$44. t = \frac{P_0 - P_1}{\frac{P_2 - P_1}{t_2 - t_1} + \frac{q}{T(v_1 - v_2)}} = 0,0075^\circ \text{C},$$

$$P = \frac{P_2 - P_1}{t_2 - t_1} t + P_1 = 4,582 \text{ мм рт.ст.}$$

11.

50. $t \approx \frac{2\eta l \rho d^2 H R^2 T^3}{\lambda \mu^2 P_0^2 r^4 \Delta T} \approx 40$ мин, где ρ, μ и λ - плотность, молярная масса и удельная теплота испарения воды, P_0 - нормальное атмосферное давление.

1.30 Problems about phase transitions 2**O1-11.51**

, В предварительно откачанный закрытый сосуд диаметром D налита вода до уровня H_1 , В боковой стенке у дна сосуда вделан горизонтальный трубопровод круглого сечения радиусом r , длиной l , через который вода вытекает в атмосферу, Через какое время уровень воды в сосуде понизится до H_2 ? Температура воды в сосуде постоянна и превышает температуру кипения T_0 при нормальном давлении P_0 на $\Delta T \ll T_0$, Удельная теплота парообразования воды равна λ , Течение воды в трубопроводе считать ламинарным, вязкость воды равна η , Плотностью водяного пара по сравнению с плотностью воды ρ пренебречь, Пар считать идеальным газом.

11.

$$51. t = \frac{2l\eta}{\rho g r^4} D^2 \ln \frac{a + \rho g H_2}{a + \rho g H_1}, \text{ где } a = \frac{\lambda \mu P_0 \Delta T}{R T_0^2}.$$

O1-11.52

, В предварительно откачанный закрытый широкий сосуд налита вода до уровня $h = 20$ см, В боковой стенке у дна сосуда сделано отверстие, которое можно закрывать пробкой, До какой температуры T следует нагреть воду в сосуде, чтобы скорость ее истечения через боковое отверстие при этой температуре превышала в два раза скорость истечения при температуре $T_0 = 373$ К?

11.

52. $T = T_0 + \frac{3R\rho g h}{\lambda \mu P_0} T_0^2 = 374,7$ К, где $P_0 = 1$ атм, λ - удельная теплота парообразования, ρ - плотность, а μ - молярная масса воды.

O1-11.53

, В воздухе помещения при температуре 15°C и некоторой относительной влажности содержится 1 паров воды, При какой температуре T (и той же относительной влажности) количество воды в воздухе достигнет $2,7 \text{ кг}$? Считать, что в этих условиях удельная теплота испарения воды постоянна и равна $\lambda = 2420 \text{ Дж/г}$.

11.

53. $t \approx 33^{\circ}\text{C}$.

O1-11.54

, В сосуде находятся один моль воды при температуре T_0 и давлении P_0 и пренебрежимо малое количество водяного пара, Система нагревается до температуры T , так что вся вода превращается в пар, Теплота парообразования при температуре T_0 равна λ_0 , Определить изменение внутренней энергии системы в этом процессе, Считать пар идеальным газом.

11.

54. $\Delta U \approx \lambda_0 + 3RT - 4RT_0$.

O1-11.55

, В теплоизолированном сосуде при температуре $t_0 = 0^{\circ}\text{C}$ находится большой кусок льда, Сверху в лед с силой $F = 400 \text{ Н}$ вдавливается медный стержень сечением $S = 0,1 \text{ см}^2$, Оценить, за какое время стержень погрузится в лед на глубину $H = 1 \text{ см}$, Температура стержня надо льдом тоже равна 0°C , коэффициент теплопроводности меди $\kappa_m = 4 \cdot 10^7 \text{ эрг/(с} \cdot \text{см} \cdot \text{K)}$, удельная теплота плавления льда $q = 80 \text{ кал/г}$, плотность льда $\rho_{\Omega} \approx 0,9 \text{ г/см}^3$, коэффициент теплопроводности льда $\kappa_{\Omega} \ll \kappa$.

11.

55. $t = \int_0^H \frac{q^2 \rho_{\pi} \rho_B S}{\kappa_m T_0 F \Delta \rho} z dz \approx 12 \text{ с}$.

O1-11.56

, Тонкая проволока, охватывающая петлей брусок льда, под действием нагрузки способна пройти сквозь лед, Полагая, что скорость движения проволоки v определяется скоростью подвода тепла через проволоку от области над проволокой, где вода замерзает, к области под проволокой, где плавится лед, оценить величину скорости v , Теплопроводностью льда пренебречь, Температура льда 0°C , теплота плавления $q = 335 \text{ Дж/г}$, плотность льда $\rho = 0,917 \text{ г/см}^3$, Диаметр проволоки $d = 0,1 \text{ мм}$, коэффициент теплопроводности $\kappa = 130 \text{ Вт/(М} \cdot \text{K)}$, давление P , создаваемое под проволокой, принять равным 10 атм .

11.

56. $v = \frac{\Delta \rho}{\rho} \frac{PT\kappa}{(\rho q)^2 d} \approx 0,38 \text{ м/с} \approx 1,37 \text{ м/φ}$.

O1-11.59

, Определить адиабатическую сжимаемость двухфазной системы, состоящей из насыщенного пара и небольшого количества Жидкости, Пар считать идеальным газом.

O1-11.60

, В теплоизолированном цилиндре с поршнем заключено небольшое количество Жидкого гелия, находящегося в равновесии со своим паром, Температура гелия $T = 4,2 \text{ К}$, Поршень медленно выдвигают до тех пор, пока весь гелий не испарится, В результате такого адиабатического процесса относительное приращение объема гелия оказалось равным $\Delta V/V = 0,02$, Определить относительное изменение давления $\Delta P/P$ газообразного гелия, предполагая, что он подчиняется уравнению состояния

идеального газа, Теплота испарения гелия $\lambda = 21,8$ Дж/г, Считать, что в начальный момент масса пара существенно превышает массу жидкости.

Определить удельную теплоемкость s насыщенного пара, расширяющегося (или сжимающегося) таким образом, что во время процесса он все время остается насыщенным, Пренебречь удельным объемом жидкости по сравнению с удельным объемом ее насыщенного пара, Считать, что пар подчиняется уравнению состояния Клапейрона, Произвести численный расчет для воды при температуре $T = 373$ К, считая, что к водяному пару применима классическая теория теплоемкостей, Удельная теплота парообразования для воды при 373 К равна $\lambda = 539$ кал/г.

O1-11.62

Решить предыдущую задачу, зная удельную теплоту испарения λ и ее производную по температуре $d\lambda/dT$, но не предполагая, что пар подчиняется уравнению состояния Клапейрона, Для воды при $t = 100^\circ\text{C}$ $d\lambda/dT = -0,64/(\text{Г} \cdot \text{К})$, $c_P = 1,01 \text{Ка}/(\text{Г} \cdot \text{К})$.

O1-11.63

, Под невесомым теплопроводящим поршнем, разделяющим цилиндрический замкнутый сосуд на две части, помещен один моль воды, Над поршнем находится 1 моль воздуха, Давление и температура в сосуде соответственно равны $P = 760$ Тор и $t = 100^\circ\text{C}$, Определить теплоемкость системы (без учета материала сосуда и поршня), Удельная теплота парообразования $\lambda = 2260$ Дж/г.

O1-11.64

, В условиях предыдущей задачи определить теплоемкость вещества под поршнем, если поршень теплонепроницаемый, а воздух над поршнем поддерживается при постоянной температуре $t = 100^\circ\text{C}$.

O1-11.65

, В замкнутом сосуде находится вода в равновесии с насыщенным паром при температуре $t = 100^\circ\text{C}$, Отношение масс пара и Найти удельную теплоемкость s такой системы, Пар считать идеальным газом, удельная теплота парообразования $\lambda = 2260$ Дж/г.

O1-11.66

, Найти удельную теплоемкость при постоянном объеме редкого тумана (т. е, насыщенного пара с капельками воды, полная масса которых много меньше массы пара) при $t = 100^\circ\text{C}$. Молярная теплота испарения воды $\lambda = 41$ кДж/моль не зависит от температуры.

O1-11.67

, Найти скорость изменения удельной теплоты испарения жидкости от температуры $d\lambda/dT$, считая насыщенный пар идеальным газом, Удельная теплоемкость жидкости равна s , коэффициент объемного расширения жидкости - α , Рассчитать $d\lambda/dT$ для воды вблизи точки кипения при атмосферном давлении.

O1-11.68

, Конденсация пара на ионах, образованных заряженной частицей в газе камеры Вильсона, осуществляется путем адиабатического расширения объема камеры, Камера наполняется газом и содержит насыщенные пары жидкости, Найти отношение m_1/m_2 , где m_1 и m_2 - массы насыщенных паров до и после расширения камеры в Π раз, Для смеси газа и пара $C_P/C_V = \gamma$, начальная температура T много ниже критической, Молярную теплоту испарения Λ считать, постоянной, а пар - идеальным газом, Теплом, выделенным при конденсации, пренебречь.

O1-11.69

, Стенки сосуда объемом $V = 1$ л, в котором помещен водород при давлении 760 Тор и температуре 273 К, резко охлаждаются до температуры тройной точки ($P = 60$ Тор, $T = 14$ К), Оценить время «вымораживания» водорода, т. е, время, в течение которого давление в сосуде существенно уменьшится, Как будет влиять присутствие гелия на этот процесс?

O1-11.70

, Превращение NH_4NO_3 из ромбической в ромбоэдрическую форму происходит при атмосферном давлении при $32,0^\circ\text{C}$, Оно сопровождается поглощением тепла 1600 Дж/моль, плотность при этом уменьшается с 1,72 до 1,66 г/см³, Найти температуру такого превращения при давлении 10 атм.

O1-11.71

, В тонкостенном откачанном сосуде помещен твердый антрацен $C_{10}H_8$, Пары антрацена, образующиеся при его сублимации, вытекают наружу через малое отверстие в стенке сосуда, В течение фиксированного промежутка времени измеряется потеря веса антрацена в сосуде, Оказалось, что при повышении температуры от $T_1 = 283$ К до $T_2 = 303$ К потеря веса антрацена за одно и то же время увеличилась в $a = 9,6$ раза, Вычислить теплоту сублимации антрацена q , предполагая, что в каждый момент времени успевает устанавливаться равновесие между твердым антраценом и его паром, Пар можно рассматривать как идеальный газ, Удельным объём пренебречь.

O1-11.74

, Молярная энтропия жидкого гелия-3 при низких температурах меняется по закону $S = RT/\theta$, константа $\theta \approx 0,46$ К при давлениях, близких к 30 атм, Энтропия одного моля твердого гелия при этих условиях не зависит от температуры и равна $S_{\text{тв}} = 0,7R$, Зная, что при $T_1 = 0,25$ К гелий-3 затвердевает при давлении $P_1 = 29$ атм, найти давление, когда он затвердевает при $T = 0,1$ К, Разность молярных объемов жидкого и твердого гелия-3 при этих температурах $\Delta V = V - V_{\text{т}} = 1,25$ см³

O1-11.75

, Согласно одной из моделей, центральная часть Земли (так называемое ядро) состоит из железа, Внешняя часть ядра расплавлена, а внутренняя радиусом $R \approx 1200$ км, твердая, Ядро остывает со скоростью u , примерно равной 100 К за 10^9 лет, На сколько изменится радиус твердой части ядра за $3 \cdot 10^9$ лет? Считать, что теплота плавления железа при условиях, соответствующих поверхности ядра, $q \approx 125$ Дж/г, температура на ней $T \approx 3700$ К и изменение плотности железа при затвердевании $\Delta \rho = 0,3$ г/см³.

O1-11.76

, Определить теплоту испарения жидкого гелия в пределе $T \rightarrow 0$, считая, что гелий подчиняется уравнению Ван-дер-Ваальса, Известно, что для гелия $T = 5,2$ К.

O1-11.77

, Влажный шарик находится в воздухе с плотностью водяного пара на больших расстояниях от шарика равной $\rho_0 = 8,6 \cdot 10^{-6}$ г/см³, Оценить установившуюся разность температур шарика и воздуха (на больших расстояниях от шарика), Плотность насыщенных паров воды при комнатной температуре (20°C) равна $\rho_{\text{нас}}^0 = 1,7 \cdot 10^{-5}$ г/см³, Коэффициент диффузии паров воды в воздухе равен $D = 3 \cdot 10^{-5}$ м²/с, Коэффициент теплопроводности воздуха равен $\kappa = 2,4 \cdot 10^{-2}$ В/(М · К), Теплота испарения воды равна $\lambda = 2,2 \cdot 10^6$ Дж/кг, Считать, что движения воздуха не происходит.

O1-11.79

, При сжижении газов по простой схеме Линде доля сжиженного газа α определяется его давлением P и температурой T на входе, Максимальное значение α наблюдается, когда при постоянной температуре T энтальпия газа I в зависимости от его энтропии S минимальна, т.е. $(\frac{\partial I}{\partial S})_T = 0$, Рассматривая водород как газ Ван-дер-Ваальса с критическими значениями давления и температуры $P_{\text{кр}} = 13$ атм и $T_{\text{кр}} = 33$ К, оценить при $T = 80$ К величину давления P на входе.

O1-11.80

, Кривая плавления неона описывается формулой $P = A(T - T_0)^c - B$, где $A = 15,7 \cdot 10^5$ Па К^{-c}, $B = 0,59 \cdot 10^8$ Па, $T_0 = 11,7$ К, $c = 1,42$, Определить изменение энтропии ΔS неона при плавлении, если $T_{\text{пл}} = 24,6$ К, Разность молярных объемов при этой температуре $\Delta V = 2,1 \cdot 10^{-6}$ м³/моль.

O1-11.81

, Кривая плавления аргона описывается формулой $P = A(T - T_0)^c - B$, где $A = 5,0 \cdot 10^5$ Па К^{-c}, $B = 1,48 \cdot 10^8$ Па, $T_0 = 30,2$ К, $c = 1,43$, Определить молярную теплоту плавления Λ аргона при $T_{\text{пл}} = 83,8$ К, Разность молярных объемов при этой температуре $\Delta V = 3,6 \cdot 10^{-6}$ м³/моль.

O1-11.82

, Давление насыщенного пара на кривых фазового равновесия (испарения и сублимации) вблизи тройной точки описывается формулой Кирхгофа $\ln P \approx A - B/T$, где A и B - экспериментальные постоянные, Если измерять давление в Па, то на кривой испарения жидкой углекислоты $A_{\text{и}} = 21,6$, а на кривой сублимации твердого CO_2 $A_{\text{с}} = 25,6$, Тройная точка для CO_2 $P = 5,11$ атм, $t = -56,6^\circ\text{C}$, Определить молярную теплоту плавления Λ углекислоты вблизи тройной точки.

O1-11.83

, Давление насыщенного пара бензола C_6H_6 вблизи тройной точки описывается формулой Кирхгофа $\ln P \approx A - B/T$, где A и B - экспериментальные постоянные. Если измерять давление в Па, то на кривой испарения жидкости $A_n = 14,0$, $B_n = 1541$ К, а на кривой возгонки $A_B = 18,2$, $B_B = 2713$ К. Определить температуру и давление в тройной точке бензола, а также удельную теплоту плавления твердого бензола $\lambda_{пл}$.

O1-11.86

, При температуре ниже $0^\circ C$ упругость насыщенных паров над переохлажденной водой и над льдом по разному уменьшается при понижении температуры, и при определенной температуре насыщенный пар по отношению к воде оказывается пересыщенным паром по отношению ко льду. Этот эффект приводит к росту ледяных частиц в облаках и образованию града и снега. Оценить температуру, при которой наблюдается максимальная разность между упругостью насыщенных паров вблизи капелек воды и вблизи частиц льда $\Delta P = P - P_\Omega$ и величину этой разности, считая водяной пар идеальным газом. Давление насыщенного пара над льдом и водой при $0^\circ C$ одинаково и равно $P_0 = 610$ Па. Считать при низких температурах постоянными удельную теплоту парообразования $\lambda = 2500$ Дж/г и удельную теплоту плавления $q = 335$ Дж/г.

O1-11.87

, При температуре ниже $0^\circ C$ упругость насыщенных паров над переохлажденной водой и над льдом по разному уменьшается при понижении температуры, и при определенной температуре насыщенный пар по отношению к воде оказывается пересыщенным паром по отношению ко льду. Этот эффект приводит к росту ледяных частиц в облаках и образованию града и снега. Оценить, во сколько раз изменится отношение P_Ω/P_v упругости насыщенных паров над льдом к упругости насыщенных паров над переохлажденной водой при понижении температуры от $-5^\circ C$ до $-20^\circ C$, считая водяной пар идеальным газом. Давление насыщенного пара над льдом и водой при $0^\circ C$ одинаково, удельную теплоту плавления считать при низких температурах постоянной и равной $q = 335$ Дж/г.

O1-11.88

, Определить температуру кипения воды на высоте $h = 5$ км от поверхности Земли. Можно считать, что температура атмосферы T_a до этой высоты уменьшается линейно: $T_a(h) = T_{a0} - \alpha h$, где $T_{a0} = 293$ К - температура воздуха у поверхности Земли ($h = 0$), $\alpha = 6,5$ К/ - величина вертикального температурного градиента. Температура кипения воды у поверхности Земли $T_0 = 373$ К, удельную теплоту парообразования воды $\lambda = 2260$ Дж/г в этом диапазоне температур считать постоянной. Водяной пар и воздух считать идеальными газами. Ускорение свободного падения вплоть до высоты h считать постоянным.

O1-11.90

, В запаянной пробирке объемом $V = 15$ мл, из которой предварительно откачан воздух, находится $m = 10$ мг воды при температуре $0^\circ C$ в жидком состоянии. До какой температуры нужно нагреть Пробирку, чтобы вся вода испарилась? Молярная теплота парообразования воды при $100^\circ C$ равна $\Lambda = 40,7$ кДж/моль. Пар считать идеальным газом.

Solutions.11. Фазовые превращения

11.

$$57. \lambda = \frac{RT^2}{\mu P} \left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{возг}} - q_{\text{пл}} \approx 103 \text{ кал / г.}$$

11.

$$58. \alpha = \beta_T = \infty; \quad C_P = \pm \infty.$$

11.

$$59. \beta_S = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_S = \frac{1}{P} \left(1 - \frac{2RT}{\lambda \mu} + \frac{C_P RT^2}{\lambda^2 \mu^2} \right), \text{ где } \lambda - \text{удельная теплота испарения, а } C_P - \text{молярная теплоемкость пара при постоянном давлении.}$$

11.

$$60. \frac{\Delta P}{P} = -\frac{\Delta V/V}{1 - \frac{2RT}{\lambda\mu} + \frac{C_P RT^2}{\lambda^2 \mu^2}} = -0,033.$$

11.

$$61^* c = -1 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К}).$$

Решение. Первое начало термодинамики для единицы массы пара можно записать в виде $\delta Q = di^\Pi - v^\Pi dP$, где i^Π - удельная энтальпия, а v^Π - удельный объем пара. Мы применяем это уравнение к процессу, в котором P не остается постоянным. Однако, если пар считать идеальным газом, то его энтальпия будет зависеть только от температуры. Тогда для любого квазистатического процесса $\frac{di^\Pi}{dT} = c_P^\Pi$. Поэтому для искомой удельной теплоемкости насыщенного пара получаем $c = c_P^\Pi - v^\Pi \frac{dP}{dT}$. Поскольку нагревание производится так, что пар все время остается насыщенным, производная $\frac{dP}{dT}$ определяется уравнением Клапейрона-Клаузиуса, которое дает

$$c = c_P^\Pi - \frac{\lambda}{T}$$

Согласно классической теории молярная теплоемкость водяного пара при постоянном давлении равна $C_P^\Pi = 8 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, а удельная теплоемкость $c_P^\Pi = 8/18 = 0,444 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К})$. Используя это значение, а также значение для λ , получаем ответ.

11.

$$62. c = -1,07 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К}).$$

Решение. Рассуждая, как при решении предыдущей задачи, находим

$$c = \frac{di^\Pi}{dT} - \frac{\lambda}{T}$$

Для вычисления производной $\frac{di}{dT}$ пользуемся формулой

$$\lambda = u^\Pi - u + P(v^\Pi - v) = i^\Pi - i$$

Поскольку это соотношение написано для процесса, в котором пар все время остается насыщенным, величины, входящие в него, могут зависеть только от температуры. Дифференцируя его по температуре, находим

$$\frac{di^\Pi}{dT} = \frac{d\lambda}{dT} + \frac{di^*}{dT}$$

Для жидкости $di^* = c_P dT + v^* dP$, причем последним слагаемым можно пренебречь. В этом приближении $\frac{di^*}{dT} = c_P^W$, а потому

$$\frac{di^\Pi}{dT} = c_P^K + \frac{d\lambda}{dT}$$

Подставляя эту величину в выражение для c , получим

$$c = c_P^K - \frac{\lambda}{T} + \frac{d\lambda}{dT}$$

Для воды при $T = 373 \text{ К}$ эта формула дает $c = -1,07 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{К})$, что отличается от ранее полученного значения на 7%.

11.

63. $C = \mu c_0 + C_V + R \left(\frac{\lambda \mu}{RT} - 1 \right)^2 \approx 1,3 \text{ кДж}/\text{К}$, где μ и c_0 - молярная масса и удельная теплоемкость воды, C_V - молярная теплоемкость воздуха при постоянном объеме.

11.

$$64. C = \mu c_0 + \frac{1}{R} \left(\frac{\lambda \mu}{T} \right)^2 \approx 1,5 \text{ кДж/К}.$$

11.

$$65. c = \frac{1}{1+\beta} \left\{ c_0 + \beta \frac{R}{\mu} \left[3 + \left(\frac{\lambda \mu}{RT} - 1 \right)^2 \right] \right\} \approx 10 \text{ Дж/гК}.$$

11.

66. $c_V = \frac{3R}{\mu} + \frac{R}{\mu} \left(\frac{\lambda}{RT} - 1 \right)^2 \approx 70 \text{ Дж/(гК)}$. Заметим, что данный ответ может быть получен и простым предельным переходом из ответа предыдущей задачи при $\beta \rightarrow \infty$.

11.

67. $\frac{d\lambda}{dT} = c_P^* - c - \frac{v^*}{v^n - v^*} \frac{\lambda}{T} (1 - \alpha T)$, где c_P^* - удельная теплоемкость пара при постоянном давлении; v^* и v^n - удельные объемы жидкости и пара; $\left(\frac{d\lambda}{dT} \right)_{\text{воды}} = -2,3 \text{ Дж/(гК)}$.

11.

$$68. \frac{m_1}{m_2} = \eta^{\gamma-2} \exp \left[\frac{\lambda}{RT} (\eta^{\gamma-1} - 1) \right].$$

11.

69. $t \sim 1$ мин; присутствие гелия увеличивает время «вымораживания» водорода.

11.

$$70. t = 32,3^\circ \text{C}.$$

11.

$$71. q = \frac{RT_1 T_2}{\mu(T_2 - T_1)} \ln \left(a \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \right) = 638 \text{ Дж/г}.$$

11.

$$72. \Delta P = \frac{R}{\Delta V} [2,3 (T_2^2 - T_1^2) - \ln 2 (T_2 - T_1)] \approx 2,9 \text{ атм, где } T_2 = 0,01 \text{ К}.$$

11.

73. $P = P_1 + \frac{R}{2\theta} \frac{(T^2 - T_1^2) - 2 \ln 2 \cdot \theta (T - T_1)}{V_{\text{ж}} - V_{\text{тв}}}$ (парабола); $T_{\min} = \theta \ln 2 = 0,319 \text{ К}$, при этой температуре $q_{\text{пл}} = 0$; $P_2 = 29 \text{ атм}$; $q = RT \left(\frac{T}{\theta} - \ln 2 \right)$; $q_1 = -0,43 \text{ Дж/моль}$; $q_2 = 0,77 \text{ Дж/моль}$.

11.

$$74. P = P_1 + \frac{R(T-T_1)}{\theta \Delta V} \left(\frac{T+T_1}{2} - 0,7\theta \right) = 32,2 \text{ атм.}$$

11.

$$75. \Delta R = \frac{3qu}{4\pi\gamma RT\Delta\rho} \approx 35 \text{ км, где } \gamma - \text{ гравитационная постоянная.}$$

11.

$$76. \lambda(0) = \frac{a}{b} = \frac{27}{8} RT_{\text{кр}} = 150 \text{ Дж/моль.}$$

11.

$$77. \Delta T = \frac{\lambda D}{\varkappa} \frac{\rho_{\text{нас}}^0 - \rho_0}{1 + \frac{\lambda D}{\varkappa} \rho_{\text{нас}}^0 \frac{\lambda \mu}{RT^2}} = 6,4 \text{ К.}$$

11.

$$78. \Delta T \approx 4 \text{ К.}$$

11.

$$79. P = \pi P_{\text{кр}} = 112,2 \text{ атм, где } \pi = 24\sqrt{3\tau} - 12\tau - 27, \tau = T/T_{\text{кр}} \text{ (см. Су вухин Д. В. Общий курс физики. Т. 2, 104, формула (104.10)).}$$

11.

$$80. \Delta S = \Delta V \cdot Ac(T_{\text{пл}} - T_0)^{c-1} = 13,7 \text{ Дж / (моль } \cdot \text{)}. \quad \cdot \text{)}.$$

11.

$$81. \Lambda = T_{\text{пл}} \Delta V Ac(T_{\text{пл}} - T_0)^{c-1} = 1,2 \text{ кДж/моль.}$$

11.

$$82. \Lambda_{\text{пл}} = \Lambda_{\text{суб}} - \Lambda_{\text{нсп}} = 7,2 \text{ кДж/моль, где } \Lambda_{\text{нсп}} = RB_{\text{н}} = 15,2 \text{ кДж/моль; } \Lambda_{\text{суб}} = RB_{\text{с}} = 22,4 \text{ кДж / моль; } B_{\text{н}} = (A_{\text{н}} - 13,16)T = 1828 \text{ К; } B_{\text{с}} = (A_{\text{с}} - 13,16)T = 2694 \text{ К}$$

11.

$$83. \lambda_{\text{пл}} = \lambda_{\text{возг}} - \lambda_{\text{нсп}} = 124,7 \text{ кДж / ; } T = \frac{B_{\text{в}} - B_{\text{н}}}{A_{\text{в}} - A_{\text{н}}} = 279 \text{ К; } P = 4800 \text{ Па.}$$

11.

$$84. \ln \frac{P}{P_0} = \frac{\Lambda_0 + |C_P - C| T_0}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) - \frac{|C_P - C_{ж}|}{R} \ln \frac{T}{T_0} = 1,57, \text{ откуда искомое давление } P \geq 4,8 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$

11.

$$85. \Lambda_1 = \frac{R \ln \frac{P_2}{P_1} + |C_P - C| \ln \frac{T}{T_0}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} - |C_P - C| T_1 = 5,7 \text{ кДж/моль, } \Lambda_2 = \Lambda_1 - |C_P - C_{ж}| (T_2 - T_1) = 4,8 \text{ кДж/моль.}$$

11.

$$86. \Delta P_{\max} = P_0 \frac{q}{\lambda} \left(1 + \frac{q}{\lambda} \right)^{-(1+\lambda/q)} = 28,2 \text{ ППа; } T_m = \frac{T_0}{1 + \frac{RT_0}{q\mu} \ln(1 + \frac{q}{\lambda})} \approx 261 \text{ К (т. е. } -12^\circ\text{C)}.$$

11.

$$87. \frac{a(T_2)}{a(T_1)} = e^{-(\mu q/R)(1/T_2 - 1/T_1)} = 0,852, \quad \text{где} \quad a(T) = \frac{P_A(T)}{P_B(T)} = e^{\mu q/(RT_0)} e^{-\mu q/(RT)}.$$

11.

$$88. T = \frac{T_0}{1 + \frac{\mu_a T_0 g}{\mu \lambda \alpha} \ln \left(\frac{T_{a0}}{T_{a0} - \alpha h} \right)} \approx 356 \text{ К,} \quad \text{где} \quad \mu_a = 29 \text{ г/моль, } \mu = 18 \text{ г/моль.}$$

11.

$$89. g = \frac{T_0 - T_1}{T_0 T_1} \frac{\mu \lambda \alpha}{\mu_a \ln \left(\frac{T_{a0}}{T_{a0} - \alpha h} \right)} = 13,45 \text{ м/с}^2, \text{ где } \mu_a - \text{молярная масса}$$

воздуха, μ - воды. Воздуха, μ - воды.

11.

$$90. T \approx 377 \text{ К.}$$

2 Questions and Tasks to Check Understanding

2.1 Вопросы на понимание термодинамики (!?!?!?)

(типичные вопросы типичных тем вуза)

2.2 Problems about estimations of effects

(соберу что-то простое потом.)

2.3 General questions about physics around us

B.2.

Почему мощный взрыв имеет вид гриба?

Ответ

При взрыве выделяется огромное количество теплоты. Нагретый воздух с низкой плотностью по закону Архимеда поднимается вверх. При подъеме давление воздуха снижается, что приводит к его расширению и образованию «гриба».

В.3.

В соответствии со вторым законом термодинамики теплота может передаваться только от горячего тела к холодному до тех пор, пока температуры тел не выровняются. Может ли быть, что в результате теплообмена конечная температура горячего тела станет ниже, чем конечная температура холодного тела?

Ответ

Оказывается, может, если осуществлять теплообмен между двумя телами по схеме противотока. В идеальном случае в теплообменнике, работающем по схеме противотока, температура горячего теплоносителя может оказаться равной начальной температуре холодного теплоносителя.

В.4.

Почему пламя свечи имеет обтекаемую форму? Какая форма пламени в невесомости? Что общего между пламенем и жизнью?

Ответ

Горение свечи подробно изучал в свое время Майкл Фарадей. Результаты своих исследований он докладывал на публичных лекциях, записанных и опубликованных одним из учеников Фарадея под названием «История свечи». Обтекаемая форма свечи объясняется восходящим потоком воздуха, возникающим за счет разности плотностей горячего воздуха над свечой и холодного окружающего воздуха. Благодаря такому потоку воздуха поддерживается само горение, так как со свежим воздухом в область горения поступает кислород. В состоянии невесомости горение свечи быстро прекратится, поскольку в невесомости движение воздуха за счет разности плотностей становится невозможным. Пламя представляет собой скопление огромного числа твердых микрочастиц углерода, которые можно выделить в виде копоти, поместив в верхнюю часть пламени металлический предмет. В пламени парафиновой свечи горит не твердый и не жидкий парафин, а его пары. Твердый парафин под действием теплоты пламени плавится, образовавшийся жидкий парафин под действием капиллярного эффекта поднимается по фитилю в область горения, где испаряется и вступает в реакцию окисления. Ламповое стекло улучшает подвод к пламени свежего воздуха,

богатого кислородом. Чем выше стекло, тем больше разница в весе нагретого воздуха внутри лампы и холодного столба наружного воздуха, и тем энергичнее происходит приток свежего воздуха под действием силы Архимеда. Более ста лет назад немецкий ученый Гельмгольц заметил, что пламя имеет большое сходство с жизнью. Пламя, как и организм, поглощает кислород и выделяет углекислый газ, оно способно расти, размножаться и умирать, перемещаться в пространстве в поисках пищи, оно имеет органы - место, где входит кислород и топливо, и выходят продукты окисления.

В.

5. Вода с какой начальной температурой превратится на морозе в лед быстрее: 100°C или 20°C ?

Ответ

Опыт показывает, что быстрее замерзнет вода с начальной температурой 100°C . Этому есть несколько причин. Во-первых, вода с температурой 100°C намного быстрее испаряется, в результате чего снижается ее количество и происходит дополнительное охлаждение. Во-вторых, при 100°C разность температур воды и окружающей среды выше, в результате чего будет выше интенсивность теплоотвода.

В.

6. Английский ученый Деви, учитель Майкла Фарадея, сделал изобретение, спасшее жизнь тысячам шахтеров. В те времена шахтеры освещали шахту с помощью свечей. При попадании в загазованную область происходил взрыв. Деви предложил поместить свечу под колпак из металлической сетки, размер ячеек которой не превышает 1 мм. При этом возгорание газа происходило только внутри сетки, не распространяясь наружу. Почему?

Ответ

Дело в том, что металлическая сетка обладает отличной теплопроводностью и очень быстро отводит теплоту. Температура газа в ячейках сетки становится ниже температуры возгорания, поэтому пламя за пределы сетки не может распространиться.

В.7

. Можно ли вскипятить снегом воду? Вскипятите в круглодонной колбе воду, затем закройте плотной пробкой. Убрав источник теплоты, дождитесь, чтобы кипение в колбе прекратилось. Затем облейте колбу снаружи холодной водой, или положите на колбу снег, и вода в колбе закипит снова. Почему так происходит?

Ответ

Снег охладил стенки колбы, вследствие чего пар внутри колбы конденсировался, и давление в колбе понизилось. Известно, что при снижении давления температура кипения воды снижается, и она начинает кипеть при температуре ниже 100°C . Если такой же опыт провести с тонкостенной жестяной банкой (например, из под кофе), то вследствие разности внутреннего и атмосферного давлений банка будет раздавлена, как будто по ней ударили молотом.

В.8.

Известно, что при нормальном атмосферном давлении вода закипает при температуре приблизительно 100°C . Опустим в кастрюлю с кипящей водой колбу с водой, не касаясь колбой дна кастрюли. Вода в колбе нагреется до температуры 100°C , но кипеть не будет, сколько бы долго мы не наблюдали. Объяснение это явление.

Ответ

Для испарения воды необходимо затратить теплоту парообразования r . В соответствии со вторым законом термодинамики теплота передается только от горячего тела к холодному. Вода в кастрюле получает теплоту на испарение от более горячего нагревателя, например, электроплиты. А вода в колбе находится в контакте с кипящей водой, имеющей такую же температуру. Таким образом, теплота, необходимая для испарения воды в колбе, не может к ней поступать. Чтобы началось кипение в колбе можно, например, повысить температуру кипения воды в кастрюле за счет растворения в ней поваренной соли.

В.9.

Город Денвер в США расположен у подножия гор, которые играют в его судьбе злую роль. Объясните, почему, когда со стороны гор дует ветер, температура в городе повышается до 50°C , а воздух становится очень сухим? Этот ветер в Денвере получил название «Чинук». Статистика свидетельствует, что во время «Чинука» увеличивается число преступлений, нападений животных на людей ит.д.

Ответ

Давление воздушных масс, опускающихся с гор на город, возрастает вследствие увеличения атмосферного столба. Воздушные массы испытывают адиабатное сжатие. Как известно, это должно привести к росту температуры воздуха.

В.10.

Объясните, почему роса выпадает именно в ясные тихие дни?

Ответ

Первым дал ответ на этот вопрос лондонский врач Уоллес. Он предположил, что в безоблачные дни увеличивается интенсивность теплового излучения Земли в космос. Прилегающие к Земле слои воздуха охлаждаются, что и приводит к конденсации паров воды.

В.1

1. Некоторый объем воды нагревается на электрической плитке постоянной мощности. Какой процесс требует больше времени: нагревание от 10 до 20°C или от 80 до 90°C?

Ответ

Процесс нагревания от 80°C до 90°C займет больше времени, поскольку при более высокой температуре возрастают потери в окружающую среду.

В.1

2. Почему тонкая медная проволока плавится в пламени газовой горелки, в то время как толстый медный гвоздь даже не раскаляется докрасна?

Ответ

Гвоздь не нагревается в том же пламени до температуры плавления, так как его поверхность больше, и, следовательно, будет выше потери теплоты в окружающую среду.

В.13.

Скорость газовых молекул очень большая. Почему же мы не скоро слышим запах одеколона?

Ответ

Молекулы одеколона встречают сопротивление молекул воздуха, в результате чего распространение запахов в воздухе резко замедляется.

В.14.

Объясните, почему человек не чувствует холода на воздухе при 20°C, а в воде при 25°C зябнет?

Ответ

Вода обладает более высокой теплопроводностью, чем воздух.

В.1

5. Когда скорее остынет чайник с кипятком: когда лед лежит сверху или снизу?

Ответ

Чтобы чайник остыл быстрее, необходимо лед положить сверху. В этом случае процесс охлаждения будет ускорен за счет конвекции: холодные верхние слои воды в чайнике, обладающие большей плотностью, будут опускаться вниз, а горячие, легкие вверх.

В.1

6. Почему термосы круглого, а не квадратного сечения?

Ответ

При одном и том же объеме поверхность меньше у сосудов круглого сечения. Вследствие этого потери теплоты в окружающую среду также будут ниже.

В.17

. При надувании воздушного шара T и P воздуха в нем практически не изменяется, а объем шара заметно увеличивается. Как это согласовать с уравнением Состояния идеального газа?

Ответ

Уравнение идеального газа справедливо для постоянного количества газа. При надувании шарика масса газа возрастает, следовательно, этот закон в данном случае не применим.

В.1

8. Почему подушка мягкая?

Ответ

Подушка имеет большую площадь соприкосновения с телом, поэтому давление тела на собственную поверхность невелико и подушка кажется человеку мягкой. Когда человек лежит на твердой гладкой доске, он соприкасается с доской только в нескольких точках, и именно эти точки несут на себе всю тяжесть тела. Вследствие этого давление в точках соприкосновения становится большим и человек испытывает неудобство. Проведен эксперимент: человек лег в мягкую глину, оставив в ней свой отпечаток. Образовавшейся форме дали засохнуть. Когда человек лег в свою же застывшую форму, ему было также удобно, несмотря на то, что глина была твердая, как камень. Объясняется это большой площадью соприкосновения тела и глины.

В.1

9. Медная трубка с внешним диаметром 1 см служит проводником пара. Ее покрыли слоем теплоизолирующего материала, а потери увеличились. Почему так могло произойти?

Ответ

Потери теплоты зависят не только от коэффициента теплопередачи, который уменьшился после нанесения изоляции, но и от поверхности теплопередачи. В этом случае в результате нанесения изоляции значительно возросла площадь теплопередачи.

В.20.

Э. Ферми спросил студентку на экзамене: "Точка кипения прованского масла выше, чем точка плавления олова. Почему можно жарить пищу на масле в луженой оловом кастрюле?».

Ответ

Теплота расходуется на испарение воды из пищи.

В.21.

Изобретатель предложил три способа экономии энергии на установке. Каждый из способов давал следующую экономию энергии: 30%, 25% и 45%. Получается, что если изобретатель применит их все, то экономия составит $30 + 25 + 45 = 100\%$? Таким образом, установка будет работать без затрат энергии?

Ответ

Расчеты суммарной экономии выполнены неверно. Например, установка потребляет 100 Дж. Первый способ дает экономию 30 Дж. Установка будет потреблять 70 Дж. Второй способ даст экономию: $70 \cdot 0,25 = 17,5$ Дж. Установка будет потреблять 52,5 Дж. Экономия от третьего способа составит: $52,5 \cdot 0,45 = 23,625$ Дж. Таким образом, после внедрения трех способов установка будет потреблять $52,5 - 23,625 = 28,875$ Дж.

В.2

2. Одежда металлургов обладает металлическим покрытием. Зачем, ведь металл очень хорошо проводит теплоту?

Ответ

Металл очень хорошо отражает тепловые лучи.

В.23.

Почему звезды мерцают?

Ответ

Молекулы воздуха равномерно распределены в объеме атмосферы. Однако в результате флуктуаций - случайных отклонений плотности воздуха от равновесного значения - могут образоваться скопления молекул, которые не пропускают свет, исходящий от звезды. В это мгновение мы не видим звезду.

В.24.

Предложите простой способ оценки массы атмосферы.

Ответ

Давление атмосферы на поверхность Земли известно - примерно 100000 Па. При площади поверхности Земли S для давления атмосферы справедлива зависимость: $P = \frac{F}{S}$, где F - сила притяжения атмосферы к Земле. Сила тяжести определяется по уравнению: $F = mg$, где m - масса атмосферы, кг.

В.2

5. Молоко представляет собой суспензию, в которой частицы жира находятся во взвешенном состоянии. Не смотря на то, что плотность жира меньше плотности воды, жир не всплывает, поскольку молекулы воды находятся в хаотическом движении. Предложите способ выделения сливок из молока.

Ответ

Молоко необходимо охладить, в этом случае скорость молекул воды снизится и жир более быстро всплывет на поверхность.

В.2

6. Почему при попадании капли на раскаленную сковородку она не испаряется мгновенно, как можно ожидать, а с большой скоростью начинает бегать по поверхности сковороды?

Ответ

Между каплей и поверхностью сковороды образуется паровая подушка, которая обладает низкой теплопроводностью, вследствие чего испарение капли замедляется.

В.27

. Поместите горящую свечку в стеклянную банку. Затем бросьте банку в вертикальном положении с некоторой высоты в емкость с песком. Почему во время полета свеча потухнет?

Ответ

Банка, а также находящийся в ней воздух, при падении находятся в состоянии невесомости. Известно, что в невесомости становится невозможной циркуляция воздуха под действием разности плотностей (конвекция). Вследствие этого в область горения прекращается подача свежего воздуха, богатого кислородом.

В.2

8. В сосуде находится газ при повышенном давлении и комнатной температуре. Из сосуда выпускают газ так, чтобы давление в сосуде стало равным атмосферному, после чего сосуд закрывают. Через некоторое время можно увидеть, что давление в сосуде повысится. Объясните явление.

Ответ

При истечении газа оставшийся в сосуде газ расширился, что привело к снижению его температуры ниже температуры окружающего воздуха. В дальнейшем в результате теплообмена между окружающим воздухом и газом в сосуде увеличилась не только температура, но и давление в сосуде.

В.2

9. Почему над лампой накаливания темнеет абажур или потолок?

Ответ

Вблизи горячей лампы накаливания возникают конвекционные потоки воздуха, направленные снизу вверх. Пыль, содержащаяся в воздухе, оседает на абажуре или известковом потолке.

В.30.

Иногда из водопроводного крана выделяется вода, похожая на молоко. Почему?

Ответ

В кране при дросселировании снижается давление воды, в результате чего растворимость газов в воде снижается. Газы выделяются в виде множества мельчайших пузырьков, что и создает эффект «молока».

В.3

1. Почему коньки и полозья скользят по льду?

Ответ

При трении выделяется теплота, плавящая лед. Образующаяся вода является смазкой.

В.3

2. Какое явление описывал в 1 веке до нашей эры римский философ Тит Лукреций Кар в своей поэме "О природе вещей": Вот посмотри: всякий раз, когда солнечный свет проникает в наши жилища и мрак прорезает своими лучами, Множество маленьких тел в пустоте ты увидишь; мелькая, Мечутся взад и вперед в лучистом сиянии света; Будто бы в вечной борьбе они бьются в сраженьях и битвах.

Ответ

Движение пылинок под действием ударов молекул воздуха броуновское движение.

В.3

3. Почему в самолете во время взлета срываются крышки с банок с законсервированными продуктами?

Ответ

На большой высоте давление, создаваемое атмосферным воздухом, ниже, чем на поверхности Земли. Разность давлений в банке и снаружи и является причиной взрыва. В американской прессе описывался случай, когда одна стюардесса одела в полет надувное нижнее белье. Вдруг во время полета на глазах у пассажиров «объем» стюардессы стал возрастать. Из комичной ситуации ей помогли выйти только булавки, которыми она проколола белье.

В.34.

Как зависит растворимость газов в жидкостях от давления?

Ответ

С увеличением давления растворимость газов возрастает. Для иллюстрации этой закономерности можно привести такой пример. На открытии тоннеля под Темзой в Лондоне присутствовали высокопоставленные чиновники. Они были несколько обескуражены тем, что шампанское, которое открыли в тоннеле, недостаточно пенилось. Наоборот, когда люди поднялись наверх, одному из членов правительства стало так плохо, что его пришлось снова спускать вниз. □

В.3

5. Известно, что вследствие испарения воды с поверхности морей концентрация солей в поверхностных слоях больше, чем на глубине. На этом основан проект следующего двигателя. Предлагается в море вертикально поместить очень длинную трубу и заполнить ее в начальный момент пресной водой. Расположить трубу необходимо так, чтобы верхний конец выходил из моря. За счет разности плотностей соленой воды в море и пресной воды в трубе начнется движение воды, и из трубы будет бить фонтан. Когда пресная вода выйдет из трубы, фонтан будет продолжать бить, поскольку всегда будет наблюдаться разность плотностей жидкости в трубе и вне ее. Дело в том, что в трубу поступает вода с глубины, где концентрация солей низкая и, следовательно, меньше плотность. Поэтому средняя плотность воды в море всегда будет выше средней плотности воды в трубе. Поставив на выходе из трубы турбину с электрогенератором, можно получать электрический ток. Возможен ли такой двигатель? Является ли он вечным?

Ответ

Этот двигатель не является вечным, поскольку использует энергию Солнца. В отсутствие Солнца испарение воды с поверхности моря прекратится и концентрация солей в море выровняется, двигатель не сможет работать.

В.3

6. Предложите необычные способы передвижения по Земле.

Ответ

В детстве мы часто играли в игру с ниткой и пуговицей. В этой игре нитка с пуговицей - это маховик: закрутив нитку, и зафиксировав ее, мы в любой момент можем использовать запасенную энергию. На этом основан принцип действия маховичного автомобиля. От электродвигателя сообщается энергия маховику, а затем в любое время, когда удобно хозяину, автомобиль может быть использован. Испытания опытной машины показали, что она может в течение двух часов преодолеть расстояние в 180к. При этом масса маховичного диска составляла всего 40 кг. Преимущества такой машины в том, что она не потребляет горючего, не загрязняет окружающую среду.

Другой интересный способ передвижения - с помощью фотонного двигателя. Известно, что световой луч имеет массу. При испускании мощного светового луча, как и в реактивном двигателе, возникает реактивная сила, за счет которой можно перемещаться в пространстве. В. Маяковскому принадлежат строки:

Можно убедиться, что Земля поката: Сядь на собственные ягоды и катись! При передвижении по Земле можно использовать силу тяжести! Если построить прямолинейный тоннель от Петербурга до Москвы, то по нему можно будет перемещаться вообще без затрат энергии. Под действием силы тяжести объект, например, из Петербурга начнет приближаться к центральной точке тоннеля. Преодолев эту точку, дальше он будет перемещаться под действием инерции. Таким образом, при условии вакуума в тоннеле, он сможет оказаться в Москве через 42 минуты. Средняя скорость в таком тоннеле будет 635км/с.

В.37

. Почему самолет оставляет в небе белый след?

Ответ

В верхних слоях атмосферы воздух содержит водяные пары. Из двигателя самолета вылетает большое количество твердых частиц: сажи, пыли и т.д. Эти твердые частицы являются центрами конденсации водяных паров. Таким образом, след самолета - это конденсировавшиеся водяные пары.

В.3

8. Какую максимальную температуру воздуха может вынести человек?

Ответ

Чтобы ответить на этот вопрос в XIX веке два физика-энтузиаста попросили постепенно нагревать себя в хлебопекарной печи. При этом строго соблюдались несколько условий: нагревание должно быть медленным, воздух в нагреваемой камере сухим, а испытуемые перед экспериментом выпили много воды. Максимальная температура воздуха, при которой они чувствовали себя хорошо, составила $+160^{\circ}\text{C}$. Температура их тела не превышала обычной за счет отвода теплоты при испарении пота. Однако такая температура не является пределом. В верхних слоях атмосферы температура воздуха составляет более 1000°C , и космонавты, покидая космический корабль, нисколько не страдают от столь высокой температуры. Дело в том, что атмосфера в верхних слоях очень разрежена, и воздух, обладая высокой температурой, не в состоянии нагреть ка-кое-либо тело.

В.3

9. Почему два соприкасающихся тела при движении друг относительно друга испытывают сопротивление? Почему при трении выделяется теплота?

Ответ

В настоящее время механизм процесса трения изучен недостаточно. Для объяснения этих явлений предложено две гипотезы. В соответствии с одной из них поверхность любого тела не является идеально ровной, она имеет рытвины, каверны, выпуклости и т.д., вследствие чего при относительном движении тел происходит смятие бугорков, на что необходимо затрачивать дополнительную энергию. Эта энергия превращается в тепловую, что приводит к увеличению температуры. Вторая гипотеза предполагает, что вследствие кривизны поверхностей тела соприкасаются друг с другом не по всей поверхности, а только в некоторых точках. В этих точках между атомами двух тел возникают связи, обусловленные силами межмолекулярного притяжения. При относительном перемещении тел приходится разрывать образовавшиеся связи, поэтому движение ощущает сопротивление.

В.40.

Опыт показывает, что если два корабля в море сблизятся на расстояние менее 100 м, то они неизбежно столкнутся. Почему?

Ответ

Это вызвано тем, что между кораблями возникает течение воды, в котором по закону Бернулли падает давление. При этом давление, оказываемое течением воды на стенки кораблей, оказывается меньше давления воды на стенки кораблей со стороны моря. Вследствие разности давлений корабли приближаются друг к другу и сталкиваются! Еще один пример - если пустить струю воздуха между двумя подвешенными на нитках легкими шариками, то они начнут сближаться так же, как корабли.

В.4

1. Бесконечно ли познание?

Ответ

На этот счет известна точка зрения В.И. Ленина, который считал, что человечество будет изучать атом вечно. Лауреат Нобелевской премии по физике Фейнман с ним не согласен: "Не может быть, чтобы это движение вперед продолжалось вечно, и чтобы мы могли открывать все новые и новые законы. Познание не бесконечно... Нам необыкновенно повезло, что мы живем в век, когда еще можно делать открытия. Это как открытие Америки, которую открывают раз и навсегда. Век, в который мы живем - это век открытия основных законов природы. И это время уже никогда не повторится".

3 Problems about Specific Models

3.1 Basic problems about ideal Fermi gas

КО-4.1.

Молекулы газа могут оседать (адсорбироваться) на поверхности сосуда. Имеется определенное количество мест на поверхности, на которые может быть адсорбирована молекула. Каждое из них может принять не более одной молекулы. Какая доля возможных мест окажется занята молекулами?

(Эта доля называется степенью адсорбции ⁴.) Газ бoльцмановский, давление его равно P , температура T . Энергия адсорбированной молекулы равна $-\varepsilon$.

КО-4.1.

Разобьем поверхность на ячейки, которые могут быть либо пусты, либо заняты только одной частицей. Мы можем рассматривать одну ячейку как систему, способную обмениваться энергией и частицами с газом. Степень адсорбции θ - отношение числа адсорбированных молекул к числу мест на поверхности - равна среднему числу молекул, находящихся на каждом из возможных мест. Можно видеть, что условия заполнения мест такие же, как для фермионов с энергией $-\varepsilon$ (возможное число частиц 0 или 1). Поэтому величина θ определяется распределением Ферми:

$$\theta = \frac{1}{e^{-(\varepsilon+\mu)/T} + 1}$$

где μ - химический потенциал адсорбированных молекул, совпадающий вследствие условия равновесия относительно обмена частицами с химическим потенциалом этих частиц в газе

$$\mu = -T \ln \left[\frac{V}{N} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \right] = -T \ln \left[\frac{T^{5/2}}{P} \left(\frac{m}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \right]$$

(для простоты записи мы считаем газ одноатомным).

Таким образом получаем для степени адсорбции так называемую изотерму Ленгмюра.

$$\theta = \left[e^{\varepsilon/T} T^{5/2} (m/2\pi\hbar)^{3/2} / P + 1 \right]^{-1} \equiv \frac{P}{P + P_0}$$

где использовано обозначение $P_0 = e^{\varepsilon/T} T^{5/2} (m/2\pi\hbar)^{3/2}$.

Во избежание недоразумений, заметим, что распределение Ферми возникло в этой задаче не вследствие тождественности частиц, а вследствие их силового взаимодействия, (см. также [8, гл. 1, задача 29]). Результат не зависит от того, являются частицы фермионами или бозонами. Учёт же того факта, что адсорбированная частица может иметь разные состояния (например, спиновые), приведёт к некоторому изменению распределения (см. задачу 4.12).

КО-4.2.

Найти химический потенциал, среднюю энергию и давление электронов проводимости в меди, атомный вес $A \approx 64$ г/моль, плотность $\rho \approx 9$ г/см³, считая, что каждый атом меди поставляет один электрон проводимости.

Замечание. На самом деле в кристалле электроны движутся в периодическом поле, так что зависимость энергии от квазиимпульса заметно сложнее, чем зависимость энергии от импульса для свободного электрона. Поэтому результат предлагаемого расчёта следует рассматривать как оценку.

КО-4.2.

Считая, что каждый атом меди поставляет один электрон проводимости, имеем

$$\begin{aligned} \frac{N_e}{V} &= \frac{9 \cdot 6 \cdot 10^{23}}{64} \approx 9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3} \\ \varepsilon_F &= \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3} \approx \\ &\approx \frac{10^{-54} \text{ эрг}^2 \text{с}^2}{2 \cdot 10^{-27} \text{ Г}} (30 \cdot 9 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3})^{2/3} \approx 10^{-11} \text{ эрг} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ К} \approx 6 \text{ эВ} \\ P &= \frac{2}{5} \frac{N}{V} \varepsilon_F \approx 0,4 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3} \cdot 10^{-11} \text{ эрг} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ а} \end{aligned}$$

Оценка ε_F показывает, что электронный газ в металлах при любых температурах является вырожденным.

Этот расчёт заслуживает наименования "ценка", так как в действительности электронный газ в металлах (в том числе и в меди) многими свойствами отличается от описанного идеального газа свободных электронов.

КО-4.3.

Найти давление вырожденного электронного ультрарелятивистского газа в зависимости от концентрации.

КО-4.3.

Связь между импульсом Ферми и плотностью остается такой же, как для нерелятивистского электронного газа:

$$p_0 = \hbar \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} \quad (19)$$

однако выражения для энергии и давления меняются

$$\begin{aligned} \varepsilon_0 &= cp_0 = \hbar c \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} \\ E &= \frac{V}{\pi^2 \hbar^3} \int_0^{p_0} c p p^2 dp = \frac{3}{4} N \varepsilon_0 = \frac{3}{4} N \hbar c \left(3\pi^2 \frac{N}{V} \right)^{1/3} \\ P &= \frac{c}{4} (3\pi^2)^{1/3} \hbar \left(\frac{N}{V} \right)^{4/3} = \frac{1}{3} \frac{E}{V} \end{aligned}$$

Приведем также зависимость давления вырожденного фермигаза от его плотности в случае промежуточных плотностей, когда газ не является ультрарелятивистским. Можно, например, выразить давление как

$$P = \int_{v_x > 0} 2p_x v_x f(\varepsilon) d\Gamma / V = \int_0^{p_0} \frac{p v}{3} \frac{2 \cdot 4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3}$$

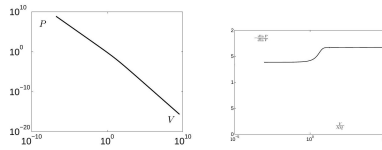


Рис. 11. Зависимость давления (в единицах мы, изображенной на рис. 11, $-\frac{d \ln P}{d \ln V}$, $N \lambda_c^3$) от объёма

где p_0 по-прежнему определяется (19), а $\varepsilon = c\sqrt{m^2 c^2 + p^2}$, $v = c^2 p / \varepsilon$. В результате несложных выкладок получаем

$$\begin{aligned} P &= \frac{m^4 c^5}{3\pi^2 \hbar^3} \int_0^x \frac{\xi^4 d\xi}{\sqrt{1 + \xi^2}} = \\ &= \frac{mc^2}{8\pi^2 \lambda_c^3} \left[x \sqrt{1 + x^2} (2x^2/3 - 1) + \ln(x + \sqrt{1 + x^2}) \right] \end{aligned}$$

где $x = p_0 / mc$, $\lambda_c = \hbar / mc = 3,8 \cdot 10^{-11}$ см - комптоновская длина волны электрона.

Переход от зависимости $P \propto V^{-5/3}$ к $P \propto V^{-4/3}$ происходит в довольно широком интервале плотностей в окрестности λ_c^{-3} . На рис. 11 приведена изотерма электронного газа при нулевой температуре (в логарифмическом масштабе), на рис. 12 - зависимость наклона изотермы $-\frac{d \ln P}{d \ln V}$ от $\frac{V}{N \lambda_c^3}$.

Здесь уместно напомнить, что с повышением плотности электронного газа роль кулоновского взаимодействия электронов падает.

КО-4.4.

В атомах с большим числом Z электронов большая часть из них движется вблизи ядра в объёме с характерным размером R . В модели Томаса - Ферми эти электроны рассматриваются как вырожденный электронный газ, температура которого равна нулю. (Один-два электрона движутся вблизи наружной части атома, где поле ядра почти полностью экранировано. Поэтому

⁰⁴ Эта задача отнесена к теме "ферми-газ" в связи с тем, что предполагаемый метод её решения широко используется в этом разделе.

размеры всех атомов близки друг к другу.) Пренебрегая кулоновским взаимодействием электронов друг с другом, оценить величину R .

КО-4.4.

Число электронов $N_e = Z$, объём $V \approx r^3$. Тогда кинетическая энергия частиц вырожденного ферми-газа есть

$$E_K \approx \frac{Z\hbar^2}{m} \left(\frac{Z}{r^3} \right)^{2/3} \approx \frac{Z^{5/3}\hbar^2}{mr^2}$$

Поскольку в среднем электроны находятся ближе к ядру чем друг к другу, полная энергия кулоновского взаимодействия по порядку величины равна

$$E_{\text{кул}} \approx -Z \frac{Ze^2}{r}$$

Минимизируя полную энергию $E = E_{\text{кин}} + E_{\text{кул}}$ как функцию r , получаем

$$r \approx \frac{\hbar^2}{me^2 Z^{1/3}} \approx \frac{a_B}{Z^{1/3}}$$

О модели Томаса - Ферми см. [5, 70]. В задаче к указанному параграфу показано, между прочим, что энергия взаимодействия электронов с ядром в модели Томаса - Ферми в 7 раз больше энергии их взаимодействия друг с другом, что до некоторой степени оправдывает пренебрежение последней.

КО-4.5.

Найти магнитный момент и магнитную восприимчивость вырожденного электронного газа, связанные с магнитным моментом электрона.

КО-4.5.

Возможны две разные проекции спина на направление магнитного поля, соответственно, два значения проекции магнитного момента электрона, $\pm\mu_0$, $\mu_0 = e\hbar/(2mc)$ ("по полю" и "против поля"), и разные вклады в энергию электрона, $\mp\mu_0\mathcal{H}$. В зависимости от ориентации спина различными окажутся и значения граничного импульса (при одной граничной энергии ε_F)

$$\frac{p_{\uparrow}^2}{2m} - \mu_0\mathcal{H} = \frac{p_{\downarrow}^2}{2m} + \mu_0\mathcal{H} = \varepsilon_F \quad (20)$$

Количества частиц с каждой из ориентаций спина

$$N_{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi p_{\uparrow\downarrow}^3 V}{3(2\pi\hbar)^3} \quad (21)$$

Полное число электронов $N = N_{\uparrow} + N_{\downarrow}$ в объёме V с учётом (20),(21) определяет величину ε_F . Магнитный момент направлен вдоль магнитного поля и определяется как

$$\mathcal{M} = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) \mu_0$$

Учтём теперь, что энергия спина в магнитном поле мала по сравнению с энергией Ферми $^{13}\mu_0\mathcal{H} \ll \varepsilon_F$, и разложим $N_{\uparrow\downarrow}$ по $\mu_0\mathcal{H}/\varepsilon_F$ (учитывая, что при этом условии $N \propto \varepsilon_F^{3/2}$):

$$N_{\uparrow\downarrow} = \frac{N}{2} \left(1 \pm \frac{3\mu_0\mathcal{H}}{2\varepsilon_F} \right).$$

Отсюда видно, что энергия Ферми при включении магнитного поля с точностью до $\mu_0\mathcal{H}/\varepsilon_F$ включительно не изменяется. Магнитный момент

$$\mathcal{M} = \frac{3N\mu_0^2\mathcal{H}}{2\varepsilon_F}$$

а магнитная восприимчивость

$$\chi = \frac{\mathcal{M}}{V\mathcal{H}} = \frac{3\mu_0^2 N}{2\varepsilon_F V}$$

Это парамагнитная восприимчивость Паули. Для вырожденного электронного газа она оказалась много меньше, чем для больцмановского (с той же концентрацией), потому что фактически могут ориентироваться во внешнем поле только электроны, энергия которых близка к энергии Ферми.

Для вырожденного электронного газа, как и для больцмановского, парамагнитная восприимчивость на треть компенсируется диамагнетизмом Ландау, обусловленным орбитальным движением электронов, (см. подробнее в [LL5.§59 – 60], [Kubo SM., §59]).

КО-4.6.

Когда в обычной звезде выгорает заметная часть водорода (превращаясь в гелий), термоядерная реакция прекращается и звезда, излучая, будет сжиматься. С повышением плотности газ электронов становится вырожденным. Сжатие останавливается благодаря тому, что гравитационные силы такой звезды будут компенсироваться давлением вырожденного электронного газа. Такая звезда, называется белым карликом. Оценить радиус белого карлика, масса которого равна $M \sim M_\odot$, где $M_\odot \sim 2 \cdot 10^{33}$ г - масса Солнца.

КО-4.6.

Кинетическая энергия частиц вырожденного электронного газа есть

$$E_{\text{кин}} \sim N_e \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{N_e}{V} \right)^{2/3} \sim \frac{\hbar^2 N_e^{5/3}}{m_e R^2}, \quad N_e \sim \frac{M}{4m_p}$$

Из условия минимума полной энергии

$$E_{\text{полн}} \sim -\frac{GM^2}{R} + \frac{\hbar^2}{m_e R^2} \left(\frac{M}{4m_p} \right)^{5/3}$$

следует выражение для радиуса белого карлика

$$R_{\text{бк}} \sim \frac{\hbar^2}{Gm_e m_p^{5/3} M^{1/3}} \approx 10^4 \text{ К} \quad (22)$$

Обратим внимание на сходство с задачей 4.4.

КО-4.7. Радиус нейтронной звезды

Если звезда на начальной стадии имела массу, заметно большую массы Солнца, или масса белого карлика может увеличиваться за счет захвата окружающего вещества, то энергия Ферми электронного газа может достичь порога реакции $e + p \rightarrow n + \nu$, ($\Delta m = m_n - m_p = 1,3\text{МВ}$), электронный газ при этом становится релятивистским, ($m_e = 0,511\text{М}$). Газы электронов и протонов почти совсем исчезают, нейтрино улетают. Звезда становится нейтронной (возможно, пульсаром). Оценить радиус нейтронной звезды, масса которой по порядку величины совпадает с массой Солнца.

КО-4.7.

При концентрации вещества, когда энергия Ферми электронного газа не очень превышает величину $\Delta m \ll m_n$, нейтронный газ ещё остаётся нерелятивистским. Радиус звезды определяется противодействием гравитационного сжатия и давления вырожденного нейтронного газа. Для оценки радиуса нейтронной звезды можно воспользоваться результатом предыдущей задачи, (22), заменив только массу электрона на массу нейтрона. В итоге оценка дает радиус, примерно в 1000 раз меньший.

Если масса нейтронной звезды ещё больше, то нейтронный газ становится релятивистским. В пределе ультрарелятивистского ферми-газа зависимость кинетической энергии газа от размера звезды становится такой же, как потенциальной ($E \propto R^{-1}$). Коэффициент же в этой зависимости для потенциальной энергии растёт с массой быстрее. Поэтому при некоторой величине массы звезды гравитационное сжатие становится преобладающим, звезда неограниченно сжимается и превращается в чёрную дыру.

Оценка предельной массы нейтронной звезды на принятом в этих задачах уровне точности даст в результате величину порядка массы Солнца. Это правильно, но интересен и более точный расчет. Корректный расчёт требует применения общей теории относительности.

⁰¹³ К тому же магнитная восприимчивость определяется как $\chi = \frac{\partial M}{\partial \mathcal{H}}|_{\mathcal{H}=0}$. Здесь $M = \mathcal{M}/V$ - намагничённость.

КО-4.8. Квантовые поправки у ферми-газа

Найти квантовую поправку к давлению ферми-газа и теплоёмкости при постоянном объёме, считая газ слабо вырожденным.

Найти квантовую поправку к теплоёмкости при постоянном давлении для слабо вырожденного ферми-газа.

КО-4.8.

Вспомним

$$\Omega = F - N\mu = F - \Phi = -PV, \quad d\Omega = -SdT - PdV - Nd\mu$$

$$\Omega = -T \ln Q, \quad Q = \prod_k q_k, \quad q_k = 1 + e^{(\mu - \varepsilon_k)/T}, \quad \ln Q = \sum_k \ln q_k$$

В случае слабо вырожденного газа $e^{(\mu - \varepsilon)/T} \ll 1$, так что

$$\ln q_k = e^{(\mu - \varepsilon_k)/T} - \frac{1}{2} e^{2(\mu - \varepsilon_k)/T}$$

$$\ln Q = e^{\mu/T} z(T) - \frac{1}{2} e^{2\mu/T} z(T/2)$$

$$z = \sum_k e^{-\varepsilon_k/T} = 2V \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

Итак,

$$PV = T \ln Q = T e^{\mu/T} z(T) \left(1 - e^{\mu/T} z(T/2)/2z(T) \right) =$$

$$= T e^{\mu/T} z(T) \left(1 - e^{\mu/T}/2^{5/2} \right) = -\Omega$$

$$N = -\frac{\partial \Omega}{\partial \mu} = e^{\mu/T} z(T) \left(1 - 2e^{\mu/T}/2^{5/2} \right)$$

$$\frac{PV}{NT} = 1 + e^{\mu/T}/2^{5/2}$$

Подставив в малую поправку $e^{\mu/T} = N/z(T)$ (как для больцмановского газа), получаем

$$\frac{PV}{NT} = 1 + \frac{N\hbar^3}{4V} \left(\frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \quad (23)$$

Как и следовало ожидать, невозможность находиться двум и более электронам в одном и том же состоянии приводит к увеличению давления по сравнению с идеальным больцмановским газом.

Энергия нерелятивистского газа в заданном объеме связана с его давлением соотношением $E = (3/2)(PV/N)$. Из (23)

$$E = \frac{3}{2} NT \left(1 + \frac{N\hbar^3}{4V} \left(\frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \right)$$

а теплоёмкость

$$C_V = \left(\frac{\partial E}{\partial T} \right)_V = \frac{3}{2} N \left(1 - \frac{N\hbar^3}{8V} \left(\frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \right)$$

Уменьшение теплоёмкости также можно качественно объяснить влиянием принципа Паули: количество состояний, в которые возможен переход, уменьшилось, и для нагревания газа это подобно уменьшению числа его частиц.

Для определения C_p воспользуемся известной формулой

$$C_p - C_v = -T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V^2 / \left(\frac{\partial P}{\partial V} \right)_T$$

В итоге

$$C_P = \frac{5}{2} N \left(1 - \frac{11N\hbar^3}{40V} \left(\frac{\pi}{mT} \right)^{3/2} \right)$$

КО-4.9.

Столб слабо вырожденного ферми-газа находится в однородном поле тяжести. Найти квантовые поправки к его теплоёмкости и высоте центра масс.

Указание. Удобно воспользоваться разложением по малой величине $r = e^{\mu/T}$.

КО-4.10.

Найти зависимость плотности и давления вырожденного ферми-газа в поле тяжести от высоты при $T = 0$.

КО-4.10.

Как видно из постановки вопроса, подразумевается, что на каждой высоте достигнуто локальное равновесие газа.

Граничный импульс и граничная кинетическая энергия фермионов на данной высоте связаны с плотностью газа на этой высоте: $p_0 = (3\pi^2)^{1/3} \hbar n^{1/3}$, $\varepsilon_0 = p_0^2/2m = An^{2/3}$, давление $P = \frac{2}{5}n\varepsilon_0$.

Можно было бы воспроизвести вывод барометрической формулы, знакомый по курсу общей физики, стартуя от равенства $dP = -mngdx$

Другой способ - записать равенство $\mu = \mu(x)$, где μ - химический потенциал ферми-газа, а $\mu(x) = \varepsilon_0 + mgx$ - локальное значение химического потенциала, складывающееся из граничного значения кинетической энергии и потенциальной энергии.

Это сразу же даёт

$$n = [(\mu - mgx)/A]^{3/2} = (mg/A)^{3/2} (x_{\max} - x)^{3/2}$$

Здесь $x_{\max} = \mu/mg$ - высота столба газа. Химический потенциал связан с полным числом фермионов в столбе газа единичного сечения N условием $N = \int_0^{x_{\max}} n dx = \frac{2}{5} \left(\frac{mg}{A}\right)^{3/2} x_{\max}^{5/2}$.

Естественно считать, что температура мала, но не равна нулю. Тогда при высотах, близких к $x_{\max}$, условие $\mu(x) \gg T$ будет нарушено, газ перестанет быть вырожденным, а при $x > x_{\max}$ в зависимости $n(x)$ появится хвост¹⁴ в виде распределения Больцмана.

КО-4.11.

Найти теплоёмкость вырожденного ферми-газа в поле гармонического осциллятора $U = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2$.

КО-4.11.

Удобно использовать известные уровни энергии и кратности их вырождения для гармонического осциллятора¹⁴ $\varepsilon_n = \hbar\omega(n + 3/2)$, $g_n \approx 2n^2/2 = n^2$, так что

$$N = \sum_0^{\infty} g_n f(\varepsilon_n), \quad E = \sum_0^{\infty} \varepsilon_n g_n f(\varepsilon_n)$$

Переходя к интегрированию по $d\varepsilon = \hbar\omega dn$ (с $dn = 1$), получаем

$$N = \frac{1}{(\hbar\omega)^3} \int_0^{\infty} \varepsilon^2 f(\varepsilon) d\varepsilon, \quad E = \frac{1}{(\hbar\omega)^3} \int_0^{\infty} \varepsilon^3 f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (24)$$

Используя известное приближенное выражение для интегралов вида

$$\int_0^{\infty} F(\varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \approx \int_0^{\mu} F(\varepsilon) d\varepsilon + \frac{\pi^2 T^2}{6} F'(\mu), \quad f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon-\mu)/T} + 1}$$

применимое при условии $T \ll \mu$, получаем

$$N \approx \frac{\mu^3}{3(\hbar\omega)^3} \left(1 + \frac{\pi^2 T^2}{\mu^2}\right), \quad E \approx \frac{\mu^4}{4(\hbar\omega)^3} \left(1 + \frac{2\pi^2 T^2}{\mu^2}\right)$$

¹⁴ Для определения кратности вырождения полезно вспомнить задачу 2.2.

Из первого равенства находим с помощью последовательных приближений μ . Положив $T = 0$, получаем $\mu \approx \mu_0 = \hbar\omega(3N)^{1/3}$. Те - перь это значение μ можно подставить в малые добавки, стоящие в круглых скобках. Таким образом

$$\begin{aligned}\mu &= \mu_0 \left(1 + \frac{\pi^2 T^2}{\mu_0^2}\right)^{-1/3} = \mu_0 \left(1 - \frac{\pi^2 T^2}{3\mu_0^2}\right) \\ E &= \frac{\mu_0^4}{4(\hbar\omega)^3} \left(1 - \frac{\pi^2 T^2}{3\mu_0^2}\right)^4 \left(1 + \frac{2\pi^2 T^2}{\mu_0^2}\right) = \frac{\mu_0^4}{4(\hbar\omega)^3} \left(1 + \frac{2\pi^2 T^2}{3\mu_0^2}\right) = \\ &= \frac{\mu_0^4}{4(\hbar\omega)^3} + \frac{\mu_0^3}{6(\hbar\omega)^3} \frac{\pi^2 T^2}{\mu_0} = E_0 + N \frac{\pi^2 T^2}{2\mu_0}\end{aligned}$$

Отсюда теплоёмкость электронного газа в поле гармонического осциллятора при низких температурах

$$C = \frac{\pi^2 T}{\mu_0} N = \frac{\pi^2 T}{3^{1/3} \hbar \omega} N^{2/3}$$

В случае высоких температур химический потенциал становится отрицательным и по модулю большим по сравнению с температурой, так что в выражении для среднего числа заполнения уровней можно пренебречь единицей в знаменателе и распределение Ферми переходит в распределение Больцмана. Тогда из (24)

$$\begin{aligned}N &= A e^{\mu/T} \int_0^\infty \varepsilon^2 e^{-\varepsilon/T} d\varepsilon = A e^{\mu/T} T^3 2! \\ E &= A e^{\mu/T} \int_0^\infty \varepsilon^3 e^{-\varepsilon/T} d\varepsilon = A e^{\mu/T} T^4 3!\end{aligned}$$

Отсюда $E = 3NT$, $C = 3N$, как и должно быть для трехмерного гармонического осциллятора.

КО-4.12.

Если в полупроводник IV группы (Ge, Si) ввести в небольшом количестве атомы V группы (P, As, Sb), то четыре электрона каждого из них образуют валентные связи с Ge, Si , а один электрон остается слабо связанным; энергия связи $\Delta_d \sim 0,01 - 0,03$ эВ, и он легко может перепрыгнуть в зону проводимости уже при температуре $T \sim 300$ К. Легированные таким образом полупроводники называют донорными или полупроводниками n -типа. Энергия электрона, связанного с ионом донорной примеси, равна ε_d .

Считая известным химический потенциал электронов, найти, какая доля атомов донорной примеси будет ионизирована.

КО-4.12.

Атом примеси может находиться в одном из трех состояний: иметь один связанный электрон с энергией ε_d и одним из двух направлений спина либо не иметь связанных электронов.

Согласно большому каноническому распределению вероятности этих состояний равны

$$w_\uparrow = w_\downarrow = \frac{1}{q} e^{(\mu - \varepsilon_d)/T}, \quad w_0 = \frac{1}{q}$$

где $q = 1 + 2e^{(\mu - \varepsilon_d)/T}$ найдено из условия $w_\uparrow + w_\downarrow + w_0 = 1$. Доля ионизированных атомов донорной примеси равна w_0 .

КО-4.13.

Атом примеси в полупроводнике имеет уровень энергии, близкий к потолку валентной зоны: $\varepsilon_a = -\Delta/2 + \Delta_a$; $\Delta_a \ll \Delta$ (отсчёт энергии от середины запрещённой зоны; такая примесь называется акцепторной). На этом уровне может оказаться один электрон, причем он может находиться в одном из двух спиновых состояний. Выразить вероятность того, что электрон окажется в таком состоянии, через химический потенциал электронов.

КО-4.13.

$$w = \frac{2}{2 + e^{(\varepsilon_a - \mu)/T}}$$

КО-4.14.

В объёме V полупроводника имеется N_d атомов донорной примеси. Найти число электронов в зоне проводимости. Ограничиться случаем, когда $N_d \gg N_0$, где N_0 - число электронов в чистом полупроводнике (при том же значении температуры). Отсчитанная от дна зоны проводимости энергия электрона, связанного с ионом донорной примеси, равна $\varepsilon_d = -\Delta_d$.

КО-4.14.

Количества электронов, дырок и ионизированных атомов примеси при заданных значениях температуры и химического потенциала (за начало отсчета энергии и химического потенциала выбрано дно зоны проводимости)

$$N_e = 2V \left(\frac{m_e T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{\mu/T}, \quad N_h = 2V \left(\frac{m_h T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-(\Delta+\mu)/T} \quad (25)$$

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + 2e^{(\mu+\Delta_d)/T}} \quad (26)$$

Химический потенциал определяется условием электрической нейтральности полупроводника

$$N_e = N_h + N_d^+ \quad (27)$$

Произведение

$$N_e N_h = N_0^2 = 4(m_e m_h)^{3/2} \left(\frac{T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 e^{-\Delta/T}$$

не зависит от величины химического потенциала. Поэтому указанное в условии задачи соотношение $N_d \gg N_0$ приводит к соотношению $N_e \sim N_d^+ \gg N_h = N_0^2/N_e$, так что в условии (27) можно пренебречь количеством дырок N_h . Подставив в (26)

$$e^{\mu/T} = N_e/N_1, \quad N_1 = \frac{V}{2} \left(\frac{m_e T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

получаем уравнение для определения N_e

$$N_e = \frac{N_d}{1 + (N_e/2N_1) e^{\Delta_d/T}} \quad (28)$$

В результате

$$N_e = N_1 e^{-\Delta_d/T} \left(\sqrt{1 + \frac{2N_d}{N_1} e^{\Delta_d/T}} - 1 \right)$$

Если $2N_d \gg N_1 e^{-\Delta_d/T}$, то $N_e = \sqrt{2N_1 N_d} e^{-\Delta_d/2T}$. В этом случае наклон графика $\ln \sigma$ (где σ - проводимость¹⁵) в зависимости от $1/T$ позволяет найти величину Δ_d . В обратном предельном случае $N_e = N_d$ и не зависит от температуры. Это как раз тот режим, в котором работает большинство полупроводниковых приборов.

При дальнейшем повышении температуры (и не слишком больших концентрациях примеси) достигается условие $N_d \ll N_0$ и полупроводник может рассматриваться как чистый.

КО-4.15. Теплоёмкость электронов и дырок

Найти теплоёмкость газа электронов и дырок в чистом полупроводнике.

КО-4.15.

Учтем, что электроны и дырки подчиняются распределению Больцмана, причем количества их одинаковы и $N_e = N_h \propto T^{3/2} e^{-\Delta/2T}$ (Δ - ширина запрещенной зоны). Энергия газа электронов и дырок $E = N_e(\Delta + 3T)$. Теплоёмкость $C = \frac{dE}{dT}$. Учитывая, что $\Delta \gg T$, получаем $C = N_e \frac{\Delta^2}{2T^2} (1 + O(\frac{T}{\Delta}))$.

КО-4.16.

При каком давлении водород будет иметь плотность 10 кг/см^3 ? На сколько изменится это давление, если температура поднимется от 300 К до 3000 К ?

КО-4.17.

Электронный газ в металле обычно бывает сильно вырожденным ($T \ll \varepsilon_F \equiv \mu$). Поэтому часто оказывается удобным рассматривать вместо газа свободных электронов газ квазичастиц - электронов и дырок с энергией, отсчитываемой от уровня Ферми: $\epsilon(\mathbf{p}) = |\varepsilon(\mathbf{p}) - \mu| = v_0 |p - p_0|$. Здесь $v_0 = p_0/m$, $p = |\mathbf{p}|$. (При $p > p_0$ это электроны, при $p < p_0$ - дырки.)

Найти отношение числа квазичастиц электронного газа к числу частиц.

КО-4.17.

$$3 \ln 2 \cdot (T/\mu), \quad \mu = p_0 v_0 / 2.$$

При вычислении можно принять $d^3p = 4\pi p_0^2 dp$ и при этом суммировать вклады электронов и дырок. (Подробнее об электронах и дырках в металлах см., например, [16, 2.2]).

Заметим, что определения дырок в полупроводнике и в металле различны.

¹⁵ Проводимость $\sigma \propto (N_e/V)$. Отсюда $\ln \sigma = -\Delta_d/2T + \ln N_1 + \text{const}$. Зависимостью $\ln N_1 = (3/2) \ln T + \text{const}$ от T обычно можно бывает пренебречь.

КО-4.18.

Кусок металла представляет собой катод в электровакуумном приборе. Этот кусок металла представляет собой для электронного газа потенциальную яму с крутыми стенками. Расстояние от уровня Ферми электронного газа до верхнего уровня ямы A - работа выхода. Катод нагрет до температуры T , такой что $A \gg T$, так что лишь небольшая доля электронов может покинуть металл. К металлу приложено напряжение, мало изменяющее эту потенциальную яму, но достаточное для того, чтобы все электроны, покинувшие катод достигали анода (образуется ток насыщения).

Определить зависимость тока насыщения от температуры.

КО-4.18.

Обратим внимание на сходство задачи с задачей 3.6.

При наличии достаточного напряжения возникает ток насыщения, определяемый потоком электронов из металла. Этот поток можно считать таким же, как в отсутствие напряжения между катодом и анодом, когда вне металла есть газ электронов, находящийся в равновесии с электронным газом в металле. Удобно рассчитать именно поток электронов в металл в таких условиях. Химические потенциалы электронных газов вне и внутри металла совпадают. Если вести отсчет от уровня, отвечающего покоящейся частице вне металла, то $\mu = -A$. Обычно $A \gg T$, так что газ вне металла оказывается бoльцмановским. Мы будем считать его идеальным. Его концентрация

$$n_0 = \frac{N}{V} = e^{\mu/T} z/V = 2e^{-A/T} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2}$$

(см. задачу 4.8). Плотность потока частиц, вылетающих из металла, в равновесии равна плотности потока частиц, падающих на него. Она была найдена в задаче 3.6:

$$j = \frac{n_0}{2} \sqrt{\frac{T}{2\pi m}}$$

Главная зависимость от температуры содержится в экспоненте (в $n_0(T)$).

Может возникнуть впечатление, что из задачи выпал вопрос о сложном законе дисперсии электронов в металле $\varepsilon(\mathbf{p})$. Но совсем не так: появляется равносильно сложный вопрос о коэффициенте конденсации (вероятности прилипания электрона при ударе о поверхность металла). Например, для электрона, энергия которого попала в запрещенную зону внутри металла, коэффициент отражения равен единице. Так что предложенное решение нельзя считать вполне корректным для реальных металлов.

Можно вспомнить также, что при меньших напряжениях существенным оказывается влияние на ток объемного заряда. В условиях же, когда все электроны удаляются от катода, объемного заряда нет и расчёт с гипотетическим идеальным газом является разумным.

КО-4.19. Энтропия неравновесного состояния

Микросостояние идеального газа можно задать, указав, сколько частиц находится в каждом возможном для частицы состоянии. Объединим “близкие”, в частности, имеющие одинаковые энергии, состояния в большие группы по $G_i \gg 1$ частиц в каждой. Задав число частиц N_i в каждой из групп, мы определяем макросостояние газа, вообще говоря, неравновесное.

Найти энтропию такого состояния для ферми-газа и выразить её через числа заполнения групп состояний $f_i = N_i/G_i$ и G_i .

Найти числа заполнения, отвечающие максимуму энтропии при фиксированных значениях полного числа частиц и полной энергии газа. Найти среднее квадратичное отклонение чисел заполнения от максимального значения.

КО-4.19.

$$S = \sum_i G_i [f_i \ln f_i + (1 - f_i) \ln (1 - f_i)].$$

Суммируются вклады электронов и дырок. Максимуму энтропии отвечает распределение Ферми - Дирака.

$$\langle (\Delta f_i)^2 \rangle = - \left(\frac{\partial^2 S}{\partial f_i^2} \right)_{\sum G_i f_i, \sum \varepsilon G_i f_i}^{-1} = f_i (1 - f_i)$$

См. также [LL5. 55], [Kubo SM., 34], [11, п. 7.1].

3.2 Basic problems about ideal Bose gas**КО-5.1. Конденсация бозе-газа в центральном поле**

Бозе-газ находится в поле $U = m\omega^2 r^2/2$. Найти температуру T_k конденсации Бозе - Эйнштейна, теплоёмкость при $T < T_k$ и скачок теплоёмкости в точке конденсации.

КО-5.1.

Воспользуемся тем, что уровни энергии частицы в данном поле и кратности их вырождения хорошо известны:

$$\varepsilon_n = \hbar\omega(n + 3/2), \quad g_n = C_{n+1}^2 \approx n^2/2$$

В уравнении

$$N = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_n}{e^{(\varepsilon_n - \mu)/T} - 1}$$

позволяющем найти температуру конденсации Бозе - Эйнштейна T_k и химический потенциал при $T > T_k$, можно перейти к интегрированию по n , а затем и по $x = \hbar\omega n/T$:¹⁶

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3 b_2(y), \quad y = \frac{3\hbar\omega/2 - \mu}{T} \quad (29)$$

$$b_a(y) := \int_0^{\infty} \frac{x^a dx}{e^{x+y} - 1}$$

Температура конденсации достигается, когда химический потенциал имеет максимально возможное значение, что отвечает условию $y = 0$:

$$N = \frac{1}{2} \left(\frac{T_k}{\hbar\omega} \right)^3 b_2(0), \quad T_k = \hbar\omega \left(\frac{2N}{b_2(0)} \right)^{1/3}$$

Энергия газа

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{g_n \varepsilon_n}{e^{(\varepsilon_n - \mu)/T} - 1} = N \frac{\hbar\omega}{2} + \frac{T^4}{2(\hbar\omega)^3} b_3(y) \quad (30)$$

Теплоёмкость $C = \frac{dE}{dT}$. При $T < T_k$ выполняется условие $y = 0$, в этом случае

$$C = 2 \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3 b_3(0) = 4N \left(\frac{T}{T_k} \right)^3 \frac{b_3(0)}{b_2(0)} = 12N \left(\frac{T}{T_k} \right)^3 \frac{\zeta(4)}{\zeta(3)} = 10,8N \left(\frac{T}{T_k} \right)^3$$

При $T > T_k$ необходимо учесть зависимость y от T :

$$C = 2 \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3 b_3(y) - \frac{3}{2} \frac{T^4}{(\hbar\omega)^3} b_2(y) \frac{dy}{dT} \quad (31)$$

Производную $\frac{dy}{dT}$ находим, продифференцировав уравнение (29) по T (удобно его предварительно прологарифмировать):

$$\frac{3}{T} - \frac{2b_1(y)}{b_2(y)} \frac{dy}{dT} = 0 \quad (32)$$

Подставив $\frac{dy}{dT}$ из (32) в (31), получаем

$$C = 2 \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3 b_3(y) - \frac{9}{4} \left(\frac{T}{\hbar\omega} \right)^3 \frac{b_2^2(y)}{b_1(y)}$$

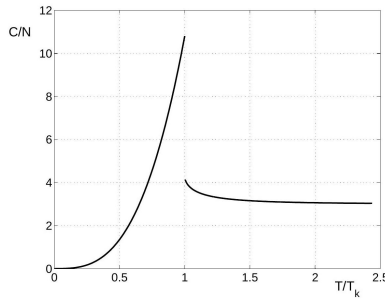


Рис. 13. Теплоёмкость бозе-газа в поле $U = m\omega^2 r^2/2$
Скачок теплоёмкости при $T = T_k$

$$\Delta C = -\frac{9}{4} \left(\frac{T_k}{\hbar\omega} \right)^3 \frac{b_2^2(0)}{b_1(0)} = -\frac{9}{2} \frac{b_2(0)}{b_1(0)} N = -9 \frac{\zeta(3)}{\zeta(2)} N = -6,58N$$

На рис. 13 приведена зависимость $C(T)$, найденная численно.

КО-5.2. Скачок $\left(\frac{\partial C_V}{\partial T} \right)_V$ конденсации

Для бозе-газа в заданном объеме найти скачок величины $\left(\frac{\partial C_V}{\partial T} \right)_V$ при температуре конденсации Бозе - Эйнштейна.

КО-5.2.

Ответ $\Delta \left(\frac{\partial C_V}{\partial T} \right)_V = -\frac{27}{16\pi} \zeta^2 \left(\frac{3}{2} \right) \frac{N}{T_k} = -3,67 \frac{N}{T_k}.$

КО-5.3. Бозе газ в остром угле

Бозе-газ находится в поле

$$U(z) = \begin{cases} Fz & \text{при } z > 0 \\ \infty & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

Найти температуру T_k конденсации Бозе - Эйнштейна, теплоёмкость при $T < T_k$, скачок теплоёмкости в точке конденсации, высоту центра тяжести газа $\langle z \rangle$ и скачок величины $\frac{\partial \langle z \rangle}{\partial T}$.

Solution

Будем рассматривать столб газа единичной площади сечения. Распределение частиц по импульсам и по высоте

$$f(\varepsilon(z, p)) = f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/T} - 1}, \quad \varepsilon = \frac{p^2}{2m} + U(z)$$

Химический потенциал определяется равенством

$$N = \int f(\varepsilon(z, p)) \frac{dz d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} = \int_0^\infty dz \int_0^\infty dp \frac{4\pi p^2}{(2\pi\hbar)^3} f(\varepsilon(z, p))$$

Удобно перейти от интегрирования по z к интегрированию по ε , после чего интеграл по p легко вычисляется:

$$N = \int_0^\infty d\varepsilon \int_0^{\sqrt{2m\varepsilon}} \frac{p^2 dp}{dU/dz} \frac{f(\varepsilon)}{2\pi^2 \hbar^3} = \int_0^\infty d\varepsilon \frac{(2m\varepsilon)^{3/2} f(\varepsilon)}{6\pi^2 \hbar^3 F} = \frac{(2m)^{3/2} T^{5/2}}{6\pi^2 \hbar^3 F} b_{3/2}(y) \quad (33)$$

где $y = -\mu/T$. Температура T_k конденсации Бозе - Эйнштейна определяется условием $y = 0$.

$$T_k = \left[\frac{6\pi^2 \hbar^3 F N}{(2m)^{3/2} b_{3/2}(0)} \right]^{2/5}, \quad T_k \approx \frac{2\hbar^{1,2} F^{0,4}}{(Nm)^{0,6}}$$

КО-5.4. Бозе-газ в центральном поле

Для бозе-газа в центральном поле $U(r) = Ar^n$ найти скачок величины теплоёмкости при температуре конденсации Бозе - Эйнштейна.

КО-5.4.

Если $n < 6$, то $\Delta C = -Ns^2 \zeta(s)/\zeta(s-1)$, где $s = 3/n + 3/2$. Если $n > 6$, то $\Delta C = 0$, $dC/dT \rightarrow -\infty$ при $T \rightarrow T_k + 0$.

КО-5.5. Изотермы бозе-газа

Изобразить изотермы бозе-газа на PV плоскости.

КО-5.5.

Давление любого нерелятивистского идеального газа с изотропным распределением по скоростям может быть выражено через плотность энергии: $P = \frac{2E}{3V}$. Для бозе-газа

$$P = \frac{2}{3} AT^{5/2} b_{3/2}(y), \quad y = -\frac{\mu}{T} \quad (34)$$

Величина y , связанная с химическим потенциалом газа, определяется из уравнения

$$N = AVT^{3/2} b_{1/2}(y) + N_0 \quad (35)$$

Графический анализ его решения представлен на рис.14.

Уравнения (34),(35) определяют уравнение изотермы в параметрическом виде ($0 < y < \infty$, см. рис.15).

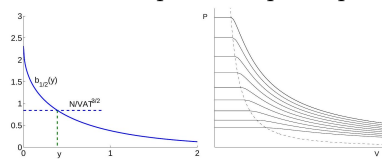


Рис. 14. Графическое решение уравнения, Рис. 15. Изотермы бозе-газа. Пунктирная определяющего y линия - линия фазового перехода

При уменьшении объема V при постоянной температуре величина y в (35) достигает максимального возможного значения, $y = 0$. Это точка бозе-конденсации,

$$V = V_k \equiv V|_{y=0}, \quad P = P_k \equiv P|_{y=0}$$

Исключив из этих уравнений T , получаем линию фазового перехода на PV плоскости:

$$P_k V_k^{5/3} = \frac{2b_{3/2}(0)N^{5/3}}{3b_{1/2}^{5/3}(0)A^{2/3}} \quad (36)$$

При $V < V_k$ в (34) $y = 0$ (а в (35) еще и $N_0 > 0$), - давление остается постоянным и равным P_k . Вблизи линии фазового перехода ($V - V_k \ll V_k, y \ll 1$)

$$\begin{aligned} b_{3/2}(y) &= b_{3/2}(0) - \frac{3}{2}b_{1/2}(0)y \\ b_{1/2}(y) &= b_{1/2}(0) - \pi\sqrt{y} \end{aligned}$$

С учетом этого

$$\frac{P - P_k}{P_k} = -\frac{3b_{1/2}(0)y}{2b_{3/2}(0)}, \quad \frac{V - V_k}{V_k} = \frac{\pi\sqrt{y}}{b_{1/2}(0)}$$

так что

$$\frac{P - P_k}{P_k} = -\frac{3b_{1/2}^2(0)}{2\pi^2 b_{3/2}(0)} \left(\frac{V - V_k}{V_k} \right)^2$$

Изотерма пересекает линию фазового перехода без излома.

КО-5.6. Остывание звезды

Рассматриваем звезду - белый карлик, которая почти целиком состоит из смеси ядер гелия и электронов и имеет температуру $T \sim 10^7$ К (Такая температура поддерживалась, пока не выгорел" весь водород.) Благодаря высокой теплопроводности и прозрачности вещества белого карлика температура его почти одна и та же всюду. Только тонкий поверхностный слой имеет гораздо меньшую температуру $T_1 \sim 10^4$ К

Оценить, за какое время такая звезда остынет (превратившись в коричневого карлика).

КО-5.6.

Потеря энергии определяется излучением

$$\frac{dE}{dt} = 4\pi R^2 \sigma T_1^4$$

а изменение температуры - теплоёмкостью вещества. Теплоёмкость же обусловлена невырожденным газом ядер, так что

$$\frac{dE}{dt} \sim C \frac{dT}{dt} \sim \frac{3}{2} \frac{M}{4m_p} \frac{T}{t}$$

Здесь $R \sim 10^4$ км, $M \sim 10^{33}$ г радиус и масса звезды (см. задачу 4.6), $\sigma \approx 6 \cdot 10^{-8} \text{В/м}^2 \text{К}^{-4}$ - постоянная Стефана Больцмана. Оценку времени остывания t получаем, приравняв эти два выражения $\dot{E}$.

Результат $t \sim 10^8$ лет. Это время довольно маленькое по космическим масштабам. В действительности в поверхностном слое содержится водород и идёт реакция термоядерного синтеза, так что наша оценка не совсем правильна. Тем не менее, белые карлики остывают достаточно быстро и наблюдаются сейчас (а не остыли все давно) потому, что они постоянно воспроизводятся в результате эволюции звезд.

КО-5.7. Отклонение при тепловом колебании

Используя модель Дебая, найти средний квадрат отклонения атома от положения равновесия $\langle \mathbf{r}^2 \rangle$.

КО-5.7.

Отклонение атома, связанное с одним из нормальных колебаний $^{17}r_k$, определяется условием

$$\frac{Nm\omega_k^2 \langle r_k^2 \rangle}{2} = \frac{1}{2} \hbar \omega_k \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar \omega_k / T} - 1} \right) \quad (37)$$

отклонения в разных колебаниях можно считать независимыми и поэтому значения $\langle r_k^2 \rangle$ для разных k и разных поляризаций сложить:

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle &= \int \frac{\hbar}{Nm\omega} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^{\hbar \omega / T} - 1} \right) \frac{3V d^3 k}{(2\pi)^3} = \\ &= \frac{3V\hbar}{4Nm\pi^2 u^3} \int_0^{\omega_m} \omega \operatorname{cth} \frac{\hbar \omega}{2T} d\omega, \quad \hbar \omega_m = T_D \end{aligned}$$

Заметим, что величина $\langle r^2 \rangle$ играет роль в теории рассеяния на кристалле рентгеновских лучей. Она же определяет, насколько ярко выраженным окажется в данном кристалле эффект Мёссбауэра.

Для многих веществ справедливо также правило Линдемана, определяющее температуру плавления: при температуре плавления $\sqrt{\langle r^2 \rangle} / a \sim 0,2 - 0,25$, где a - размер ячейки кристаллической решётки. [Kubo SM., 53], [10, гл. 2 9]

Интересно рассмотреть также отклонение атома в одномерной цепочке.

КО-5.8. Концентрации при огромнейших температурах

Найти соотношение между концентрациями электронов, позитронов и фотонов и соотношение между их энергиями при температуре $T \gg m_e c^2$ (такая высокая температура была в малые доли секунды после Большого взрыва; в этих условиях можно принять, что концентрации электронов и позитронов одинаковы).

КО-5.8.

(??? я из подготовки по космологии могу это получить???)

Равновесные значения числа частиц в указанной реакции определяются условиями $\mu_{e^+} + \mu_{e^-} = 2\mu_\gamma = 0$. При температуре $T \gg m_e c^2$ концентрации электронов и позитронов во много раз превышают концентрацию частиц при исходных ("земных") условиях, поэтому можно пренебречь различием концентраций частиц и античастиц. Равенство концентраций электронов и позитронов дает $\mu_{e^+} = \mu_{e^-} = 0$. Учитывая также, что почти все электроны и позитроны в этих условиях являются ультрарелятивистскими, получаем

$$N_{e^-} = V \int_0^\infty 2 \frac{4\pi p^2 dp}{(2\pi\hbar)^3} \frac{1}{\exp(pc/T) + 1} = \frac{V}{\pi^2} \left(\frac{T}{\hbar c} \right)^3 f_2(0)$$

$$E_{e^-} = \frac{VT}{\pi^2} \left(\frac{T}{\hbar c} \right)^3 f_3(0)$$

$$N_\gamma = \frac{V}{\pi^2} \left(\frac{T}{\hbar c} \right)^3 b_2(0), \quad E_\gamma = \frac{VT}{\pi^2} \left(\frac{T}{\hbar c} \right)^3 b_3(0)$$

где функции b_a, f_a определены в дополнении С. Интегралы $f_n(0)$ и $b_n(0)$ связаны простым соотношением $f_n(0) = (1 - 2^{-n}) b_n(0)$. Следовательно,

$$\frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \frac{3}{4}, \quad \frac{E_{e^-}}{E_\gamma} = \frac{7}{8}$$

Интересно, что в данной равновесной системе средние энергии, приходящиеся на один электрон (или позитрон) и на один фотон, не совпадают. Заметим также, что парциальные давления ультрарелятивистских газов оцениваются как $P_i = E_i/3V \sim n_i T$. А точнее, например, для фотонного газа

⁰₁₇ В качестве нормальных колебаний выбраны бегущие волны, так что отклонение каждого из атомов по величине одно и то же.

$$P_\gamma = (\pi^4/(90\zeta(3))n_\gamma T = 0,9n_\gamma T$$

для электронного -

$$P_e = 1,05n_e T$$

КО-5.9. Звук в горячих фотонах

Газ нагрет до такой высокой температуры, что количество фотонов, находящихся с ним в равновесии, стало сравнимо с количеством частиц газа. (Такие условия выполняются в глубине Солнца). Найти скорость звука в этой смеси газов, $c_s^2 = (\partial P/\partial \varrho)_S$. Температура $T \ll mc^2$ (m - масса частицы газа, c - скорость света).

КО-5.9.

([ЛЛ6.65]). Давление P_γ и энтропия S_γ фотонного газа равны

$$P_\gamma = \frac{a}{4}T^4, \quad S_\gamma = aT^3V, \quad \text{где} \quad a = \frac{4\pi^2}{45(\hbar c)^3}$$

Учтя также вклад частиц в давление и энтропию, а также тот факт, что массовая плотность в рассматриваемых условиях определяется только частицами, получаем

$$\varrho = nm = \frac{Nm}{V}, \quad P = \frac{NT}{V} + \frac{1}{4}aT^4 \quad (38)$$

$$S = VaT^3 + N \ln V + \frac{3}{2}N \ln T + S_0 \quad (39)$$

Здесь N - полное число частиц в объёме V , а m - средняя масса частицы. (Для водородной плазмы m - половина массы протона).

Скорость звука $c_s^2 = (\partial P/\partial \rho)_S$ представим в виде

$$c_s^2 = \frac{\partial(P, S)}{\partial(\varrho, S)} = \frac{\partial(P, S)}{\partial(V, T)} / \frac{\partial(\varrho, S)}{\partial(V, T)}$$

Вычисление с использованием (38),(39) приводит к результату

$$\frac{\partial(P, S)}{\partial(V, T)} = -\frac{3}{2}n(n + 2aT^3) - (n + aT^3)^2, \quad \frac{\partial(\varrho, S)}{\partial(V, T)} = -\frac{3mn}{2T}(n + 2aT^3),$$

$$c_s^2 = \frac{5T}{3m} \left[1 + \frac{2(aT^3)^2}{5n(n + 2aT^3)} \right].$$

Для $n \gg aT^3$ получается известный результат для одноатомного газа $c_s^2 = 5T/3m$. В случае $n \ll aT^3$, что эквивалентно $n \ll n_\gamma$, получается $c_s^2 \sim (5T/3m)(n_\gamma/n)$, т. е. много больше характерной тепловой скорости частиц.

Для численных оценок ответ удобно представить в таком виде, чтобы можно было подставлять значения температуры в градусах Кельвина:

$$c_s^2 = \frac{5k_b T}{3m} \left[1 + \frac{2(\tilde{a}T^3)^2}{5n(n + 2\tilde{a}T^3)} \right].$$

$$\tilde{a} = ak_b^3 = 4,1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3} \text{ К}^{-3}.$$

В глубине Солнца концентрация фотонов оказывается сравнима с концентрацией частиц. В слоях Солнца, близких к его поверхности, происходит конвективный перенос тепла, приводящий, помимо прочего, к возникновению шума. От каждой точки поверхности во все стороны распространяется звук. (Размер точки - ячейки конвективного движения ~ 1000 км.) Ещё более мощные колебания возникают при появлении и исчезновении солнечных пятен.

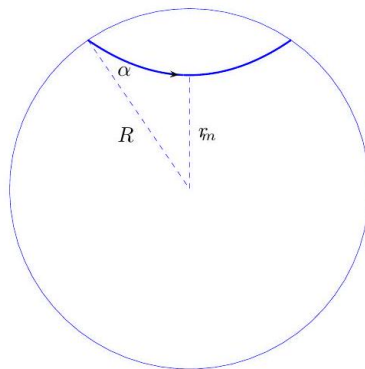


Рис. 16. Схематическое изображение звукового луча", стартовавшего с поверхности Солнца под углом α

Скорость звука растет с глубиной (вместе с температурой и с концентрацией фотонов). Поэтому звуковые волны, распространяющиеся вглубь под углом к вертикали, испытывают преломление, а затем и полное отражение и поворачивают обратно, достигнув той или иной глубины, ¹⁸ и возвращаются на поверхность, удалившись на то или иное расстояние от источника звука. Глубина, которой достигает звуковой луч", оказывается связана с расстоянием от источника звука, на котором луч вернётся на поверхность, и с временем, спустя которое это произойдёт. Каждая из точек поверхности Солнца оказывается, таким образом, как источником звука, так и приёмником звука, вернувшегося из глубины. Изучая корреляцию движений вещества в разных точках поверхности Солнца, можно получать сведения о его внутреннем строении (подобно тому, как информация о распространении волн, возникающих при землетрясениях, позволяет исследовать внутреннее строение Земли).

18 Гамильтониан волнового пакета звуковых колебаний $H = c_s(r)p$, где $\mathbf{r}$ определяет положение волнового пакета, а импульс $p = |\mathbf{p}|$ пропорционален волновому вектору несущей" звуковой волны. Энергия и момент импульса - интегралы движения. Это приводит к соотношению, определяющему расстояние от центра Солнца $r_m = R(c(r_m)/c(R)) \sin \alpha$, которого достигнет звуковой волновой пакет, в зависимости от угла падения α . (Здесь R - радиус Солнца).

КО-5.10. Бозе газ в конусе

Идеальный бозе-газ в поле тяжести находится в сосуде, имеющем форму конуса с вертикальной осью. Найти температуру бозе-эйнштейновской конденсации, зависимость от температуры теплоёмкости газа и высоты его центра тяжести.

Solution

(задача по идее решается ровно как и 5.3. потренируюсь!)

КО-5.11. Энтропия неравновесного состояния бозе-газа

Это задача для бозе-газа, поставленная так же, как задача 4.19 для ферми-газа.

Найти энтропию неравновесного состояния бозе-газа и выразить её через числа заполнения групп состояний $f_i = N_i/G_i$ и числа состояний в группах G_i .

Найти числа заполнения, отвечающие максимуму энтропии при фиксированных значениях полного числа частиц и полной энергии газа. Найти среднее квадратичное отклонение чисел заполнения от максимального значения.

КО-5.11.

$$S = \sum_i G_i [(1 + f_i) \ln(1 + f_i) - f_i \ln f_i]$$

Максимуму энтропии при заданных значениях полной энергии и числа частиц отвечает распределение Бозе - Эйнштейна.

$$\langle (\Delta f_i)^2 \rangle = f_i (1 + f_i)$$

КО-5.12. Нагревание спутника

Абсолютно чёрное тело вращается вокруг Солнца по орбите Земли. До какой температуры нагреет его излучение Солнца? Влияния потоков частиц (солнечного ветра) не учитывать.

КО-5.12.

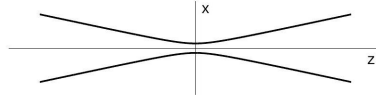
Солнце излучает в секунду энергию $I = 4\pi r^2 \sigma T_0^4$, где r - радиус Солнца, $T_0 \approx 6000$ К - температура его поверхности, σ - постоянная Стефана - Больцмана. Для определённости считаем тело шаром радиуса a . В секунду на тело попадает (и поглощается им) энергия $(\pi a^2 / 4\pi R^2) I$, где R - расстояние до Солнца. Тело излучает за то же время энергию $4\pi a^2 \sigma T^4$, где T - температура тела. В установившемся режиме эти энергии должны быть равны, откуда $T = (r/2R)^{1/2} T_0$. Подставив $r_0 = 0,7$ млн км, $R = 150$ млн км, получаем $T \approx 290$ К.

Ответ не изменится, если тело не является абсолютно чёрным. Однако форма тела для ответа существенна. Существенна и зависимость коэффициента отражения от частоты.

Если одна сторона тела чёрная, а другая - отражающая, то его температуру, очевидно, можно регулировать, так или иначе его поворачивая.

3.3 Basic problems about kinetics**КО-9.1. Пучки в ускорителе**

На ускорителях со встречными пучками сгустки частиц фокусируются в точке встречи (см. рис).



Примем, что при $z = 0$ распределения частиц каждого из пучков по поперечным координатам x, y и по углам отклонения θ_x, θ_y скорости от оси z гауссовы:

$$f(x, y, \theta_x, \theta_y) = \frac{N}{\pi^2 \sigma_x \sigma_y \Delta_x \Delta_y} \exp \left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\theta_x^2}{2\Delta_x^2} - \frac{\theta_y^2}{2\Delta_y^2} \right)$$

где N - число частиц на единицу длины пучка. Будем считать пучки неограниченными и однородными в направлении оси z .

Можно принять также, что скорость частиц равна c , а существенные в задаче углы θ_x, θ_y малы, так что $v_z \approx \pm c$.

Найти функцию распределения при $z \neq 0$, концентрацию частиц пучка $n(x, y, z)$. Найти число соударений частиц встречных пучков на участке dz за время dt , если сечение соударения равно σ_{int} . (Это сечение достаточно мало, чтобы не влиять на концентрацию частиц в пучках.) Взаимодействием частиц в пучках друг с другом можно пренебречь.

КО-9.1.

Зависимость от времени функции распределения при свободном движении частиц: $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = F(\mathbf{r} - \mathbf{v}t, \mathbf{v}) = F_1(x - c\theta_x t, y - c\theta_y t, z - ct, \theta_x, \theta_y)$. В нашем случае зависимости от времени нет. Это возможно, если функция F_1 зависит от своих аргументов x, y, z через линейные комбинации

$$x - c\theta_x t - \theta_x(z - ct) = x - \theta_x z, y - c\theta_y t - \theta_y(z - ct) = y - \theta_y z$$

Учитывая вид функции распределения при $z = 0$, получаем

$$\begin{aligned} f(x, y, z, \theta_x, \theta_y) &= \\ &= \frac{N}{\pi^2 \sigma_x \sigma_y \Delta_x \Delta_y} \exp \left(-\frac{(x - \theta_x z)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y - \theta_y z)^2}{2\sigma_y^2} - \frac{\theta_x^2}{2\Delta_x^2} - \frac{\theta_y^2}{2\Delta_y^2} \right) \end{aligned}$$

Концентрация частиц в пучке

$$n(x, y, z) = \int f d\theta_x d\theta_y = \frac{N}{\pi^2 \tilde{\sigma}_x \tilde{\sigma}_y} \exp \left(-\frac{x^2}{2\tilde{\sigma}_x^2} - \frac{y^2}{2\tilde{\sigma}_y^2} \right)$$

где

$$\tilde{\sigma}_x^2 = \sigma_x^2 (1 + z^2/\beta_x^2), \tilde{\sigma}_y^2 = \sigma_y^2 (1 + z^2/\beta_y^2), \beta_x = \sigma_x/\Delta_x, \beta_y = \sigma_y/\Delta_y$$

Число соударений в секунду на участке dz за время dt

$$d\nu = \sigma_{\text{int}} \cdot 2c \cdot dz dt \int n^2(x, y, z) dx dy = \frac{cN^2}{\pi \tilde{\sigma}_x \tilde{\sigma}_y} dz$$

Разумеется, найденные распределения справедливы только на участке между фокусирующими пучки линзами, а сгустки частиц не бесконечны ³⁰.

КО-9.2. Диэлектрическая проницаемость плазмы

Найти диэлектрическую проницаемость плазмы в случаях, когда электрическое поле $\mathbf{E}$ параллельно волновому вектору $\mathbf{k}$ и когда $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$ ($\varepsilon_l(\omega, \mathbf{k})$ и $\varepsilon_t(\omega, \mathbf{k})$) при условии $k\langle v \rangle \ll \omega$.

КО-9.2.

Пусть плазма находится в электрическом поле $\mathbf{E} \propto e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}$. Мы принимаем, что электрическое поле достаточно слабое, чтобы отклонение функции распределения электронов δf от равновесной f_0 можно было считать малым и произвести линеаризацию кинетического уравнения. Мы найдём добавку к функции распределения электронов, затем - плотность тока $\mathbf{j} = e \int \mathbf{v} \delta f d^3p$, выразим проводимость и, наконец, воспользуемся соотношением

$$\varepsilon = 1 + \frac{4\pi\sigma i}{\omega} \quad (65)$$

Выберем ось x параллельно направлению вектора $\mathbf{k}$. С учетом того, что $\delta f \propto \mathbf{E}$, из линеаризованного кинетического уравнения (без учета столкновений)

$$\frac{\partial \delta f}{\partial t} + v_x \frac{\partial \delta f}{\partial x} + e\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} = 0$$

получаем

$$\delta f = -\frac{ie\mathbf{E}}{\omega - kv_x} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}}$$

Будем также использовать разложение

$$\frac{1}{\omega - kv_x} = \frac{1}{\omega} \left(1 + \frac{kv_x}{\omega} + \left(\frac{kv_x}{\omega} \right)^2 + \dots \right)$$

Начнём со случая, когда электрическое поле параллельно $\mathbf{k}$.

$$\begin{aligned} j \equiv j_x &= \frac{-ie^2 E}{\omega} \int v_x \frac{\partial f_0}{\partial p_x} \left(1 + \frac{kv_x}{\omega} + \left(\frac{kv_x}{\omega} \right)^2 + \dots \right) d^3p = \\ &= \frac{ine^2}{m} \left(1 + \frac{k^2 \langle v^2 \rangle}{\omega^2} \right) E = \sigma_l E \\ \varepsilon_l &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{k^2 \langle v^2 \rangle}{\omega^2} \right), \quad \omega_0^2 = \frac{4\pi ne^2}{m} \end{aligned}$$

Для распределения Максвелла $\langle v^2 \rangle = 3T/m$.

Для случая $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$ направим ось y вдоль $\mathbf{E}$. Тогда

$$\begin{aligned} j \equiv j_y &= -ie^2 E \int v_y \frac{\partial f_0}{\partial p_y} \frac{d^3p}{\omega - kv_x} = \frac{ieE}{m} \int \frac{f_0 d^3p}{\omega - kv_x} = \sigma_t E \\ \varepsilon_t &= 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{k^2 \langle v^2 \rangle}{3\omega^2} \right) \end{aligned} \quad (66)$$

Мы не выписываем здесь мнимую часть ε , обусловленную затуханием Ландау.

Приведем еще один вариант вывода ε_l и ε_t , на этот раз - не связанный с использованием кинетического уравнения.

Сначала напомним, как находится диэлектрическая проницаемость плазмы без учета теплового движения электронов. Дипольный момент, возникающий при смещении электрона в электрическом поле $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t)$, равен $\mathbf{p}(t) = \alpha(\omega) \mathbf{E}(t)$, где $\alpha = -e^2/m\omega^2$ - поляризуемость частицы. Поляризация вещества $\mathbf{P} = n\mathbf{p}$, где n - концентрация электронов. Далее, $\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}$, откуда

³⁰ Для ускорителя ВЭПП-4М, например, $\sigma_x = 1$ мм, $\sigma_y = 0,03$ мм, $\beta_x = 75$ см, $\beta_y = 5$ см, длина сгустков частиц $\sigma_z = 5$ см, фокусные расстояния линз порядка нескольких метров. $N = (N_0/\sqrt{\pi}\sigma_z) \exp(-(z \pm ct)^2/2\sigma_z^2)$.

$$\varepsilon(\omega) = 1 + 4\pi n\alpha(\omega). \quad (67)$$

Чтобы учесть тепловое движение электронов рассматриваем по отдельности группы электронов с одинаковыми скоростями $\mathbf{v}$. Количество электронов в каждой из таких групп определяется функцией распределения $f(\mathbf{v})$. Найдем переменный дипольный момент электрона, движущегося по закону $\mathbf{r} = \mathbf{v}t$, возникающий в поле $\mathbf{E}\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t)$. По сути дела, мы будем определять реакцию электрона на поле электромагнитной волны, поэтому считаем, что наряду с электрическим есть и магнитное поле, зависимость которого от координат и времени такова же. Магнитное поле можно определить из уравнения $\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$, что дает $\mathbf{B} = \frac{c}{\omega} [\mathbf{k}\mathbf{E}]$. Пока мы рассматривали покоившиеся (без учета волны) электроны, это магнитное поле нас не интересовало, поскольку учет его влияния на движение электрона дал бы поправку, квадратичную по амплитуде поля. Для учета колебаний электрона в системе отсчета, движущейся со скоростью $\mathbf{v}$, это магнитное поле становится существенным. Дело в том, что электрическое поле в этой системе отсчета определяется как электрическим, так и магнитным полями в лабораторной системе:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}' &= \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}\mathbf{B}] = \mathbf{E} + \frac{1}{\omega} [\mathbf{v}[\mathbf{k}\mathbf{E}]] = \mathbf{E} + \frac{1}{\omega} (\mathbf{v}\mathbf{E})\mathbf{k} - \frac{1}{\omega} (\mathbf{k}\mathbf{v})\mathbf{E} \\ \mathbf{E}'(t) &= \mathbf{E}' \exp(-i(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v})t) \end{aligned} \quad (68)$$

Поляризуемость α должна быть взята при значении частоты, равном $\omega' = \omega - \mathbf{k}\mathbf{v}$. (Изменение частоты поля представляет собой эффект Доплера.) Возвращаясь в лабораторную систему, получаем дипольный момент $\mathbf{p} = \mathbf{p}'$, где $\mathbf{p}' = \alpha(\omega') \mathbf{E}'$.³¹ Поляризацию получаем, просуммировав значения $\mathbf{p}$ по всем электронам, учитывая при этом разброс их скоростей, иначе говоря, усреднив с максвелловской функцией распределения.

Рассмотрим сначала случай, когда $\mathbf{E} \parallel \mathbf{k}$. В этом случае $\mathbf{E}' = \mathbf{E}$ и в (67) заменяем $n\alpha$ на

$$n \langle \alpha(\omega') \rangle = \int \alpha(\omega - kv_x) f(v) d^3v = -\frac{e^2}{m} \int \frac{f(v) d^3v}{(\omega - kv_x)^2} \quad (69)$$

Проинтегрировав по частям по v_x , получаем

$$n \langle \alpha(\omega') \rangle = -\frac{e^2}{mk} \int \frac{\partial f}{\partial v_x} \frac{d^3v}{\omega - kv_x} \quad (70)$$

Это приводит к найденному уже выше выражению ε_l .

В случае $\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$ из (68) получаем $\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_{\omega} + \frac{E v_y}{\omega} \mathbf{k}$. Второе слагаемое при усреднении по направлениям исчезнет, так что в (67) заменяем $n\alpha$ на

$$n \left\langle \alpha(\omega') \frac{\omega'}{\omega} \right\rangle = -\frac{e^2}{m} \int \frac{f(v) d^3v}{\omega - kv_x} \quad (71)$$

В результате для ε_t также получаем значение, найденное выше.

КО-9.3. Продольная диэлектрическую проницаемость плазмы

Найти статическую (продольную) диэлектрическую проницаемость плазмы (т. е. $\varepsilon(\omega, k)$ при условии $\omega = 0$).

КО-9.3.

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = 1 + \frac{\varkappa^2}{k^2}, \quad \varkappa^2 = \frac{4\pi n e^2}{T}.$$

(При переходе к пределу $\omega \rightarrow 0$ следует заменять $\omega \rightarrow i\epsilon \rightarrow 0$. Поэтому в (69) при интегрировании по v_x получится полюс второго порядка при $v_x = 0$, который при интегрировании в комплексной плоскости обходится снизу. Удобнее воспользоваться выражением (70).)

Поскольку в ответ не входит масса частиц, протоны дают такой же вклад, как и электроны, т. е. n - суммарная концентрация заряженных частиц.

КО-9.4. Поправка к диэлектрической проницаемости

Найти поправку к диэлектрической проницаемости плазмы, обусловленную движением ионов.

³¹ Кроме того возникает также и магнитный момент, $\mathbf{m} = \frac{1}{c} [\mathbf{v}\mathbf{p}']$. При возврате в лабораторную систему вклад его в электрический дипольный момент будет иметь относительную величину $\sim v^2/c^2$, и мы не будем его учитывать.

КО-9.4.

Ограничимся случаем, когда можно пренебречь разбросом скоростей частиц ³². $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_e^2/\omega^2 - \omega_i^2/\omega^2$, $\omega_a^2 = 4\pi n_a e_a^2/m_a$, $a = e, i$. Для $n_e = n_i$ дело сводится к замене массы электрона на приведенную массу электрона и иона.

Обратим внимание на сходство плазменных колебаний в этом случае с оптическими колебаниями кристаллической решетки.

КО-9.5. Дисперсия ионного звука

При определённых условиях в плазме возможны колебания, в которых электроны и ионы движутся с почти одинаковыми амплитудами, так что электрическое поле, возникающее при смещении ионов, в очень большой мере экранируется электронами. Поэтому частота этих колебаний мала, $\omega \ll kv_e$. В то же время их фазовая скорость велика по сравнению со скоростью ионов ⁵: $v_i \ll \omega/k$. Такие колебания называют ионным звуком.

Найти закон дисперсии ионного звука.

КО-9.5.

Можно считать, что в указанных условиях поляризация электронной составляющей плазмы оказывается статической: $\varepsilon_e - 1 = \kappa^2/k^2$, $\kappa^2 = 4\pi n e^2/T_e$, а в ионной поляризации можно пренебречь пространственной дисперсией:

$\varepsilon_i - 1 = -\omega_{0i}^2/\omega^2$, $\omega_{0i}^2 = 4\pi n e^2/m_i$. В итоге

$$\varepsilon = 1 + \frac{\kappa^2}{k^2} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$$

Закон дисперсии ионного звука получаем из уравнения $\varepsilon(\omega, k) = 0$. При низких частотах скорость такого звука $\omega/k = \sqrt{T_e/m_i}$. Указанные в условии соотношения скоростей могут выполняться, если $T_e \gg T_i$.

³² В этом случае кинетическое уравнение, в сущности, не нужно.

Такие колебания сходны с акустическими колебаниями кристаллической решетки.

КО-9.6. Плазма: преобразование уравнения

Провести в интеграле столкновений

$$I = \int w \cdot [f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1, t) - f(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_1', t)] d^3 p_1 d^3 p' d^3 p_1'$$

где

$$w = w(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1 \rightarrow \mathbf{p}', \mathbf{p}_1') = w(\mathbf{p}', \mathbf{p}_1' \rightarrow \mathbf{p}, \mathbf{p}_1) \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}' - \mathbf{p}_1') \delta(\varepsilon(\mathbf{p}) + \varepsilon(\mathbf{p}_1) - \varepsilon(\mathbf{p}') - \varepsilon(\mathbf{p}_1'))$$

интегрирование по скорости центра масс пары частиц после столкновения $\mathbf{V}' = \frac{\mathbf{p}' + \mathbf{p}_1'}{2m}$ и величине их относительной скорости $v'_{\text{отн}} = \frac{|\mathbf{p}' - \mathbf{p}_1'|}{m}$.

Такие условия реализуются, например, в плазме, нагреваемой протекающим по ней током: передача энергии от лёгких частиц к тяжёлым происходит очень медленно, поэтому газ электронов имеет температуру много большую, чем газ ионов.

КО-9.6.

Перейдем от переменных $\mathbf{p}', \mathbf{p}_1'$ к переменным $\mathbf{V}'$ и $\mathbf{v}'_{\text{отн}}$:

$$\begin{aligned} \int \delta(\mathbf{p} + \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}' - \mathbf{p}_1') \delta(\varepsilon(\mathbf{p}) + \varepsilon(\mathbf{p}_1) - \varepsilon(\mathbf{p}') - \varepsilon(\mathbf{p}_1')) d^3 p' d^3 p_1' &= \\ &= 8m^6 \int \delta(2m(\mathbf{V} - \mathbf{V}')) \\ \cdot \delta(mV^2 + mv_{\text{отн}}^2/4 - mV'^2 + mv_{\text{отн}}'^2/4) d^3 V' d^3 v'_{\text{отн}} &= \\ &= m^2 v_{\text{отн}} d\Omega' \end{aligned}$$

В итоге

$$I = \int \frac{d\sigma}{d\Omega'} v_{\text{отн}} (f f_1 - f' f'_1) d\Omega' d^3 p_1$$

(множитель m^{-2} считаем включенным в коэффициент пропорциональности в условии, дифференциальное сечение рассеяния молекул зависит от угла между $\mathbf{v}'_{\text{отн}}$ и $\mathbf{v}_{\text{отн}} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}_1)/m$).

КО-9.7. Распределение Максвелла из кинетики

Получить из кинетического уравнения вид равновесного распределения по скоростям в газе в отсутствие внешних полей.

КО-9.7.

Очевидно, что искомое распределение должно быть пространственно однородным, функция распределения не зависит от t и $\mathbf{r}$. Поскольку также $\mathbf{F} = 0$, получаем $I = 0$. Распределение должно быть изотропным, функция распределения может зависеть только от модуля $\mathbf{p}$, т.е. только от энергии. Условие $I = 0$ сводится к равенству $f(\varepsilon)f(\varepsilon_1) = f(\varepsilon')f(\varepsilon'_1)$ при условии $\varepsilon + \varepsilon_1 = \varepsilon' + \varepsilon'_1$, иначе говоря, $f(\varepsilon)f(\varepsilon_1) = F(E)$, где $E = \varepsilon + \varepsilon_1$. Записав это равенство в виде $\ln f(\varepsilon) + \ln f(E - \varepsilon) = \ln F(E)$, продифференцируем его по ε :

$$\frac{f'(\varepsilon)}{f(\varepsilon)} - \frac{f'(E - \varepsilon)}{f(E - \varepsilon)} = 0$$

Поскольку значения ε и ε_1 произвольны, это равенство означает, что $f'(\varepsilon)/f(\varepsilon) = -\beta$, где β - постоянная, не зависящая от ε . В итоге получаем

$$f(\varepsilon) = e^{\alpha - \beta\varepsilon}$$

т. е. распределение Максвелла.

КО-9.8. Поток тепла в металле

Выразить поток тепла в металле через скорости и энергии квазичастиц. (О квазичастицах см. задачу 4.14.)

КО-9.8.

Плотность потока тепла это плотность потока энергии квазичастиц:

$$\mathbf{q} = \int \mathbf{v} \varepsilon(\mathbf{p}) f(\mathbf{p}) d^3 p$$

Интегрирование проводится по всем значениям $\mathbf{p}$, скорость квазичастицы $\mathbf{v} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{p}} = v_0 \frac{\mathbf{p}}{p} \operatorname{sgn}(p - p_0)$, фактически вклад дает область $|p - p_0| \lesssim T$, причем нужно сложить вклады электронов ($p > p_0$) и дырок ($p < p_0$).

Результат совпадает с выражением потока через энергии электронов

$$\mathbf{q} = \int \mathbf{v} (\varepsilon(\mathbf{p}) - \varepsilon_0) f(\mathbf{p}) d^3 p$$

(Подробнее - в [16, §3.4].

КО-9.9. Фотоны и примеси

Рассматриваем фотонный газ с очень малой примесью вещества. Пусть рассеяние фотонов на этой примеси приводит к длине пробега фотонов l . В таком фотонном газе волны, в которых концентрация фотонов оказывается переменной, могут распространяться, если длина волны их велика по сравнению с l . Найти скорость таких волн.

КО-9.9.

Кинетическое уравнение, описывающее изменение функции распределения фотонов,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} = I$$

Здесь скорость фотона $\mathbf{v} = c^2 \mathbf{p} / \varepsilon$, $\varepsilon = cp$ - энергия фотона.
Интеграл столкновений

$$I \propto \int [w(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}) f(\mathbf{p}') - w(\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}') f(\mathbf{p})] d^3 p'$$

Будем считать, что столкновения фотонов с частицами вещества являются упругими, $\varepsilon(\mathbf{p}') = \varepsilon(\mathbf{p})$, и что $w(\mathbf{p}' \rightarrow \mathbf{p}) = w(\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}')$.

Тогда $\int \varepsilon I d^3 p = 0$, $\int \mathbf{p} I d^3 p = 0$.

Примем также, что в каждой точке" достигается локальное равновесие, в частности, фотонный газ имеет некоторую среднюю скорость $\mathbf{V}$, и в системе отсчета, которая движется с такой скоростью, распределение частиц по импульсам $f_0(\mathbf{p})$ можно считать изотропным (и равновесным). В случае, когда рассматривается обыкновенный газ, подобные предположения приводят к уравнениям газодинамики идеального газа. Ограничимся случаем, когда средняя скорость фотонного газа является нерелятивистской: $V \ll c$ (это означает, что амплитуда волны мала).

Функция распределения f в исходной системе может быть выражена через функцию распределения f_0 в системе, имеющей скорость ${}^{33}\mathbf{V}$:

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = f_0\left(\mathbf{p} - \frac{\mathbf{V}\varepsilon}{c^2}\right) = f_0(\mathbf{p}) + \delta f, \quad \delta f = -\frac{\mathbf{V}\varepsilon}{c^2} \mathbf{v} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}$$

При замене $\mathbf{v} \rightarrow -\mathbf{v}$ функция f_0 не изменяется, а $\delta f \rightarrow -\delta f$.

Как и для обыкновенного газа, концентрация фотонного газа $n = \int f d^3 p = \int f_0 d^3 p$, поправочное слагаемое в функции распределения выпадает. Плотность потока $j_k = \int v_k f d^3 p$. При вычислении интеграла вклад дает только поправочное слагаемое ³⁴.

Проинтегрируем кинетическое уравнение по $d^3 p$. В результате получаем уравнение непрерывности

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial j_i}{\partial x_i} = 0$$

Умножим кинетическое уравнение на v_k и проинтегрируем по $d^3 p$. При этом в интеграле $\int v_k v_i f_0 d^3 p$ можно заменить $v_k v_i$ на $c^2 \delta_{ki} / 3$, а вклад слагаемого δf исчезает.

$$\frac{\partial j_k}{\partial t} + \frac{c^2}{3} \frac{\partial n}{\partial x_k} = 0$$

Полученная система уравнений приводит к волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} = \frac{c^2}{3} \Delta n$$

Скорость волн плотности в фотонном газе в описанных условиях оказалась равна $\frac{c}{\sqrt{3}}$.

Такое же значение скорости звука можно получить, рассматривая фотонный газ как сплошную среду с уравнением состояния $P = \frac{E}{3V} = \frac{1}{3} \rho c^2$. ³⁵

Подобные же волны, распространяющиеся в фотонном газе, наблюдаются в сверхтекучем гелии при температурах ниже 0,5 К. (В этом случае c - скорость обычного, первого, звука.) Это тепловые волны, которые могут распространяться на расстояния, много большие длины волны. Их называют вторым звуком.

КО-9.10. Эффект Холла

Вдоль отрезка проволоки, к которому приложена постоянная разность потенциалов, течёт ток. Как изменится ток, если включить постоянное однородное магнитное поле, перпендикулярное проволоке? Воспользоваться τ -приближением для интеграла столкновений.

⁰³³ Используем преобразование Лоренца для импульса и энергии при $V \ll c$. Подробнее о преобразовании функции распределения см. [4, 10].

³⁴ Несложно получить также, что $\mathbf{j} = \mathbf{V}n$.

КО-9.10.

Пусть $OZ \parallel \mathbf{B}$, а $OX \parallel \mathbf{E}$. Электрическое поле и отличие δf функции распределения от равновесной f_0 считаем малыми, а магнитное поле - нет. Кинетическое уравнение после линеаризации

$$eE \frac{\partial f_0}{\partial v_x} + \omega \left(v_x \frac{\partial \delta f}{\partial v_y} - v_y \frac{\partial \delta f}{\partial v_x} \right) = -\frac{\delta f}{\tau}, \quad \omega = \frac{eB}{mc}$$

Ищем решение в виде

$$\delta f = A(\varepsilon)v_x + B(\varepsilon)v_y$$

Приравняв по отдельности слагаемые, содержащие v_x и v_y , находим

$$A = -\frac{\tau eE}{1 + (\omega\tau)^2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon}, \quad B = \omega\tau A$$

При вычислении плотности тока в $j_x = e \int v_x \delta f d^3v$ войдёт только A , причем множитель $1/[1 + (\omega\tau)^2]$, содержащий всю зависимость от магнитного поля, можно вынести за знак интеграла. Поэтому

$$j_x = \frac{\sigma E}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad j_y = \omega\tau j_x, \quad \sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (72)$$

При дальнейшем анализе ответа надо учитывать, что вектор $\mathbf{j}$ направлен вдоль провода, а электрическое поле имеет как продольную, так и поперечную по отношению к току компоненты, $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + \mathbf{E}_\parallel$.

Обозначим угол между плотностью тока и электрическим полем θ ,

$$j = \sqrt{j_x^2 + j_y^2} = \frac{\sigma E}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} \quad (73)$$

$$\cos \theta = \frac{j_x}{j} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad \tan \theta = \frac{j_y}{j_x} = \omega\tau \quad (74)$$

$$E_\parallel = E \cos \theta = \frac{E}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad j = \sigma E_\parallel \quad (75)$$

$$E_\perp = E \tan \theta = \omega\tau \frac{j}{\sigma} = \frac{Hj}{nec} \quad (76)$$

В итоге оказывается, что зависимость тока от поперечного магнитного поля (эффект, называемый магнетосопротивлением) в рассматриваемой модели отсутствует. Появление поперечного напряжения - это эффект Холла. Выполняется соотношение $E_\perp = RHj$, где $R = 1/nec$ - коэффициент Холла.

Такой же результат можно получить, отвлекаясь от разброса по скоростям электронов и представляя, что у них есть некая средняя скорость, направленная вдоль проводника $\mathbf{v} \equiv \mathbf{v}_\parallel$. Тогда среднее значение действующей на электрон в направлении поперек провода силы должно быть равно нулю: $e\mathbf{E}_\perp + (e/c)[\mathbf{v}_\parallel \mathbf{H}] = 0$; с учётом равенства $j = nev$ это приводит к найденному выше значению коэффициента Холла и отсутствию магнетосопротивления. $\square$

Заметим, что обосновать τ -приближение в этой задаче в случае произвольной величины магнитного поля едва ли удастся.

КО-9.11. Сопротивления проводника

Найти изменение сопротивления проводника при включении магнитного поля $\mathbf{B}$, перпендикулярного электрическому полю $\mathbf{E}$, если есть два типа носителей заряда, например, электроны и дырки.

КО-9.11.

Используя (72), суммируем вклады в ток двух носителей:

$$j_x = (\alpha_1 + \alpha_2) E, \quad \alpha_i = \frac{\sigma_i}{1 + (\omega_i\tau_i)^2}, \quad \omega_i = \frac{e_i H}{m_i c}, \quad \sigma_i = \frac{n_i e_i^2 \tau_i}{m_i}, \quad i = 1, 2$$

$$j_y = (\beta_1 + \beta_2) E, \quad \beta_i = \omega_i \tau_i \alpha_i.$$

⁰³⁵Заметим в связи с этим, что приведенный выше вывод можно было бы применить и к газу ультрарелятивистских фермионов.

Далее, подобно (74-75),

$$E_{\parallel} = \frac{j_x}{j} E = \frac{j}{\sigma}, \quad \sigma = \frac{j^2}{j_x E} = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 + (\beta_1 + \beta_2)^2}{\alpha_1 + \alpha_2}$$

В этой модели проводимость зависит от магнитного поля. Важен факт появления серьёзной зависимости, самому же полученному характеру зависимости не следует придавать большого значения, т. к. на виде её в реальных условиях сильно сказывается анизотропия зависимости энергии электронов от квазиимпульса, которой мы не учитывали. Холловский коэффициент оказывается равен

$$R = \frac{\sigma_1^2 R_1 + \sigma_2^2 R_2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2}$$

где $R_i = 1/(e_i n_i c)$.

КО-9.12. Затухание звука в металле

Выразить коэффициент затухания поперечного звука в металле, обусловленный вязкостью электронного газа, при условии, что длина волны звука много больше длины свободного пробега электронов ($kv\tau \ll 1$), причём главную роль в рассеянии электронов играют примеси.

КО-9.12.

Направим ось x по волновому вектору $\mathbf{k}$ звука, ось y по направлению смещения $\mathbf{u}$ вещества в звуковой волне. Примем, что $\mathbf{u} \propto \exp i(kx - \omega t)$. Уравнение, определяющее распространение звуковой волны,

$$\rho \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - v_s^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) = -\frac{\partial \Pi_{yx}}{\partial x} \quad (77)$$

где v_s - скорость звука, Π_{yx} - компонента тензора плотности потока импульса, переносимого электронным газом:

$$\Pi_{yx} = \int p_y v_x f d^3 p \quad (78)$$

Будем считать, что состояние электронного газа близко к локально равновесному:

$$f = f_0(|\mathbf{v} - \dot{\mathbf{u}}(x, t)|) + \delta f \quad (79)$$

Учитывая, что $\omega \ll kv \ll 1/\tau$, в левой части кинетического уравнения

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} = -\frac{\delta f}{\tau}$$

следует сохранить только вклад f_0 во втором члене, так что

$$v_x(ik)(i\omega u) \frac{\partial f_0}{\partial v_y} = -\frac{\delta f}{\tau} \quad (80)$$

$$\Pi_{yx} = -k\omega\tau m \int v_x^2 v_y \frac{\partial f_0}{\partial v_y} d^3 p = k\omega\tau m n u \frac{v_0^2}{5} \quad (81)$$

Из (77) получаем $\rho(\omega^2 - v_s^2 k^2)u = -ik\Pi_{yx}$, откуда ³⁶

$$k = \frac{\omega}{v_s} + \frac{i\gamma}{2}, \quad \gamma = \frac{nmv_0^2\omega^2\tau}{5\rho v_s^3} \sim \omega\tau k$$

Величина γ характеризует потери энергии: $|u|^2 \propto \exp(-\gamma x)$.

КО-9.13. Вязкий электронный газ

Имеется вязкий электронный газ, и длина волны звука много больше длины свободного пробега электронов ($kv\tau \ll 1$). Главную роль в рассеянии электронов играют примеси.

Выразить τ через сечение рассеяния электронов. Рассеяние электронов на примесях считать упругим. (Подразумевается, что процесс происходит при низкой температуре, так что влиянием на движение электронов колебаний кристаллической решетки можно пренебречь.)

КО-9.13.

Зависимость добавки к функции распределения (80) от направления вектора $\mathbf{p} = n\mathbf{p}$ имеет вид

$$\delta f = A(\varepsilon)n_x n_y \quad (82)$$

В интеграл столкновений входит разность $\delta f(\mathbf{p}) - \delta f(\mathbf{p}')$. Мы подставим $\delta f(\mathbf{p}')$ в эту разность, представив импульс электрона ³⁶ Мы не учитывали некоторые существенные для задач физики твёрдого тела обстоятельства, например, тот факт, что зависимость $\varepsilon(\mathbf{p})$ изменяется при деформации вещества. после рассеяния в виде $\mathbf{p}' = p(\mathbf{n} \cos \theta + \mathbf{n}'_{\perp})$, и проведем усреднение по азимутальному направлению вектора $\mathbf{n}'_{\perp}$ (учитывая, что входящее в интеграл столкновений сечение рассеяния от этого направления не зависит).

$$\delta f(\mathbf{p}') = A(\varepsilon)n'_x n'_y = A(\varepsilon)(\cos \theta n_x + n'_{\perp x})(\cos \theta n_y + n'_{\perp y})$$

Указанное усреднение сводится к заменам:

$$\langle n'_{\perp i} \rangle = 0, \quad \langle n'_{\perp i} n'_{\perp j} \rangle = \frac{1}{2} (\mathbf{n}'_{\perp})^2 (\delta_{ij} - n_i n_j) = \frac{1}{2} \sin^2 \theta (\delta_{ij} - n_i n_j) \quad (83)$$

В частности, $\langle n'_x n'_y \rangle = (\cos^2 \theta - \frac{1}{2} \sin^2 \theta) n_x n_y$. Поэтому разность $\delta f(\mathbf{p}) - \delta f(\mathbf{p}')$ заменяется на $\delta f(\mathbf{p}) (1 - \langle n'_x n'_y \rangle) = \delta f(\mathbf{p}) \frac{3}{2} \sin^2 \theta$.

В итоге приходим к ответу

$$\frac{1}{\tau} = \frac{3}{2} n_0 v \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin^2 \theta d\Omega$$

Связь величины τ с сечением рассеяния электронов оказалась не такой, как в задачах о проводимости и о теплопроводности.

КО-9.14. Коэффициент теплопроводности молекул

Вычислить коэффициент теплопроводности для газа нейтральных молекул, принимая для интеграла столкновений τ -приближение.

КО-9.14.

Интересуясь коэффициентом теплопроводности, мы подразумеваем, что длина свободного пробега молекул мала по сравнению с характерным расстоянием, на котором изменяется температура. Это значит, что в первом приближении в каждой точке газа есть локальное равновесие, можно представлять функцию распределения в виде максвелловской функции распределения

$$f_0 = A n(x) e^{-\varepsilon/T(x)} \quad (84)$$

где $n(x)$ и $T(x)$ локальные значения концентрации и температуры газа, $\varepsilon = p^2/2m$. Имея в виду, что $d^3p \propto \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon$, множитель A определяем условием

$$\int_0^{\infty} f_0 \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = n, \quad A T^{3/2} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) = 1 \quad (85)$$

Давление газа в согласии с (84) равно $P = nT$. Давление не должно изменяться от точки к точке, так что градиент температуры и градиент концентрации связаны соотношением

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dx} = 0 \quad (86)$$

Поток тепла обусловлен отклонением функции распределения от равновесной, $f = f_0 + \delta f$. Заявленное в условии τ -приближение подразумевает, что кинетическое уравнение линеаризовано, т. е.

$$v_x \frac{\partial f_0}{\partial x} = -\frac{\delta f}{\tau} \quad (87)$$

С учётом (84), (85), (86) получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_0}{\partial x} &= \frac{\partial f_0}{\partial n} \frac{dn}{dx} + \frac{\partial f_0}{\partial T} \frac{dT}{dx} = \\ &= \frac{f_0}{n} \frac{dn}{dx} + \frac{f_0 \varepsilon}{T^2} \frac{dT}{dx} - \frac{3}{2} \frac{f_0}{T} \frac{dT}{dx} = \frac{f_0}{T} \left(\frac{\varepsilon}{T} - \frac{5}{2} \right) \frac{dT}{dx} \end{aligned}$$

так что

$$\delta f = -\tau v_x \frac{f_0}{T} \left(\frac{\varepsilon}{T} - \frac{5}{2} \right) \frac{dT}{dx} \quad (88)$$

Заметим, что вклады δf в концентрацию $n \propto \int \delta f d^3p$ и плотность энергии $n\langle\varepsilon\rangle \propto \int \varepsilon \delta f d^3p$ обращаются в ноль (из-за наличия множителя v_x). По той же причине δf не даст поправки и к давлению.

³⁷ Нетрудно убедиться, что δf не приведёт и к появлению потока частиц: $\int v_x \delta f d^3p \propto \int_0^\infty e^{-\varepsilon/T} (\varepsilon/T - 5/2) \varepsilon \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 0$ (вместо v_x^2 подставлено $2\varepsilon/3m$).

³⁷ Именно этот факт позволяет интерпретировать входящие в (84) величины n и T как концентрацию и температуру газа; добавка к плотности потока импульса, фактически определяющей давление, $\delta \Pi_{xx} \propto \int v_x p_x \delta f d^3p$, также обращается в ноль, подтверждая законность равенства $P = nT$ и тем самым соотношения (86).

Плотность потока энергии,

$$\begin{aligned} q &= \int_0^\infty \varepsilon v_x \delta f \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = -\frac{2\tau}{3mT} \frac{dT}{dx} \int_0^\infty f_0 \varepsilon^2 \left(\frac{\varepsilon}{T} - \frac{5}{2} \right) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = \\ &= -\frac{2\tau}{3m} \frac{dT}{dx} A n T^{5/2} \left(\Gamma\left(\frac{9}{2}\right) - \frac{5}{2} \Gamma\left(\frac{7}{2}\right) \right) = -\kappa \frac{dT}{dx} \end{aligned}$$

где

$$\kappa = \frac{5nT\tau}{2m} \quad (89)$$

- коэффициент теплопроводности.

Следует сознаться, что τ -приближение не удаётся обосновать. Более корректный подход к решению кинетического уравнения можно найти, например, в [3, 6 - 10], [22, 7 - 13], [23, гл. II].

Выражение (89) справедливо по порядку величины, при этом нужно иметь в виду, что $\tau \sim l/v$, где $l \sim 1/n\sigma$ - длина свободного пробега, $v \sim \sqrt{T/m}$ - тепловая скорость, σ - сечение рассеяния молекул.

Поэтому $\kappa \sim \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{T}{m}}$. Обратим внимание, что теплопроводность оказалась не зависящей от концентрации газа.

Разумеется, при очень малой концентрации газа, когда на длину свободного пробега нельзя смотреть как на исчезающе малую (например, для газа между стенками колбы термоса), зависимость от концентрации вполне существенна.

3.4 Problems about surface effects 1

O1-12.1 поверхностное натяжение воды по параметрам капли (?????)

Для определения поверхностного натяжения воды взвешивают капли, отрывающиеся от капилляра, и измеряют диаметр d шейки капли в момент отрыва. Оказалось, что масса 318 капель воды равна 5 г, а $d = 0,7$ мм. Найти поверхностное натяжение воды.

12.

1. $\sigma = \frac{mg}{\pi d} \approx 70$ дин/см, где m - масса капли.

O1-12.2

Как велико поверхностное натяжение жидкости σ , если петля из резинового шнура длиной l с поперечным сечением S , положенная на пленку этой жидкости, растянулась в окружность радиусом IR после того, как пленка была проколота внутри петли? Считать, что при малых растяжениях для резины справедлив закон Гука и модуль Юнга резины равен E .

12.

2. $\sigma = \frac{(2\pi R - l)ES}{2\pi R^2}$.

O1-12.3

Капля несжимаемой жидкости совершает пульсационные колебания, становясь последовательно вытянутой, сферической, сплюснутой, сферической, снова вытянутой и т. д. Как зависит период этих пульсаций T от плотности ρ , поверхностного натяжения σ и радиуса капли r ?

12.

3. $T \approx \sqrt{\frac{\pi r^3}{\sigma}}$. Применить метод размерностей.

O1-12.4

Известно, что видимая яркость некоторых звезд (пульсаров) Периодически колеблется. По одной из теорий изменение яркости связано с изменением формы звезд, колеблющихся подобно капле воды под действием силы поверхностного натяжения. Предполагается, что пульсары состоят из нейтронов. Оценить поверхностное натяжение нейтронного вещества, если положить, что масса звезды $M = 2 \cdot 10^{33}$, а период колебаний T составляет около 1 с. Капля воды массой $m = 1$ г колеблется с периодом $\tau = 0,05$ с. Коэффициент поверхностного натяжения воды равен $\sigma_0 = 70$ дин/см.

12.

4. $\sigma = \sigma_0 \frac{M}{m} \left(\frac{\tau}{T}\right)^2 = 3,5 \cdot 10^{31}$ дин/см.

O1-12.5

Рассмотрев цикл Карно для пленки Жидкости в предположении, что температуры нагревателя и холодильника бесконечно мало отличаются друг от друга, и применив теорему Карно, найти производную поверхностного натяжения σ жидкости по температуре T

12.

5. $\frac{d\sigma}{dT} = -\frac{q}{T}$.

Решение. Рассмотрим пленку жидкости и проведем с ней бесконечно малый цикл Карно. Будем откладывать по горизонтальной оси площадь пленки F , а по вертикальной оси - поверхностное натяжение σ (рис. 487). При постоянной температуре поверхностное натяжение также постоянно. Поэтому на нашей диаграмме изотермы изобразятся горизонтальными прямыми. Начальное состояние пленки характеризуется точкой 1. Приведем пленку в тепловой контакт с нагревателем, температура которого равна температуре пленки в состоянии 1. Затем внешними усилиями квази-

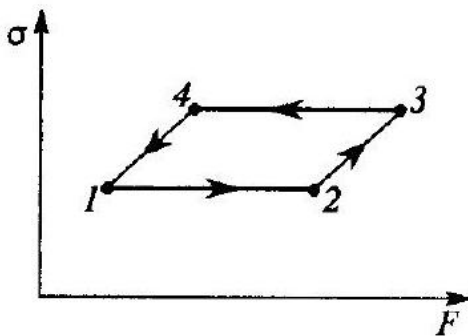


Рис. 487 статически растянем пленку до состояния 2. На это надо затратить работу. Эта работа отрицательна: $A_1 = -\sigma(T_1) \Delta F$, где ΔF - приращение площади пленки при растяжении по изотерме 1 - 2. При

изотермическом растяжении к пленке надо подводить тепло. Величина подведенного тепла $Q_1 = q \Delta F$. В состоянии 2 изолируем пленку от нагревателя и адиабатически бесконечно мало растянем ее до состояния 3, в котором пленка примет температуру холодильника T_2 . Предполагается, что температуры T_1 и T_2 отличаются друг от друга бесконечно мало. В состоянии 3 приведем пленку в тепловой контакт с холодильником и изотермически переведем ее в состояние 4. Поверхность пленки уменьшится на ΔF , и она совершит положительную работу $A_2 = \sigma(T_2) \Delta F$. Из состояния 4 вернем пленку в исходное состояние 1. Работой пленки на адиабатах 2 - 3 и 4-1 можно пренебречь, как величиной более высокого порядка малости. Полная работа, совершенная пленкой во время кругового процесса,

$$A = A_1 + A_2 = [\sigma(T_2) - \sigma(T_1)] \Delta F = \frac{d\sigma}{dT} (T_2 - T_1) \Delta F$$

По теореме Карно

$$\frac{A}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

Подставляя сюда найденные выше выражения для A и Q_1 , после сокращения получим

$$\frac{d\sigma}{dT} = -\frac{q}{T} \quad (*)$$

O1-12.6

Найти выражение для внутренней энергии пленки U .

O1-12.7

Определить изменение температуры пленки при адиабатическом расширении.

O1-12.8

Мыльная пленка имеет толщину $h = 10^{-3}$ мм и температуру $T = 300$ К. Вычислить понижение температуры этой пленки, если ее растянуть адиабатически настолько, чтобы площадь пленки удвоилась. Поверхностное натяжение мыльного раствора убывает на 0,15 дин/см при повышении температуры на 1 К.

O1-12.9

В сосуде с адиабатическими стенками находится мыльный пузырь радиусом $r = 5$ см. Общее количество воздуха в сосуде и в пузыре $\nu = 0,1$ моль, его температура $T = 290$ К (предполагается, что она одинакова внутри и вне пузыря). При этой температуре поверхностное натяжение $\sigma = 70$ дин/см, $d\sigma/dT = -0,15$ дин/(см · К). Как изменится температура воздуха в сосуде, если пузырь лопнет? Теплоемкостью образовавшихся капелек пренебречь.

O1-12.10

Показать, что вблизи абсолютного нуля поверхностное натяжение жидкости перестает зависеть от температуры, т.е. $\lim_{T \rightarrow 0} \frac{d\sigma}{dT} = 0$. (Конкретно речь может идти только о гелии - единственном веществе, остающимся жидким при абсолютном нуле температуры.)

O1-12.11

Чему равно капиллярное давление P в капельке ртути с диаметром $d = 1$ мкм при температуре 15°C , если поверхностное натяжение ртути при этой температуре $\sigma = 487$ дин/см?

O1-12.12

Чему равно добавочное давление P внутри мыльного пузыря с диаметром $d = 0,8$ см, если поверхностное натяжение мыльной воды $\sigma = 40$ дин/см?

O1-12.13

Оценить максимальное количество воды, которое можно налить в решето с парафинированным дном с диаметром $D = 20$ см, если последнее сделано из металлического листа с круглыми отверстиями диаметром $d = 1$ мм. Поверхностное натяжение воды $\sigma = 70$ дин/см. Как зависит максимальное количество наливаемой жидкости от ее плотности?

O1-12.17

С какой силой F притягиваются две вертикальные и параллельные стеклянные пластинки, частично погруженные в воду так, что расстояние между ними равно $d = 0,1$ мм? Ширина пластинок $l = 15$ см, $\sigma = 73$ дин/см, $\theta = 0^\circ\text{C}$. Высота пластинок такова, что поднимавшаяся вода не доходит до их верхних краев.

O1-12.18

Какова разность уровней жидкости в двух сообщающихся капиллярах с диаметрами d_1 и d_2 ? Поверхностное натяжение жидкости равно σ , Плотность - ρ . Краевые углы менисков равны нулю.

O1-12.19

Вертикально расположенный стеклянный капилляр длиной l и радиусом r запаян с верхнего конца. На какую высоту h поднимется вода в капилляре, если его нижний конец привести в соприкосновение с поверхностью воды?

O1-12.20

На какую высоту h поднимается вода между двумя вертикальными стеклянными пластинками, частично погруженными в эту Жидкость, если расстояние между ними $d = 0,5$ мм? Для воды $\sigma = 73$ дин/см. Краевой угол θ в этом случае можно считать равным 0.

O1-12.21

Две стеклянные вертикальные пластинки, погруженные частично в жидкость, образуют друг с другом очень малый двугранный угол α . Найти высоту поднятия жидкости h как функцию расстояния x от ребра двугранного угла.

O1-12.22

Капля воды с массой $m = 0,1$ г введена между двумя плоскими и параллельными между собой стеклянными пластинками, смачиваемыми водой, причем краевой угол $\theta = 0$. Как велика сила F притяжения между пластинками, если они находятся друг от друга на расстоянии $d = 10^{-4}$ см? Поверхностное натяжение воды (при 18°C) $\sigma = 73$ дин / см.

O1-12.23

Грамм ртути помещен между двумя плоскими стеклянными пластинками. Какую силу F надо приложить к верхней пластинке, чтобы ртуть приняла форму круглой лепешки однородной толщины и радиусом $R = 5$ см. Поверхностное натяжение ртути (при 15°C) $\sigma = 487$ дин /

O1-12.28

Мыльный пузырь радиусом 1 см нагревается от температуры 20°C до температуры 52°C . Найти радиус r нагретого пузыря. Коэффициент поверхностного натяжения принять равным 40 дин/см и считать, что он не зависит от температуры.

O1-12.29

В вакуумную камеру помещен масляный пузырь, внутри которого находится идеальный одноатомный газ. Газ внутри пузыря нагревают. Найти молярную теплоемкость C газа в этом процессе. Зависимостью поверхностного натяжения от температуры пренебречь.

O1-12.30

Определить молярную теплоемкость воздуха C внутри мыльного пузыря, который при внешнем давлении P_0 , температуре T_0 имеет радиус r . Коэффициент поверхностного натяжения мыльной пленки σ от температуры не зависит.

O1-12.31

В вакуумной камере находится масляный пузырь радиусом $r_0 = 3$ см. Введением поверхностно-активного вещества коэффициент поверхностного натяжения $\sigma_0 = 60$ эрг/см² был понижен в $a = 1,29$ раз. Какое количество тепла надо подвести к газу внутри пузыря, чтобы температура его осталась неизменной? Газ считать идеальным.

O1-12.32

Мыльный пузырь радиусом r , поднявшийся до некоторой высоты, увеличил свой радиус вдвое. Считая атмосферу Земли изотермической, найти изменение энтропии мыльного пузыря. Давление у поверхности Земли равно P_0 , коэффициент поверхностного натяжения мыльной пленки - σ , удельная теплота образования мыльной пленки - q .

O1-12.33

Мыльный пузырь выдут через цилиндрическую трубку с внутренним радиусом $r = 1$ мм и длиной $l = 10$ см. Когда радиус пузыря достигает значения $R_0 = 10$ см, перестают дуть, и воздух из пузыря начинает выходить через трубку. Через какое время, начиная с этого момента, пузырь исчезнет? Поверхностное натяжение мыльного раствора $\sigma = 50$ дин/см, вязкость воздуха $\eta = 1,8 \cdot 10^{-4}$ дин·с/см². Изменением плотности воздуха за время процесса пренебречь.

O1-12.35

Капля воды равномерно падает в воздухе. На сколько отличается радиус кривизны R_1 ее поверхности в нижней точке от радиуса кривизны R_2 в верхней точке, если расстояние между этими точками $d = 2$ мм? Поверхностное натяжение $\sigma = 70$ дин/см.

O1-12.36*. Зависимость размеров пузыря от температуры (????)

Внутри мыльного пузыря радиусом r_0 находится воздух (идеальный газ) при температуре T_0 и давлении P_0 . Поверхностное натяжение мыльного раствора при этой температуре равно σ_0 . Удельная теплота изотермического образования единицы поверхности мыльной пленки при той же температуре равна q_0 . Найти производную радиуса пузыря по температуре dr/dT для $T = T_0$. Наружное давление остается постоянным.

O1-12.37 Поверхностное натяжение по высоте столбика в капилляре

Найти поверхностное натяжение σ жидкости, если в капилляре с диаметром $D = 1$ мм она поднимается на высоту $h = 32,6$ мм. Плотность жидкости $\rho = 1$ г/см³. Краевой угол мениска равен нулю.

O1-12.38

В вакуумной камере на двух концах трубки находятся два почти одинаковых по размеру масляных пузыря, наполненных воздухом. В начальный момент трубка перекрыта краном. Что произойдет после открытия крана? Считая процесс изотермическим, вычислить, насколько изменится суммарная энтропия газа. Начальные радиусы пузырей $r_0 = 5$ см. Поверхностное натяжение масла $\sigma = 30$ дин/см. Температура $T = 300$ К.

O1-12.39

В вакуумной теплоизолированной камере на двух концах трубки находятся два почти одинаковых по размеру масляных пузыря, наполненных гелием. В начальный момент трубка перекрыта краном. Что произойдет после открытия крана? Во сколько раз изменятся температура и давление в пузырях? Изменится ли энтропия системы? Теплоемкостью пленки и трубки пренебречь по сравнению с теплоемкостью газа. Считать, что поверхностное натяжение не зависит от температуры.

Solutions.12. Поверхностные явления**12.**

6. Решение. По первому началу термодинамики $\delta Q = dU - \sigma dF$, где F - площадь поверхности пленки. Если процесс - изотермический, то согласно (*) (см. решение предыдущей задачи)

$$\delta Q = q dF = -T \frac{d\sigma}{dT} dF$$

Таким образом, при изотермическом увеличении поверхности пленки

$$dU = \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) dF$$

За параметры, определяющие состояние пленки, можно принять площадь F и температуру T . Энергия, приходящаяся на единицу поверхности пленки, от величины F не зависит. Поэтому

$$U = \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) F$$

12.

7. $dT_S = \frac{T}{c_F} \frac{d\sigma}{dT} dF = -\frac{q}{c_F} dF$, где c_F -теплоемкость пленки (в эрг/К) при постоянном значении F , а q (в эрг/см) определяется формулой (*) (см. решение задачи 12.5). При адиабатическом расширении пленка охлаждается.

12.

8. Считая, что теплоемкость пленки в эрг/К $c_F = c\rho hF_0/2$ (c - удельная теплоемкость воды), получим

$$\Delta T = \frac{2T}{c\rho h} \frac{d\sigma}{dT} \approx -0,02 \text{ K}$$

Коэффициент «2» учитывает то обстоятельство, что пленка - двухсторонняя.

12.

9. $\Delta T = \frac{16\pi r^2}{5vR} \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) = 3,14 \cdot 10^{-3} \text{ K}.$

12.

10* Решение. Подставим в формулу (*) (задача 12.5) $q = T\Delta S$, где ΔS - приращение энтропии пленки при увеличении ее поверхности на единицу. Получим

$$\frac{d\sigma}{dT} T = -\Delta S$$

Согласно теореме Нернста при абсолютном нуле температур все процессы идут без изменения энтропии, т.е. $\Delta S = 0$. Отсюда следует, что при абсолютном нуле температур производная $d\sigma/dT$ обращается в нуль.

12.

11. $P = 4\sigma/d \approx 196 \text{ Н/см}^2.$

12.

12. $P = \frac{8\sigma}{d} \approx 400 \text{ дин /см}^2 \approx 0,29 \text{ мм рт. ст.}$

12.

13. $M \approx \frac{\pi\sigma D^2}{gd} \approx 900 \text{ г.}$ Масса наливаемой жидкости от ее плотности не зависит.

12.

14. $h \approx \frac{2\sigma}{\rho g a} \approx 35 \text{ см.}$

12.

15. $\Delta(h_1 - h_2) = \frac{4\Delta\sigma(d_2 - d_1)}{\rho g d_1 d_2} \approx 24,2 \text{ mm.}$

12.

$$16. r = \frac{2\sigma}{\rho gh} \approx \frac{\sigma}{5\rho gh} \approx 1,5 \cdot 10^3 \text{ cm.}$$

12.

$$17. F = \frac{2\sigma^2 l \cos^2 \theta}{\rho g d^2} \approx 16 \text{ H.}$$

12.

$$18. h_1 - h_2 = \frac{4\sigma(d_2 - d_1)}{\rho g d_1 d_2}.$$

12.

$$19. h = \frac{P + \rho g l + \frac{2\sigma}{r} - \sqrt{(\rho + \rho g l + \frac{2\sigma}{r})^2 - \frac{8\sigma \rho g l}{r}}}{2\rho g} \approx \frac{2\sigma l}{r(P + \rho g l + \frac{2\sigma}{r})},$$

где P - атмосферное давление.

12.

$$20. h = \frac{2\sigma \cos \theta}{d\rho g} = 3 \text{ cm}$$

12.

$$21. h = \frac{\sigma \cos \theta}{\rho g \sin(\alpha/2)} \frac{1}{x} \approx \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g \alpha} \quad . \quad .$$

12.

22. $F = 1,46 \cdot 10^4 \text{ H}$. Решение. Капля примет форму диска с вогнутой периферийной поверхностью. Кривизной сечения этой поверхности плоскостью, параллельной пластинкам, можно пренебречь. Радиус кривизны нормального к нему сечения $r = d/2$. Средняя кривизна боковой поверхности диска

$$\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} = \frac{1}{R} + \frac{2}{d}$$

Давление жидкости между дисками меньше атмосферного на $\Delta P = 2\sigma/d$. Площадь диска $S = m/(\rho d)$, где ρ - плотность жидкости. Пластинки будут прижиматься друг к другу с силой

$$F = S\Delta P = \frac{2m\sigma}{\rho d^2} = 1,46 \cdot 10^9 \text{ дин} = 1,46 \cdot 10^4 \text{ H.}$$

12.

$$23. F = \frac{2\sigma \rho \cos \theta}{m} \pi^2 R^4 = 630 \text{ H, где } m - \text{ масса ртути.}$$

12.

$$24^* d_2 = 5,23 \cdot 10^{-3} \text{ см.}$$

Решение. Величина d_2 находится из уравнения

$$\left(P_0 + \rho g h + \frac{4\sigma}{d_1}\right) d_1^3 = \left(P_0 + \frac{4\sigma}{d_2}\right) d_2^3$$

где P_0 - атмосферное давление. Так как $4\sigma/d_1 \ll P$ и тем более $4\sigma/d_2 \ll P_0$, то в нулевом приближении эти члены можно отбросить (т. е. пренебречь поверхностным натяжением). Это дает $d_2 = 5,3 \cdot 10^{-3}$ см. Найденное значение можно уточнить по методу последовательных приближений. В первом приближении $d_2 = 5,23 \cdot 10^{-3}$ см.

12.

25. $\Delta T > 4\sigma T/(Pr)$

12.

26. $P = 8P_0 + 24\sigma/r$.

12.

27. $C - C_P \approx \frac{4\sigma R}{3P_0 r} \approx \frac{2}{3} R \cdot 10^{-5} \approx 1,325 \cdot 10^{-4}$ кал/(моль $\cdot$ К).

12.

28. $r = 1,04$ см.

12.

29. $C = 3R$.

12.

30. $C = C_P + \frac{4\sigma R}{3P_0 r + 8\sigma}$.

12.

31. $Q = 8\pi\sigma_0 r_0^2 \ln a \approx 3,4 \cdot 10^3$ эрг.

12.

32. $\Delta S = \frac{12\pi r^2}{T} \left(q + \frac{1}{3} r P_0 \ln 2 \right)$, где T - температура атмосферы.

12.

33. Время t связано с радиусом пузыря соотношением

$$t = \frac{2\eta l}{\sigma r^4} (R_0^4 - R^4).$$

Пузырь исчезнет через $t = \frac{2\eta l}{\sigma r^4} R_0^4 = 7,2 \cdot 10^3$ с ≈ 2 ч.

12.

$$34. t = \frac{2}{7a^2} \sqrt{\frac{2P\mu}{\sigma RT}} r_0^{7/2} \approx 630\text{с} = 10,5 \text{ мин. (Сравните с ответом предыдущей задачи.)}$$

12.

$$35. R_2 - R_1 = \frac{\rho g d^3}{4\sigma} \approx 0,28\text{м.}$$

12.

$$36. \left(\frac{dr}{dT}\right)_{T=T_0} = \frac{r_0}{T_0} \frac{4q_0 + r_0 P_0}{3r_0 P_0 - 4\sigma_0}.$$

Решение. Давление внутри пузыря $P = P_{\text{нар}} + 4\sigma/r$. Дифференцируя при постоянном наружном давлении $P_{\text{нар}}$ и полагая $r = r_0, \sigma = \sigma_0$, получим

$$dP = \frac{4d\sigma}{r_0} - \frac{4\sigma_0 dr}{r_0^2}$$

По известной формуле $d\sigma = -\frac{q_0}{T_0} dT$. Исключая $d\sigma$, получим

$$dP = -\frac{4q_0}{r_0 T_0} dT - \frac{4\sigma_0}{r_0^2} dr$$

Так как масса газа внутри пузыря постоянна, то $\frac{Pr^3}{T} = \frac{P_0 r_0^3}{T_0}$; отсюда

$$\frac{dP}{P_0} + \frac{3dr}{r_0} - \frac{dT}{T_0} = 0$$

Исключая отсюда и из предыдущего соотношения величину dP , получим окончательный ответ.

12.

$$37. \sigma = \frac{g D h \rho}{4} \approx 80 \text{ дин /}.$$

12.

$$38. \Delta S = \frac{16\pi\sigma r_0^2}{3T} \ln 2 \approx 28 \text{ эрг/К.}$$

12.

$$39. T = T_0; P = \frac{P_0}{\sqrt{2}}; \Delta S > 0.$$

12.

$$40. A = \frac{3M\sigma}{r\rho}; \Delta S = \frac{3Mq}{Tr\rho}.$$

3.5 Problems about surface effects 2

O1-12.42

Определить глубину h ртутной лужицы на плоском горизонтальном стекле. Поперечные размеры лужицы велики по сравнению с ее глубиной. Поверхностное натяжение ртути на границе с воздухом $\sigma = 490 \text{ дин/см}$, краевой угол на стекле $\theta = 140^\circ$. Плотность ртути $\rho = 13,6 \text{ г/см}^3$.

O1-12.43

Известно, что в поршневых насосах вода из бассейна при нормальных внешних условиях не поднимается за поршнем выше 10 м. На какую высоту поднимется вода в абсолютно смачиваемом капилляре практически неограниченной длины и диаметром 1 МКМ?

O1-12.44 Пленка в канале

Абсолютно смачиваемый канал переменного сечения, радиус которого связан с высотой как $r = r_0 e^{-h/r_0}$, расположен вертикально в однородном гравитационном поле (рис. 446). Внутри канала помещается мыльная пленка массой m с коэффициентом поверхностного натяжения σ . Считая пленку плоской, определить, на какой высоте она установится.

Solution

(!!! нужна картинка! пока не понял, что происходит.)

O1-12.45 Просачивание дождя (?????)

Во время дождя можно наблюдать, как через брезент палатки начинает пробиваться мельчайшая водяная пыль. Принимая, что размер отверстий между нитями в брезенте $d = 0,05$ мм, оценить минимальный размер капель дождя, способных «пробить» брезент. Ткань палатки тонкая, несмачиваемая водой, а сила сопротивления F воздуха движению капли радиусом R равна $\rho_{\text{возд}} v^2 \pi R^2$.

Solution

(!!! интересно, но не знаю пока что, не готов.)

O1-12.48

При работе с отравляющими веществами опасно находиться в комнате, зараженной их мелкими каплями (пример - последствия от разбитого ртутного термометра). Определить, во сколько раз давление пара над ртутью в виде капель с радиусом 10^{-6} см выше, чем над плоской поверхностью. При температуре 293 К коэффициент поверхностного натяжения ртути $\sigma = 487$ дин /см, молярная масса ртути $\mu = 200,6$ г/моль, Плотность ртути $\rho = 13,55$ г/см³.

O1-12.49

Вычислить давление насыщенного водяного пара при 20°C над сферической поверхностью капли воды, если ее радиус: 1) $r_1 = 10^{-5}$ см (капелька тумана), 2) $r_2 = 10^{-7}$ см. При такой температуре для воды $\sigma = 72,7$ дин /см, $v = 1,002$ см³/, $P_0 = 17,5$ мм рт. ст.

O1-12.50

Сосуд с водой нагревают при постоянном давлении $P_0 = 1$ атм. Оценить, на сколько температура вскипания воды будет выше 100°C, если из нее предварительно удалены растворенные газы, а максимальный размер твердых песчинок находящейся в ней взвеси составляет $r_{\text{max}} = 10$ мкм. Коэффициент поверхностного натяжения принять равным $\sigma = 60$ эрг/см², а теплоту испарения $\Lambda = 9,7$ ккал/моль.

O1-12.51

Вода без примесей нагревается до температуры $t = 101^\circ\text{C}$ при внешнем давлении $P_0 = 1$ атм. Оценить минимальный размер песчинки, которая при попадании в воду вызовет вскипание воды. Коэффициент поверхностного натяжения воды $\sigma = 58,8$ эрг/см², удельная теплота парообразования $\lambda = 2,26 \cdot 10^6$ Дж/кг, удельный объем водяного пара $v_{\text{п}} = 1,7$ м³/ при $t = 100^\circ\text{C}$.

O1-12.52

Пары воды, находящиеся в помещении, начинают конденсироваться на гладкой поверхности при охлаждении ее до $t_1 = 10^\circ\text{C}$. Начиная с какой температуры они будут конденсироваться на пористом теле с радиусом пор $r = 10^{-5}$ см? Удельная теплота парообразования воды $\lambda = 2,48$ кДж /г, а коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 70$ дин/см. Считать, что поверхность пор смачивается водой, причем угол смачивания равен нулю.

O1-12.55

Оценить максимальное давление, при котором водяной пар может оставаться пересыщенным при температуре 100°C , находясь в сосуде с несмачиваемыми стенками. Коэффициент поверхностного натяжения воды принять $\sigma = 70$ дин/см.

O1-12.56

Переохлажденный водяной пар находится при давлении $P_0 = 1$ атм и температуре $t_0 = 99^\circ\text{C}$ в сосуде с несмачиваемыми стенками. Каков минимальный размер капли, которая должна образоваться, чтобы произошла конденсация пара? Коэффициент поверхностного натяжения воды принять $\sigma = 70$ дин/см, удельную теплоту испарения $\lambda = 2,3$ кДж/г.

O1-12.57

Небольшое облако, состоящее из водяных капель диаметром $d = 0,1$ мкм, постепенно сконденсировалось в одну каплю массой $M = 1$ г. Считая процесс адиабатическим, вычислить изменение энтропии и температуру капли. Температура облака $t = 27^\circ\text{C}$, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 70$ дин/см, а $d\sigma/dT = -0,15$ дин/(см · К).

12.

57. $\Delta T = -\frac{\Delta F}{Mc} \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) = 1,7$ К, где ΔF - изменение поверхности, c - удельная теплоемкость воды, равная $4,2 \cdot 10^7$ эрг/(г · К); $\Delta S = -\Delta F \frac{d\sigma}{dT} = -1,4 \cdot 10^5$ эрг/К.

O1-12.58

Туман состоит из капелек воды с радиусом $0,0005$ мм. Насколько должен быть пересыщен водяной пар в окружающем пространстве, температура которого 10°C , чтобы капельки находились в равновесии с паром? Давление пара, насыщающего пространство при 10°C , равно $9,2$ Тор. Коэффициент поверхностного натяжения равен 70 дин/см.

12.

58. $\Delta P = 0,02$ Тор.**O1-12.59**

Мельчайшая капелька воды ($r = 10$ мкм) находится в замкнутой полости объемом V в равновесии с паром. При каком размере полости это равновесие может быть устойчивым? Стенки полости несмачиваемы, других капель и центров конденсации нет. Рассмотреть изотермические условия с $T = 300$ К, пар считать идеальным газом, его давление $P_H = 27$ мм рт. ст.

12.

59. $V < 2\pi r^4 \frac{RT\rho^2}{\mu\sigma\rho_\pi} = 2\pi r^4 \frac{\rho^2}{\sigma P_H} \left(\frac{RT}{\mu} \right)^2 = 4,8$ см³; $R \approx \sqrt[3]{V} \approx 1,7$ см, где $\sigma = 70$ дин/см.

Указание. Имеется в виду устойчивость по отношению к испарению капли с усилением пересыщения.

O1-12.60

Жидкий ^4He ($\text{He} - \text{I}$) при нормальном атмосферном давлении в точке кипения имеет плотность $\rho = 0,122$ г/см³. При этом коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 0,38$ дин/см. Оценить удельную теплоту парообразования $\lambda^4\text{He}$ при этих условиях. В качестве модели жидкого гелия принять плотную упаковку шаров.

12.

$$60. \lambda = \frac{4\sigma}{\rho^{2/3}} \left(\frac{\pi N_A}{6\mu} \right)^{1/3} = 2,65 \cdot 10^8 \text{ эрг/г.}$$

В действительности $\lambda = 2,093 \cdot 10^8 \text{ эрг/г} = 83,7 \text{ Дж/моль}$. При решении следует иметь в виду, что каждая молекула поверхностного слоя имеет порядка 9 «соседей», в отличие от молекулы внутри жидкости (12 «соседей»).

61

12.

$$61. \tau = \frac{7\rho_0^2 a^3}{32\sigma\lambda\rho} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}}, \text{ где } \lambda - \text{длина свободного пробега молекул пара.}$$

O1-12.62

В центре сферы радиусом $a = 1 \text{ см}$ находится капля воды. Пространство между каплей и сферой заполнено насыщенным паром. На внутренней поверхности сферы имеется очень тонкий слой воды. В начальный момент времени радиус капли $b_0 = 0,5 \text{ см}$. Полагая температуру системы $T = 300 \text{ К}$ постоянной, оценить время τ , за которое масса капли уменьшится на $\Delta m = 10 \text{ мг}$. При этой температуре давление насыщенного пара над плоской поверхностью $P_\infty = 3,5 \cdot 10^3 \text{ Па}$, коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 70 \text{ дин/см}$, эффективный коэффициент диффузии $D = 10 \text{ см}^2/\text{с}$. Насыщенный пар считать идеальным газом.

12.

$$62. \tau = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{RT}{\mu} \right)^2 \frac{\rho_\infty \Delta m}{D\sigma P_\infty} \frac{a-b_0}{a+b_0} \approx 1,04 \cdot 10^7 \text{ с} \approx 120 \text{ сут.}$$

O1-12.63

В центре сферы радиусом $a = 1 \text{ см}$ находится капля воды. Пространство между каплей и сферой заполнено насыщенным паром. На внутренней поверхности сферы имеется очень тонкий слой воды. В начальный момент времени радиус капли $b_0 = 0,1 \text{ мм}$. При постоянной температуре системы $T_1 = 300 \text{ К}$ время испарения 20% капли составило $\tau_1 \sim 1 \text{ ч}$. Оценить относительное изменение времени испарения $(\tau_2 - \tau_1)/\tau_1$ 20% массы такой же капли, если температура системы $T_2 = 320 \text{ К}$. При температуре $T_1 = 300 \text{ К}$ коэффициент поверхностного натяжения $\sigma = 70 \text{ дин/см}$, $\frac{d\sigma}{dT} = -0,15 \text{ дин/(см} \cdot \text{К)}$. Насыщенный пар считать идеальным газом.

12.

$$63. \frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_1} = 2 \frac{\Delta T}{T} - \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 0,09.$$

O1-12.64

Неподвижная маленькая водяная капля находится в пересыщенной водяным паром атмосфере. Парциальная плотность водяного пара на большом расстоянии от капли ρ_∞ больше плотности насыщенного пара над плоской поверхностью $\rho_0 = 1,7 \cdot 10^{-5}/\text{см}^3$ при температуре $T_0 = 293 \text{ К}$ в $f = \rho_\infty/\rho_0 = 1,002$ раз. В некоторый момент времени радиус капли равен $r = 10^{-5} \text{ см}$. Считая процесс изменения размера капли квазистатическим, оценить для указанного радиуса разницу между температурой вблизи поверхности капли и температурой на большом расстоянии от капли. Насыщенный пар воды рассматривать как идеальный газ. Коэффициент диффузии паров воды в воздухе $D = 0,3 \text{ см}^2/\text{с}$; коэффициент теплопроводности воздуха $\kappa = 2,4 \cdot 10^3 \text{ эрг/(с} \cdot \text{см} \cdot \text{град)}$. Удельная теплота испарения воды $\lambda = 2,2 \cdot 10^{10} \text{ эрг/г}$. Поверхностное натяжение $\sigma = 70 \text{ дн/см}$.

12.

$$64. \Delta T = \frac{D\lambda\rho_0}{\kappa} \frac{f-1-\frac{2\sigma\mu}{\rho_1 RT_0 r}}{1+\frac{D\lambda\rho_0}{\kappa T_0} \left(\frac{\mu\lambda}{RT_0} + \frac{2\sigma\mu}{\rho_1 RT_0 r} - 1 - \frac{4\sigma\mu}{\rho_1 RT_0 r} \right)} \approx -0,11 \text{ К.}$$

Solutions.12. Поверхностные явления**12.**

41. $\tau = 2\sqrt{\frac{5\pi m}{\sigma}} \approx 0,2 \text{ с.}$

12.

42. $h = 2\sqrt{\frac{\sigma}{\rho g}} \sin \frac{\theta}{2} \approx 3,6 \text{ mm.}$

12.

43. В соответствии с формулой $h = \frac{2\sigma}{\rho g r}$ вода в капилляре может подняться до 14 м, поскольку максимальный размер пузырька пара ограничен диаметром капилляра.

12.

44. Пленка установится на высоте, соответствующей минимуму полной энергии $mgh + 2\sigma S$, где S - поверхность пленки.

$$h = \ln \sqrt{\frac{4\pi\sigma r_0}{mg}}$$

12.

45. $R > \frac{9\sigma\rho_{\text{воз}}}{2\rho^2gd} = 0,086 \text{ см} \approx 1 \text{ мм, где } \rho - \text{плотность воды.}$

12.

46. $\sqrt{\frac{T_1}{T_0}} = \frac{1}{P_0} (\rho gh + \frac{2\sigma}{r}); \frac{T_1}{T_0} \approx 1,12.$

12.

47. $\frac{T_1}{T_0} = \left(1 + \frac{4\sigma}{rP_0}\right)^2 \approx 1,19.$

12.

48. $\frac{P_r}{P_\infty} = 1,8.$

12.

49. 1) $P - P_0 \approx \frac{2\sigma}{r} \frac{v_{\text{ж.}}}{v_g} \approx \frac{2\sigma}{r} \frac{\mu v_{\text{ж.}} P_0}{RT} = 252 \text{ дин / см}^2 = 0,19 \text{ мм рт. ст.}$

2) $P/P_0 = 2,9$. При столь малых размерах формула $\frac{P}{P_0} = \exp\left(\frac{\mu v}{RT} \frac{2\sigma}{r}\right)$, по которой и был получен этот результат, может рассматриваться как оценочная.

12.

$$50. \Delta T = \frac{2\sigma}{r} \frac{RT_0^2}{\Lambda P_0} = \frac{2\sigma R}{r} \frac{TV}{\Lambda} \approx 3,3 \text{ К, где } V - \text{ молярный объем пара.}$$

12.

$$51. r = \frac{2\sigma v_n T}{\lambda(t-t_0)} \approx 0,03 \text{ мм. При этом было учтено, что } \frac{\rho_n}{\rho} \ll 1.$$

12.

$$52. t = t_1 + \frac{2\sigma T_1}{r\lambda\rho} \approx 10,2^\circ\text{C}.$$

12.

$$53. \Delta P_n = \frac{2\sigma C_P V_n P_1}{Rr(\Lambda - C_P T_1)} \approx 1,3 \text{ мм рт. ст.}$$

12.

$$54. r \gg \frac{2\sigma\mu}{RT\rho} \approx 5,7 \cdot 10^{-9} \text{ м.}$$

12.

$$55. P_r = P_\infty \left(1 + \frac{2\sigma\mu}{RT\rho r}\right) = 1,09 \text{ атм, где } r = \left(\frac{3N\mu}{4\pi\rho N_A}\right)^{1/3} \simeq 90 \text{ Å- радиус минимальной капли.}$$

12.

$$56. r = \frac{2\sigma T}{\rho \varphi \lambda \Delta T} \approx 225 \text{ Å.}$$

3.6 Problems about steam, hydrodynamic thermal effects

ТУЙМ-75. Тонущий стакан (2012)

Большой неподвижный герметичный сосуд частично заполнен водой и поддерживается при постоянной температуре T . В воду пустили плавать открытый сверху цилиндрический тонкостенный стакан радиусом r , причём края стакана оказались на h выше, а дно на H ниже уровня воды (рис. 30). Дно стакана утяжелено, так что стакан плавает вертикально. При температуре T давление насыщенных паров воды равно P . Плотность ρ_w и молярная масса μ воды известны. Коэффициент прилипания молекул пара к поверхности воды равен α .

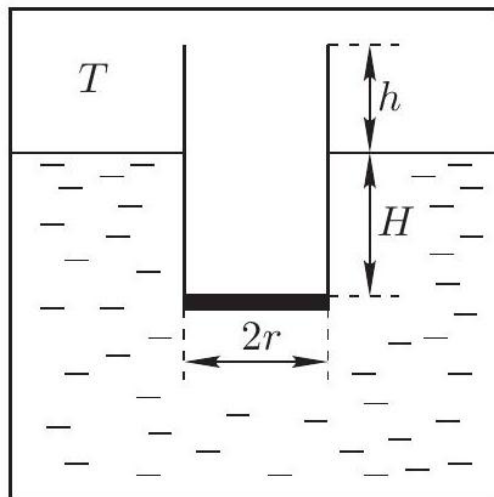


Рис. 30

1) Какая минимальная масса m воды должна накопиться в стакане, чтобы он утонул? Поверхностным натяжением можно пренебречь.

1) Найдите поток Φ молекул, покидающих поверхность воды.

1) Найдите разность концентраций Δn пара над поверхностями воды в стакане и сосуде, предполагая, что процессы диффузии протекают много быстрее процессов испарения.

1) Оцените время t , через которое стакан утонет.

Примечание. Коэффициент прилипания - это вероятность того, что молекула пара, налетевшая на поверхность воды, присоединится к воде. Поток это количество, отнесённое к площади и времени.

Задача 75. Тонущий стакан (2012)

В силу закона Архимеда разность уровней воды в стакане и в сосуде при погружении стакана будет постоянна и равна H . Стакан утонет, когда в нём накопится вода массой $m = \rho_w \pi r^2 h$ (рис. 136).

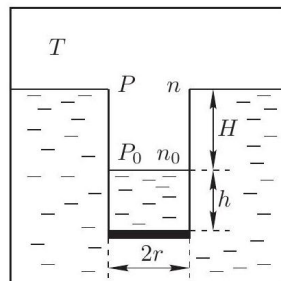


Рис. 136

Когда жидкость находится в термодинамическом равновесии со своим паром, поток молекул, вылетающих из жидкости, равен потоку молекул пара, «прилипающих» к поверхности жидкости:

$$\Phi = \alpha \cdot \frac{1}{4} n v$$

где n - концентрация, v - средняя скорость молекул пара. После подстановки

$$n = \frac{P}{kT} \quad \text{и} \quad v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

получаем

$$\Phi = \frac{\alpha P}{k} \sqrt{\frac{R}{2\pi\mu T}}.$$

Здесь приведена точная формула для Φ , однако следует считать правильными ответы с немного отличающимися числовыми коэффициентами, которые могут возникнуть, например, из-за подстановки среднеквадратичной скорости $v_{\text{ср.кв.}} = \sqrt{3RT/\mu}$ в качестве v или из-за использования «школьной» формулы для потока, содержащей коэффициент $1/6$ вместо $1/4$.

1) Давление газа монотонно зависит от высоты, поэтому пар может быть насыщенным лишь на некоторой одной высоте. Поскольку по условию сосуд большой по сравнению со стаканом, насыщенным пар будет именно на уровне поверхности воды в сосуде, а не на уровне поверхности воды в стакане. Пусть P_0 и n_0 - соответственно давление и концентрация пара на уровне поверхности воды в стакане, тогда из уравнения Менделеева-Клапейрона находим среднюю плотность пара в погружённой части стакана:

$$\rho = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu P}{RT} + \frac{\mu P_0}{RT} \right) \approx \frac{\mu P}{RT}$$

где подставлено $P_0 \approx P$, так как в данном случае учёт разницы давлений проявился бы в дальнейшем лишь как поправка второго порядка малости. Теперь найдём добавочное гидростатическое давление столба пара в стакане:

$$\Delta P = P_0 - P = \rho g H = \frac{\mu P g H}{RT}$$

и искомую разность концентраций:

$$\Delta n = n_0 - n = \frac{P_0}{kT} - \frac{P}{kT} = \frac{\Delta P}{kT} = \frac{\mu P g H}{kRT^2}$$

1) Стакан утонет из-за постепенного накопления в нём воды, возникшей в результате конденсации пара. При этом пар будет конденсироваться на внутренней поверхности погружённой части стакана, так как в этой области давление пара будет превышать давление насыщенного пара при данной температуре на величину гидростатического давления столба пара.

Далее приведён расчёт в предположении, что внутренние стенки стакана до уровня поверхности воды в сосуде влажные, то есть покрыты тонким слоем воды, однако можно считать верными решения участников с использованием модели сухих стенок. Общее количество молекул, вылетающих с полной поверхности воды площадью S за время t :

$$Z_1 = \Phi \cdot S \cdot t = \frac{\alpha}{4} n v \cdot (\pi r^2 + 2\pi r H) \cdot t.$$

Поток молекул, «прилипающих» к воде за то же время, определяется концентрацией пара на соответствующем уровне:

$$Z_2 = \frac{\alpha}{4} n_0 v \cdot \pi r^2 \cdot t + \frac{\alpha}{4} n_{\text{ср}} v \cdot 2\pi r H \cdot t$$

где $n_{\text{ср}} = (n + n_0)/2 = n + \Delta n/2$ - средняя концентрация пара в погружённой части стакана. В отличие от рассуждений при расчёте ρ , здесь нельзя полагать $n_{\text{ср}} \approx n$, так как далее основную роль играет именно разность этих величин. Найдём превышение числа «прилипающих» молекул над числом вылетающих:

$$\Delta Z = Z_2 - Z_1 = \frac{\alpha}{4} \Delta n v \cdot \pi r^2 t + \frac{\alpha}{4} \frac{\Delta n}{2} v \cdot 2\pi r H t = \frac{\pi}{4} \alpha \Delta n v r (r + H) t.$$

Стакан утонет, когда общая масса накопившихся в нём молекул воды станет равна m , то есть при выполнении условия

$$\Delta Z \cdot \frac{\mu}{N_A} = m$$

где μ/N_A - масса одной молекулы. Подставим сюда выражения для ΔZ и m :

$$\frac{\pi}{4} \alpha \Delta n v r (r + H) t \cdot \frac{\mu}{N_A} = \rho_w \pi r^2 h$$

Далее подставим выражения для Δn и v :

$$\frac{\pi}{4} \alpha \cdot \frac{\mu P g H}{kRT^2} \cdot \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} \cdot r(r + H) t \cdot \frac{\mu}{N_A} = \rho_w \pi r^2 h.$$

Используя соотношение $kN_A = R$, окончательно получаем

$$t = \frac{\sqrt{2\pi} \rho_w}{\alpha P g} \cdot \left(\frac{RT}{\mu} \right)^{3/2} \cdot \frac{r}{r + H} \cdot \frac{h}{H}.$$

Аналогично второму пункту оценочные ответы, отличающиеся только числовыми коэффициентами, следует считать правильными.

s

3.7 Problems about mechanical consequences of thermodynamics

МФТИ-ГКЭ.2021.1 Расширение от качения

С какой скоростью должна катиться без проскальзывания по горизонтальной поверхности стальная труба, чтобы её диаметр увеличился на 1%? Скорость звука в стали равна $s = 5$ км/с, толщина стенок трубы много меньше её радиуса.

Solution

(???)

Сила, действующая на элемент дуги трубы длиной dl по нормали к ней равна

$$dF = ES \frac{dR}{R} \frac{dl}{R}$$

где E - модуль Юнга стали, S - площадь сечения стенки трубы, dR - удлинение радиуса трубы R . С другой стороны, эта сила должна обеспечивать центростремительное ускорение этого элемента ($dm = \rho S dl$ - масса элемента дуги)

$$dF = dm \frac{v^2}{R} = \rho S dl \frac{v^2}{R}$$

откуда получаем

$$\frac{dR}{R} = v^2 \frac{\rho}{E} = \frac{v^2}{s^2}$$

или

$$v = s \sqrt{\frac{dR}{R}} = 500 \text{ м/с}$$

ТУЙМ-57. Пружина (1999)

Между двумя плоскостями с постоянными температурами T_1 и T_2 ($T_1 > T_2$) находится идеальный газ с молярной массой M . Расстояние между плоскостями равно H . К верхней плоскости на невесомой пружине подвешен маленький шарик массой m , средняя плотность которого равна ρ_0 . Длина пружины в недеформированном состоянии L_0 . Коэффициент жёсткости пружины равен k . Температура линейно возрастает при удалении от нижней плоскости.

1) Найдите распределение плотности газа между плоскостями, считая, что давление газа между плоскостями везде одинаково и равно p .

2) Найдите давление в газе p , если в положении равновесия длина пружины равна L_0 .

3) Найдите частоту малых колебаний шарика, считая, что при движении шарика газ не перемешивается и не оказывает сопротивления движению шарика.

Задача 57. Пружина (1999)

Плотность газа зависит от давления по Менделееву-Клапейрону, считая изменение температуры линейным. С помощью него по закону Архимеда определяем силу, действующую на пружину, а из уравнения колебаний - частоту. (! еще раз решу!)

Для нахождения плотности газа применим уравнение состояния идеального газа $pV = m_{\Gamma}RT/M$ (уравнение Менделеева-Клапейрона). Из него следует, что

$$\rho = \frac{m_{\Gamma}}{V} = \frac{Mp}{RT}$$

где M - молярная масса газа, m_{Γ} - масса газа в объёме V , R - универсальная газовая постоянная. Зависимость плотности газа от координаты x обусловлена распределением температуры газа (рис. 124).

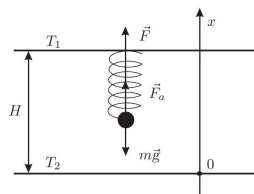


Рис. 124

Учитывая, что температура между плоскостями изменяется линейно с изменением x , получим

$$T = T(x) = \frac{T_1 - T_2}{H}x + T_2$$

и тогда из уравнения (160) следует, что

$$\rho(x) = \frac{MpH}{R((T_1 - T_2)x + HT_2)}.$$

В положении равновесия сумма всех сил, приложенных к шару, равна нулю (рис. 124):

$$m\vec{g} + \vec{F} + \vec{F}_a = 0$$

где $M\vec{g}$ - сила тяжести, $\vec{F}$ - сила упругости, $\vec{F}_a$ - сила Архимеда. Условие равновесия имеет вид

$$-mg + k(L - L_0) + \rho g \frac{m}{\rho_0} = 0$$

Поскольку $L = L_0$, получим $\rho = \rho_0$. После подстановки этого равенства, а также $x = H - L_0$ в формулу (161) найдём

$$p = \frac{\rho_0 R}{M} \left(\frac{T_1 - T_2}{H} (H - L_0) + T_2 \right)$$

Для нахождения частоты малых колебаний запишем динамическое уравнение движения шарика вблизи положения равновесия:

$$m\ddot{x} = -k\xi + mg \frac{\rho(x) - \rho_0}{\rho_0}$$

где $\xi = x - (H - L_0)$ - малое отклонение шарика от положения равновесия, а соответствующее приращение плотности, найденное из формулы (161), равно

$$\rho(x) - \rho_0 = \frac{-MpH\xi(T_1 - T_2)}{R((T_1 - T_2)(H - L_0) + HT_2)^2}$$

После подстановки этих выражений динамическое уравнение принимает вид

$$m\ddot{\xi} = - \left(k + \frac{mg\xi(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_2)(H - L_0) + HT_2} \right) \xi$$

Отсюда находим искомую циклическую частоту малых колебаний:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{m} \left(k + \frac{mg\xi(T_1 - T_2)}{(T_1 - T_2)(H - L_0) + HT_2} \right)}.$$

3.8 Problems about stars

BelPho.2016.resp-11-3 Равновесие и устойчивость звёзд.

В данной задаче рассматривается весьма упрощенная модель строения звезды, которая, тем не менее, позволяет оценить ее устойчивость.

Звезда в обычном состоянии представляет собой газовый шар, находящийся в гидродинамическом и тепловом равновесии. Гидродинамическое равновесие обеспечивается равенством сил тяготения и сил давления, действующих на каждый элемент массы звезды. Тепловое равновесие означает равенство энергии, выделяемой в недрах звезды, и энергии, излучаемой с поверхности звезды.

Для оценок рассматривайте сферическую звезду массы M и радиуса R , состоящую из полностью ионизированного водорода. Везде, где не сказано иное, считайте, что для вещества звезды выполняется уравнение состояния идеального газа. Считайте, что источником энергии звезды являются ядерные реакции, идущие в ядре звезды в области массы $0,1M$ с максимальным выделением энергии на единицу массы μc^2 , где $\mu = 0,01$.

Вам могут понадобиться значения следующих величин:

гравитационная постоянная $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{кг}^{-2}$

скорость света $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$

универсальная газовая постоянная $R_G = 8,31 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$

постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$

постоянная Стефана-Больцмана $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$

масса протона $m_p = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$

масса Солнца $M_c = 2 \cdot 10^{30} \text{ кг}$

радиус Солнца $R_c = 7 \cdot 10^8 \text{ м}$

температура поверхности Солнца $T_c = 5,7 \cdot 10^4 \text{ К}$

Кроме того, вам могут понадобиться следующие сведения:

- тело при температуре T излучает с мощностью на единицу площади, равной $P = \sigma T^4$;
- в результате ядерных реакций в ядре звезды образуются более тяжёлые элементы из более лёгких; чем тяжелее элемент, тем большая температура требуется для синтеза из этого элемента;

Для численных оценок параметров звезды используйте значения радиуса, массы и температуры поверхности для Солнца. Давлением излучения пренебрегайте.

Часть 1. Характеристики звезды.

1.1 Оцените среднюю плотность звезды $\bar{\rho}$.

1.2 Оцените давление в недрах звезды $\bar{P}$, считая плотность звезды постоянной.

1.3 Оцените температуру в центре звезды $\bar{T}$.

В дальнейшем, где не оговорено иное, считайте, что звезда имеет постоянную плотность и температуру, равную полученным значениям.

Часть 1. Характерное время процессов в звёздах.

(в оригинале нумерация тоже кривая, потом исправлю её)

1.1 Оцените гидродинамическое время звезды t_H , то есть время, за которое элементы вещества звезды сместятся на расстояние порядка 10% радиуса звезды под действием силы тяготения при отсутствии остальных сил.

1.2 Оцените тепловое время звезды t_T , то есть время, требуемое для того, чтобы излучить 10% тепловой энергии звезды при отсутствии дополнительных источников энергии.

1.3 Оцените ядерное время звезды t_N , то есть время, требуемое, чтобы излучить 10% энергии, выделяющихся в звезде в результате ядерных реакций.

Сравните величины характерных времён процессов в звезде и сделайте вывод о протекании процессов в звезде.

Часть 2. Анализ равновесия звёзд

В этой части считайте, что внутренняя энергия звездного вещества определяется по формуле

$$\varepsilon = K(T)\rho^{\gamma-1} + L(T) \quad (1)$$

где ε - внутренняя энергия, приходящаяся на единицу массы, K и L - некоторые функции, зависящие только от температуры и не зависящие от ее плотности, γ характеристика вещества, называемая показатель адиабаты. В данной части задачи массу звезды считайте постоянной.

2.1 Существенную роль в эволюции звезд играет ее гравитационная энергия. Как зависит гравитационная энергия однородной звезды от ее массы M и радиуса R .

2.2 Определите вид зависимости полной энергии звезды E от её массы, радиуса и показателя адиабаты. Постройте схематические графики зависимости полной энергии звезды массы M от ее радиуса при различных значениях показателя адиабаты γ . Выберите такие значения этого показателя, при которых вид исследуемой зависимости претерпевает качественные изменения.

2.3 Установите, при каких значениях γ равновесие звезды устойчиво, а при каких неустойчиво.

Из трех рассматриваемых параметров звезды (масса M , радиус R и плотность ρ) независимыми являются только два, эти два параметра могут быть выбраны произвольно. Для дальнейшего рассмотрения в качестве независимых параметров удобно выбрать массу и плотность.

2.4 Определите вид зависимости массы звезды от её плотности $M(\rho)$ в состоянии равновесия.

2.5 Сформулируйте, какому условию должна удовлетворять зависимость $M(\rho)$, чтобы равновесие звезды было устойчиво.

sol.Basics of stars

1.1 Средняя плотность звезды рассчитывается «по определению»

$$\bar{\rho} = \frac{M}{V} = \frac{3M}{4\pi R^3} \approx 1 \cdot 10^3 \frac{\kappa^2}{M^3}. \quad (1)$$

1.2 Так как плотность звезды предлагается считать постоянной, то изменение давления при изменении расстояния до центра звезды на величину Δr описывается «гидростатической» формулой

$$\Delta P = -\rho g \Delta r. \quad (2)$$

Так как ускорение свободного падения зависит от расстояния до центра по закону

$$g(r) = g_0 \frac{r}{R}, \quad (3)$$

где $g_0 = G \frac{M}{R^2}$ - ускорение на поверхности звезды, то уравнение (2) приобретает вид

$$\Delta P = -\frac{\rho g_0}{R} r \Delta r. \quad (4)$$

Проводя суммирование по тонким сферическим слоям и, учитывая, что на поверхности давление равно нулю, получим

$$P_0 - \frac{\rho g_0}{R} \frac{R^2}{2} = 0 \quad (5)$$

Откуда следует, что давление в центре звезды оценивается по формуле

$$P_0 = \frac{\rho g_0}{R} \frac{R^2}{2} = \frac{3}{8\pi} \frac{GM^2}{R^4} \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ Па} \quad (5)$$

1.3 Для оценки температуры можно воспользоваться уравнением состояния идеального газа (с учетом, что молярная масса газа равна $\mu = m_p N_A$)

$$P_0 = \frac{\rho}{m_p N_A} R_G T \Rightarrow \bar{T} = P_0 \frac{m_p}{\rho k} = \frac{\rho g_0 R}{2} \frac{m_p}{\rho k} = \frac{m_p}{2k} G \frac{M}{R} \approx 1 \cdot 10^7 \text{ К.} \quad (6)$$

1.1 Для оценки будем считать, что ускорение свободного падения в мало изменяется при погружении на 10% радиуса и равно ускорению свободного падения на поверхности. Тогда из закона равноускоренного движения можно получить искомую оценку времени падения

$$0,1R = \frac{g_0 t_H^2}{2} \Rightarrow t_H = \sqrt{\frac{0,2R^3}{GM}} \approx 8 \cdot 10^2 \text{ с} \quad (7)$$

1.2 Тепловая энергия звезды оценивается по формуле

$$W_E = \frac{3}{2} kT \cdot 2 \frac{M}{m_p} = 3 \frac{M}{m_p} kT \approx 6 \cdot 10^{41} \text{ Дж}, \quad (8)$$

Здесь учтено, что электроны имеют такую же энергию, как и протоны. В единицу времени звезда излучает с поверхности энергию, равную

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_s^4 \approx 4 \cdot 10^{26} \text{ Вт.} \quad (9)$$

Тогда оценка теплового времени дается формулой

$$t_T = 0,1 \frac{W_T}{L} \approx 1,5 \cdot 10^{14} \text{ с} \approx 5 \cdot 10^6 \text{ лет.} \quad (10)$$

1.3 Ядерное время звезды t_N оценивается аналогично. Ядерная энергия, выделяющаяся в результате ядерных реакций равна

$$W_N = 0,1 M \beta c^2 \approx 2 \cdot 10^{44} \text{ Дж} \quad (11)$$

Поэтому

$$t_N = 0,1 \frac{W_N}{L} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ с} \approx 2 \cdot 10^9 \text{ лет} \quad (12)$$

sol. Часть 2. Анализ равновесия звёзд

2.1 В данном случае нет необходимости находить полную формулу для гравитационной энергии, достаточно только определить вид зависимости, который проще всего найти с помощью метода размерностей. Простой анализ показывает, что искомая зависимость должна иметь вид

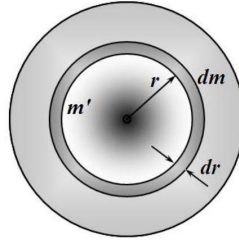
$$W_G = -\alpha G \frac{M^2}{R} \quad (13)$$

Где α - безразмерный коэффициент. Так как гравитационная энергия есть энергия притяжения, то она является отрицательной.

Примечание. При необходимости можно рассчитать и точное численное значение этого коэффициента. Для этого выделим внутри однородного шара тонкий сферический слой радиуса r и толщиной dr . Гравитационная энергия взаимодействия этого слоя с шаром определяется по формуле

$$W_G = -G \frac{m' dm}{r}$$

где $m' = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho = M \frac{r^3}{R^3}$ - масса части шара, находящейся под рассматриваемым слоем, $dm = 4\pi r^2 dr \rho = 3M \frac{r^2 dr}{R^3}$ - масса выделенного слоя.



Подставим эти значения в формулу для гравитационной энергии и проведем элементарное интегрирование по всем слоям, в результате получим

$$W_G = - \int_0^R G \frac{m' dm}{r} = -3GM^2 \int_0^R \frac{r^3}{R^3} \frac{r^2 dr}{R^3} \frac{1}{r} = -\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R}.$$

2.2 Полная энергия звезды состоит из ее внутренней энергии, определяемой формулой (1), приведенной в условии задачи, и гравитационной энергией, найденной в предыдущем пункте:

$$W = M\varepsilon + W_G = M (K(T)\rho^{\gamma-1} + L(T)) - \alpha G \frac{M^2}{R} \quad (14)$$

Теперь необходимо выразить плотность звезды через ее массу и радиус:

$$\rho = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (15)$$

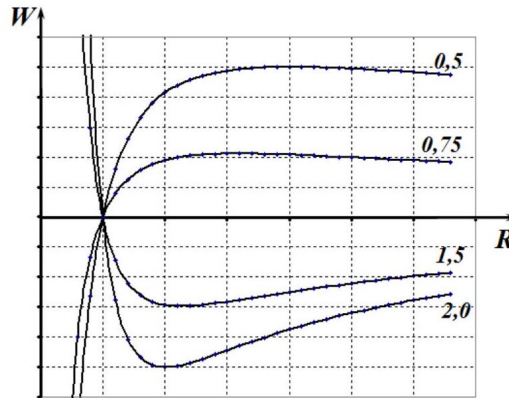
Окончательное выражение для энергии принимает вид

$$W = M\varepsilon + W_G = M \left(K(T) \left(\frac{M}{\frac{4}{3}\pi R^3} \right)^{\gamma-1} + L(T) \right) - \alpha G \frac{M^2}{R} = A \frac{M^\gamma}{R^{3\gamma-3}} - B \frac{M^2}{R} + C \quad (16)$$

где A, B, C - некоторые положительные величины, не зависящие от массы и радиуса планеты, причем последнее постоянное слагаемое может быть опущено.

Схематический вид зависимости $W(R)$ легко установить, рассматривая поведение функции в предельных случаях $R \rightarrow 0$ и $R \rightarrow \infty$. Простой анализ показывает, что при $3\gamma - 3 > 1$ данная функция имеет точку минимума, в противном случае она имеет точку максимума.

Для примера на рисунке показаны графики функции $W = \frac{1}{R^\alpha} - \frac{1}{R}$, при различных значениях показателя степени α , которые приведены на рисунке.



2.3 Чтобы положения равновесия (ему соответствуют точки экстремума энергии) было устойчивым необходимо, чтобы функция имела минимум энергии. В нашем случае, как это следует из анализа зависимости $W(R)$, это условие достигается при

$$3\gamma - 3 > 1 \Rightarrow \gamma > \frac{4}{3} \quad (17)$$

2.4 Чтобы получить зависимость массы звезды от ее плотности (помните, что радиус звезды не является постоянным!) достаточно выразить ее радиус

$$R = \sqrt[3]{\frac{M}{\frac{4}{3}\pi\rho}} = \beta M^{\frac{1}{3}} \rho^{-\frac{1}{3}} \quad (18)$$

И подставить его в выражение для полной энергии (16)

$$W = A \frac{M^\gamma}{R^{3\gamma-3}} - B \frac{M^2}{R} = A' M \rho^{\gamma-1} - B' M^{\frac{5}{3}} \rho^{\frac{1}{3}}, \quad (19)$$

2.5 Условие устойчивого равновесия и в этом варианте может быть сформулировано аналогично - функция $W(\rho)$ должна иметь точку минимума.

3.9 Problems about modeling phenomena in nature

ТУЙМ-53. Ледяной покров (1995)

В течение нескольких недель температура воздуха была $T_1 = -20^\circ\text{C}$ и озеро покрылось льдом толщиной $h = 20$ см. На какую величину Δh увеличится толщина льда за следующие сутки при той же погоде? Температура грунта и воды на дне озера $T_2 = +4^\circ\text{C}$, так как при этой температуре плотность воды максимальна. Плотность льда $\rho = 900$ кг/м, теплопроводность льда $k = 2,3$ Вт/(м · К), удельная теплота плавления льда $\lambda = 335$ кДж/кг, удельная теплоёмкость льда $c_1 = 2100$ Дж/(кг · °C), удельная теплоёмкость воды $c_2 = 4200$ Дж/(кг · °C).

Solution

Запишите обмен теплотами. (! напишу точнее указания!)

Поскольку погода не менялась в течение длительного времени, можно считать, что все термодинамические процессы идут уже в установившемся режиме, то есть температура льда линейно изменяется от $T_1 = -20^\circ\text{C}$ на воздухе до $T_0 = 0^\circ\text{C}$ на границе с водой, а температура воды линейно изменяется от $T_0 = 0^\circ\text{C}$ на границе со льдом до $T_2 = +4^\circ\text{C}$ на дне озера. Качественная зависимость температуры T от глубины представлена на рис. 121.

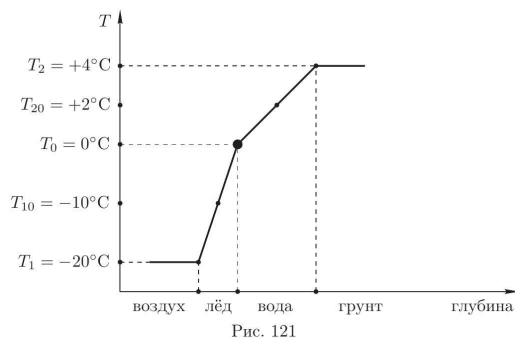


Рис. 121

Кристаллизация воды происходит на границе со льдом при постоянной температуре $T_0 = 0^\circ\text{C}$ (выделенная точка на рис. 121), а значения T_1 и T_2 являются константами по условию задачи, значит, средние температуры льда и воды также не меняются со временем и равны соответственно

$$T_{10} = \frac{T_1 + T_0}{2} = -10^\circ\text{C} = \text{const} \quad \text{и} \quad T_{20} = \frac{T_2 + T_0}{2} = +2^\circ\text{C} = \text{const}.$$

Пусть x - толщина льда в некоторый момент времени t , тогда за малый промежуток времени dt толщина льда увеличится на dx за счёт кристаллизации воды массой $dm = \rho S dx$, где S - площадь озера. При этом непосредственно за счёт кристаллизации выделяется количество теплоты $dQ_0 = \lambda dm$, а для сохранения прежних значений средних температур льда и воды нужно отвести от них дополнительные количества теплоты соответственно

$$dQ_1 = c_1 (T_0 - T_{10}) dm \quad \text{и} \quad dQ_2 = c_2 (T_{20} - T_0) dm.$$

Таким образом, в системе выделяется общее количество теплоты

$$dQ = dQ_0 + dQ_1 + dQ_2 = \alpha dm = \alpha \rho S dx$$

где для краткости введено обозначение

$$\alpha = \lambda + c_1 \cdot \frac{T_0 - T_1}{2} + c_2 \cdot \frac{T_2 - T_0}{2}.$$

Это тепло выделяется в разных местах (dQ_0 - на границе, dQ_1 - в объёме льда, dQ_2 - в объёме воды), однако на основании количественной оценки

$$\frac{dQ_1 + dQ_2}{dQ_0} = \frac{c_1 (T_0 - T_1) + c_2 (T_2 - T_0)}{2\lambda} \approx 0,09 \ll 1$$

будем считать, что всё тепло целиком выделяется на границе. Отметим, что только в рамках этого приближения можно считать зависимость температуры от глубины кусочно линейной функцией (рис. 121).

Поскольку выделившееся количество теплоты dQ передаётся воздуху за счёт разности температур $\Delta T = T_0 - T_1$ через слой льда толщиной x и площадью S за время dt , по формуле для теплопроводности запишем

$$dQ = k \cdot \frac{\Delta T}{x} \cdot S \cdot dt$$

откуда после подстановки dQ из формулы (154) и упрощения получим

$$\alpha \rho x dx = k \Delta T dt$$

Отметим, что скорость роста ледяного покрова $v = dx/dt = k \Delta T / (\alpha \rho x) \sim 1/x$ уменьшается при увеличении x , поэтому озёра не промерзают до дна.

Проинтегрируем дифференциальное уравнение (155) при изменении толщины льда x от h до H , а времени t от 0 до $\tau = 1$ сут = 86400с:

$$\int_h^H \alpha \rho x dx = \int_0^\tau k \Delta T dt$$

откуда

$$\frac{\alpha \rho}{2} (H^2 - h^2) = k \Delta T \tau, \quad \text{или} \quad H = \sqrt{h^2 + \frac{2k \Delta T \tau}{\alpha \rho}}.$$

Найдём искомое приращение толщины ледяного покрова:

$$\Delta x = H - h = h \left(\sqrt{1 + \frac{4k (T_0 - T_1) \tau}{\rho h^2 (2\lambda + c_1 (T_0 - T_1) + c_2 (T_2 - T_0))}} - 1 \right) \approx 5,3 \text{ с}$$

Примечание.

Может показаться странным, что суточный прирост оказался около четверти толщины льда, образовавшегося согласно условию за несколько недель. Однако никакого противоречия здесь нет, так как из-за конвекции в озере существенное время с начала похолодания занимает охлаждение поверхности воды до температуры кристаллизации. Вообще, “несколько недель” - лишняя информация в задаче.

ТУЙМ-72. Водоём зимой (2011)

Большой открытый водоём цилиндрической формы заполнен водой глубиной $H = 1$ м при температуре $T_1 = 7^\circ\text{C}$. Внезапно пошёл снег крупными хлопьями с температурой снежинок $T_2 = 0^\circ\text{C}$. На берегу толщина слоя снега растёт со скоростью $v = 0,1/$, а его масса, отнесённая к площади, со скоростью $\mu = 10$ кг/(м · ч). Через какое время t поверхность водоёма покроется сухим снегом толщиной $h = 0,05$ м? Найдите изменение ΔH глубины воды к этому моменту. Плотность льда $\rho_s = 900$ кг/м³, плотность воды $\rho_w \approx 1000$ кг/м³ немного зависит от температуры и имеет максимальное значение при $T_{\text{max}} = 4^\circ\text{C}$. Удельная теплоёмкость воды $c = 4200$ Дж/(кг · °C), удельная теплота плавления льда $\lambda = 335$ кДж/кг. Теплопроводностью воды, снега и воздуха можно пренебречь.

Подсказка. На рис. 29 качественно показано состояние, в котором будет находиться система в искомый момент времени.

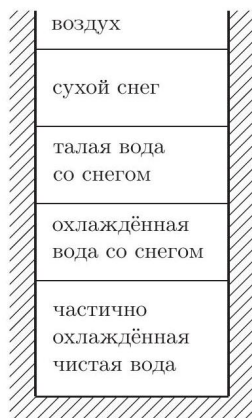


Рис. 29

ТУЙМ-72. Водоём зимой (2011)

В искомый момент времени t система будет находиться в следующем состоянии (рис. 134). На дне окажется вода, охлаждённая до температуры $T_{\max}$, при которой вода имеет максимальную плотность. Требуемый по условию слой снега толщиной h над водой будет опираться на подводный слой снега толщиной $h_{12} = h_1 + h_2$, причём слой воды глубиной h_1 - это растаявший снег, а слой воды глубиной h_2 - это исходная вода, охлаждённая до равновесной со снегом температуры T_2 .

Из закона Архимеда для плавающего нерастаявшего снега следует, что

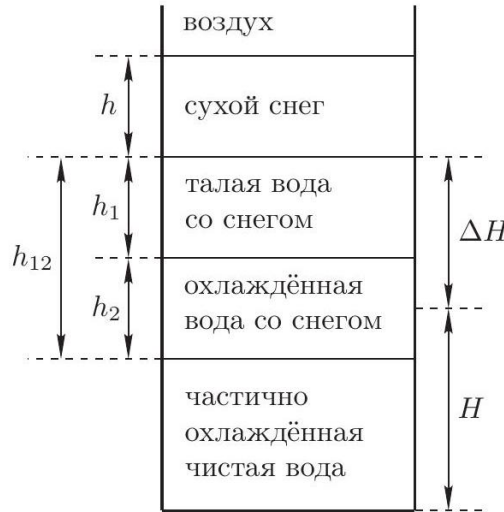


Рис. 134

$$\rho_s (h_{12} + h) = \rho_w h_{12}$$

откуда

$$h_{12} = \frac{\rho_s h}{\rho_w - \rho_s}$$

Время выпадения и масса нерастаявшего снега соответственно равны

$$t_1 = \frac{h_{12} + h}{v} = \frac{\rho_w h}{(\rho_w - \rho_s) v} = 5 \text{ ч} \quad \text{и} \quad m_1 = \mu S t_1 = \frac{\mu S \rho_w h}{(\rho_w - \rho_s) v},$$

где S - площадь водоёма.

Часть объёма слоя смеси воды и снега занимает снег, поэтому парциальная плотность воды (отношение массы воды к объёму смеси) составляет

$$\rho'_w = \frac{\rho_w S h_{12} - m_1}{S h_{12}} = \rho_w \left(1 - \frac{\mu}{\rho_s v} \right)$$

Пусть t_2 - время таяния льда и охлаждения воды в процессе установления теплового равновесия, тогда для массы талой воды в слое смеси можно записать уравнение

$$\rho'_w S h_1 = \mu S t_2$$

откуда

$$h_1 = \frac{\mu t_2}{\rho'_w}, \quad h_2 = h_{12} - h_1 = \frac{\rho_s h}{\rho_w - \rho_s} - \frac{\mu t_2}{\rho'_w}$$

Уравнение теплового баланса имеет вид

$$\lambda \mu S t_2 = c \rho_w S H (T_1 - T_{\max}) + c \rho'_w S h_2 (T_{\max} - T_2),$$

или, после сокращения на S и подстановки h_2 и ρ'_w ,

$$\lambda \mu t_2 = c \rho_w H (T_1 - T_{\max}) + c \left(\frac{\rho_w (\rho_s v - \mu)}{\rho_s v} \cdot \frac{\rho_s h}{\rho_w - \rho_s} - \mu t_2 \right) (T_{\max} - T_2),$$

откуда

$$t_2 = \frac{c\rho_w H (T_1 - T_{\max}) (\rho_w - \rho_s) v + c\rho_w (\rho_s v - \mu) h (T_{\max} - T_2)}{\mu (\lambda + c (T_{\max} - T_2)) (\rho_w - \rho_s) v} = 5,5 \text{ ч.}$$

На самом деле процессы таяния и накопления снега идут одновременно, но можно считать их поочерёдными, поэтому искомое время

$$t = t_1 + t_2 = 10,5 \text{ ч}$$

а повышение уровня воды

$$\Delta H = \frac{\mu S t}{\rho_w S} = \frac{\mu t}{\rho_w} = 0,105 \text{ м}$$

Part IV

Special Thermodynamics in a Nutshell

7 Thermodynamics in Applications

(я пока не прикладывал, приложу - пропишу)

0.1 Rankine cycle

(see Internet or Бальчугов.Ёлшин.Ульянов)

0.2 Combined cycle power plant

(see Internet or Бальчугов.Ёлшин.Ульянов)

0.3 Compressors

(see Internet or Бальчугов.Ёлшин.Ульянов)

1 About Other Technical Machines

1.1 the First Steam Engines

(интересно, но не актуально)

8 Special methods in a nutshell

1 Thermodynamics of special substances

1.1 Landau Solutions 5.ix

(там полно всего, нужно будет - пропишу!)

85. Системы с различными частицами

86. Правило фаз §87. Слабые растворы §88. Осмотическое давление

89. Соприкосновение фаз растворителя

90. Равновесие по отношению к растворенному веществу

91. Выделение тепла и изменение объема при растворении

92. Растворы сильных электролитов

93. Смесь идеальных газов § 94. Смесь изотопов

95. Давление пара над концентрированным раствором

96. Термодинамические неравенства в растворах

97. Кривые равновесия

98. Примеры диаграмм состояния

99. Пересечение особых кривых поверхности равновесия

100. Газ и жидкость

1.2 Relativistic gases

Main laws of relativistic gases

Application of relativistic gases in cosmology

2 Numerical Simulations

(когда-то займусь. Есть люди, которые только над этим и сидят, газы моделируют. Мне пока не до этого.)

9 Special Phenomena of Thermodynamics in a Nutshell

1 Thermodynamics of Electromagnetic Phenomena

(темы ЛЛ8, там много используется этих формул, основное - см. запись по статфизу)

1.1 Dielectrics

Основные законы

Рассмотрим описание диэлектриков. Как и всегда, метод состоит в том, чтобы ввести функцию состояния, которая учитывала бы все свойства диэлектриков, а далее из нее с помощью термодинамических преобразований получить соотношения макро характеристик (???)

Функций для описания диэлектриков может быть несколько, приведем здесь соображения для прихода к ним.

При наличии электрического поля $\mathbf{E}$ дифференциал внутренней энергии единицы объема системы u будет иметь добавку:

$$du = Tds + \zeta d\rho + \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} d\mathbf{D}$$

Здесь $\zeta = \frac{\mu}{m}$ - химический потенциал, отнесенный к единице массы, m - масса диэлектрика, $\rho = \frac{Nm}{V}$, а $\mathbf{D}$ - индукция электрического поля.

Таким образом, учтена теплопередача, изменение числа частиц и изменение электрического заряда.

Наряду с u можно рассматривать функцию

$$u_1 = u - \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \mathbf{D}$$

которая получается из u преобразованием Лежандра по переменным $\mathbf{E}$ и $\mathbf{D}$. Поэтому

$$du_1 = Tds + \zeta d\rho - \frac{1}{4\pi} \mathbf{D} d\mathbf{E}$$

(далее просто переписывание этого выражения через схожие параметры, не уверен, что это нужно)

$$u_2 = u - \frac{E^2}{8\pi}$$

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}$$

$$du_2 = Tds + \zeta d\rho + \mathbf{E} d\mathbf{P}$$

$$du_3 = Tds + \zeta d\rho - \mathbf{P} d\mathbf{E}$$

Функциям u_2 и u_3 можно дать наглядную интерпретацию в соответствии с характером описываемой ими части плотности полной энергии системы u .

Например, u_2 описывает плотность энергии системы за вычетом плотности энергии электрического поля.

Использование функции u_1 вместо u соответствует ситуации, когда полный электрический заряд системы остается неизменным, а изменяются электрические потенциалы.

Выбор функций u , u_1 , u_2 и u_3 определяется тем, какая часть энергии электрически заряженной системы рассматривается в конкретной задаче.

(???теперь про применение собственно этого???)

1.2 Magnetic Gases

Термодинамические соотношения для магнетиков весьма сходны с аналогичными соотношениями для диэлектриков.

Выражение для дифференциала внутренней энергии единицы объема имеет вид

$$du = Tds + \zeta d\rho + \frac{1}{4\pi} \mathbf{H} d\mathbf{B}$$

$$u_1 = u - \frac{1}{4\pi} \mathbf{H} \mathbf{B}$$

$$du_1 = Tds + \zeta d\rho - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} d\mathbf{H}$$

$$u_2 = u - \frac{H^2}{8\pi}$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{M}$$

$$du_2 = Tds + \zeta d\rho + \mathbf{H} d\mathbf{M}$$

$$u_3 = u_2 - \mathbf{M} \mathbf{H}$$

$$du_3 = Tds + \zeta d\rho - \mathbf{M} d\mathbf{H}$$

$$u'_2 = Tds + \zeta d\rho - \mathbf{M} d\mathbf{B}$$

Осталось понять, где и зачем это нужно?
решить задачи и посмотреть это все нормально.

модель ландау

(статфиз мфти 1я лекция)

$$\mathcal{F}(T, H, M) = F_0(T) + a(T)M^2 + \frac{1}{2}bM^4 - HM$$

$$\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial M} = a(T)M + bM^3 - H = 0$$

$$M = \frac{H}{a(T)}, \quad T > T_c$$

Кюри-Вейсс

$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=0} = \frac{1}{a(T_c - T_c)}, \quad T > T_c$$

$$M = M_0 + \delta M$$

$$a(T)\delta M + 3bM_0^2\delta M - H = 0; \quad a(T)\delta M - 3a(T)\delta M - H = 0$$

$$\delta M = \frac{H}{2|a(T)|}$$

$$\chi = \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right)_{H=0} = \frac{1}{2\alpha(T_c - T)}, \quad T > T_c$$

N спинов в магнитном поле

$$H = -2\mu B \sum_{i=1}^N \left(s_i^z - \frac{1}{2} \right)$$

$$-2\mu B s^z$$

число способов:

$$\Delta\gamma_M = \frac{N!}{M!(N-M)!}$$

$$\Delta\gamma = \left(\frac{N}{e} \right)^N \left(\frac{e}{M} \right)^M \left(\frac{e}{N-M} \right)^{N-M} = \frac{N^N}{M^M (N-M)^{N-M}}$$

$$\sigma^* = \ln \Delta\gamma = -N(n \ln(n) + (1-n) \ln(1-n))$$

$$n = \frac{M}{N} = \frac{E}{(N\Delta E)}$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{d\sigma}{dE} = \frac{1}{\Delta E} \ln \left(\frac{1-n}{n} \right)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dE^2} = -\frac{1}{N(\Delta E)^2 n(1-n)}$$

2 Elastic materials and deformations

2.1 Simple materials

The equation of state of an elastic rod

$$L(T, 0) = L_0 [1 + \alpha (T - T_0)]$$

где $L_0 = L(T_0, 0)$, α - коэффициент линейного температурного расширения.

$$\frac{L(T, F') - L(T, 0)}{L(T, 0)} = \frac{F}{ES}$$

$$F = ES \left(\frac{L}{L_0 (1 + \alpha (T - T_0))} - 1 \right) \stackrel{\alpha|T-T_0| \ll 1}{=} ES \left(\frac{L}{L_0} (1 - \alpha (T - T_0)) - 1 \right)$$

3 Surface Phenomena

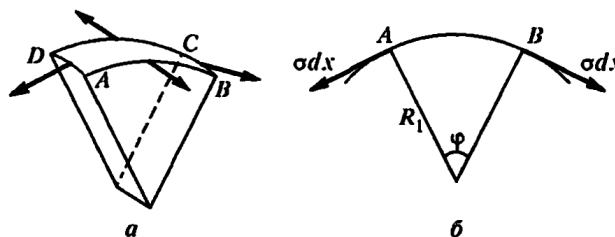
(специфика, не стоит тратить время, если это не задача конкретно на эту тему, то не нужна эта теория вообще. а так - с диффгемом можно связать, т.п., просто это не актуально)

3.1 Laplace's Formula

Поверхностное натяжение

Термодинамика поверхности

Формула Лапласа



$$dF_1 = 2\sigma dx \sin \frac{\varphi}{2} = \sigma \varphi dx, \quad \varphi = \frac{AB}{R_1} = \frac{dy}{R_1}$$

$$dF_1 = \frac{\sigma}{R_1} dx dy = \frac{\sigma}{R_1} d\Pi$$

$$dF_2 = \frac{\sigma}{R_2} dx dy = \frac{\sigma}{R_2} d\Pi$$

$$dF = dF_1 + dF_2 = \sigma K d\Pi, \quad K := 1/R_1 + 1/R_2,$$

$$P^{(i)} - P^{(e)} = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$$

Давление насыщенного пара над кривой поверхностью

(????)

$$P_{\text{liq}} - P_{\text{steam}} = 2\sigma/r$$

$$\mu_{\text{liq}}(P_{\text{liq}}, T) = \mu_{\text{vap}}(P_{\text{vap}}, T)$$

$$\mu_{\text{liq}}(P_0, T) = \mu_{\text{vap}}(P_0, T)$$

$$\mu_{\text{liq}}(P_{\text{liq}}, T) - \mu_{\text{liq}}(P_0, T) = \mu_{\text{steam}}(P_{\text{steam}}, T) - \mu_{\text{steam}}(P_0, T)$$

$$(P_{\text{liq}} - P_0) \left(\frac{\partial \mu_{\text{liq}}}{\partial P} \right)_T = (P_{\text{n}} - P_0) \left(\frac{\partial \mu_{\text{n}}}{\partial P} \right)_T$$

Поскольку $d\mu = -sdT + vdP$, то в изотермическом процессе $\left(\frac{\partial \mu}{\partial P} \right)_T = v$. Тогда

$$\begin{aligned}
(P_n - P_0) v_n &= (P_{\text{liq}} - P_0) v_{\text{liq}} \\
P_{\text{liq}} - P_n &= \frac{2\sigma}{r} \\
P_{\text{liq}} - P_0 &= \frac{v_{\text{II}}}{v_{\text{steam}} - v_{\text{liq}}} \frac{2\sigma}{r} \approx \frac{2\sigma}{r} \\
P_n - P_0 &= \frac{v_{\text{liq}}}{v_{\text{steam}} - v_{\text{liq}}} \frac{2\sigma}{r} \approx \frac{v_{\text{liq}}}{v_{\text{steam}}} \frac{2\sigma}{r}
\end{aligned}$$

енных равенствах учтено, что $v_{\text{steam}} \gg v_{\text{liq}}$.

Внутри пузырька в жидкости: $r \rightarrow -r$:

$$P_{\text{steam}} = P_0 - \frac{v_{\text{liq}}}{v_n - v_{\text{liq}}} \frac{2\sigma}{r} < P_0.$$

10 Other Properties and Theoretical Models of Thermodynamics

1 Deeper Understanding of Thermodynamics

1.1 Thermodynamic Inequalities

(пока оставил тему, не такая нужная, а разобраться в ней за пару часов не удастся.)

Суть термодинамических неравенств

Вывод термодинамических неравенств

Например, Для замкнутой системы получаем $\Delta S < 0$ или $\delta S = 0$ и $\delta^2 S < 0$. Для системы в термостате $\Delta F > 0$ или $\delta F = 0$, $\delta^2 F > 0$ и т.Д.

Это означает, что если обратить время и рассмотреть процесс отклонения тех же величин от равновесия, то получим обратное к (1.14) неравенство:

$$\Delta E + P\Delta V - \mu\Delta N - T\Delta S \geq 0$$

А квадратичные по отклонениям слагаемые в (1.29) проще всего выделить так: изменение любой функции $\Delta f = f'\Delta x + f''\Delta x^2/2 + \dots$ можно представить как $\Delta f = y\Delta x + \Delta x\Delta y/2 + \dots$, $y = f'$, $\Delta y = f''\Delta x + \dots$. В нашем случае $f = E$, $x = (S, V, N)$, а $f' = (T, -P, \mu)$. Сумма линейных по отклонениям слагаемых $\Delta f - y\Delta x$ в равновесии обращается в ноль (см. (1.3)), а для квадратичных получаем

$$\Delta T\Delta S - \Delta P\Delta V + \Delta\mu\Delta N \geq 0$$

Это условие положительности квадратичной формы и обеспечивает устойчивость.

Например, при $T = N = \text{const}$, Получаем

$$\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T < 0$$

А при $V = N = \text{const}$

$$C_V > 0$$

$$\left(\frac{\partial\mu}{\partial N}\right)_{T,V} = \left(\frac{\partial\mu}{\partial P}\right)_{T,V} \left(\frac{\partial P}{\partial N}\right)_{T,V} = \frac{V}{N} \left(\frac{\partial P}{\partial N}\right)_{T,V} = -\frac{V}{N} \left(\frac{\partial P}{\partial(V/N)}\right)_{T,N} \frac{V}{N^2} = -\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_{T,N} \left(\frac{V}{N}\right)^2$$

Например, в случае магнитного поля: $\Lambda d\lambda = +\mathcal{H}d\mathcal{B}/4\pi$

(здесь мы для полноты исследуемой системы добавили энергию поля в отсутствии образца), что дает

$$\left(\frac{\partial\mathcal{B}}{\partial\mathcal{H}}\right)_T > 0, C_{\mathcal{H}} > 0$$

Основные применения термодинамических неравенств

1.2 Overview of spin models in context of thermodynamics

(это по сути не термодинамика, so there is no sense to study it. later I'll add something)

1.3 On the Fundamentals of Mathematical Thermodynamics (???)

(пока не до этого. тут всякая теория меры и всякое странное.)

2 Paradoxes and Thought Experiments

2.1 Paradoxes and Examples of the Tricks of Creating Perpetual Motion Machines

(отдельные указания, потому что могут такие быть вопросы)

2.2 Quantum Thought Experiments

В качестве простейшего примера необратимой системы рассмотрим разреженный атомарный газ при высокой температуре, чтобы не требовалось учитывать тип статистики части (?).

Пусть газ находится внутри замкнутого сосуда с размерами во многом больше длины пробега...

Пусть также газ находится в термостате при полном термодинамическом равновесии.

Проведем с этим газом мысленные эксперименты.

Если атом заменить на частицу, то энтропия системы уменьшится на величину

$$\Delta S = k \ln(V/\Delta V)$$

2.3 Typical Specific Gases

(соберу их свойства, которые нужны для задач)

Об азоте, N

Двухатомный газ, так что

Part V

Applied, Experimental Thermodynamics

2.4 Technical Thermodynamics and Mechanisms

здесь приборы от лаб. по сути мало пользы от этого раздела, но он точно должен быть а потом куча знаний о том, как брать и строить двигатели, интересно ведь очень.

(мб потом сделаю большим разделом, мне просто как теоретику это вообще минимально актуально)

Эксперименты с помощью законов термодинамики

Остановимся на приборах для проверки того, что мы получили теоретически.

техническая термодинамика

(однажды я дойду и начитаюсь ее, это отдельная книга)

Термодинамические машины

то есть вот на самом деле что можно построить и что это нам будет давать?
двигатели, все такое.

как что строить???

Part VI

Other Topics

(этим пока не занимаюсь, потому что все это в других записях пишется.)

11 Various Non-Obvious Phenomena

0.1 The Heat Capacity of a Suspended Ball According to Kotkin, Obrazovsky

Теория

В этом разделе рассмотрена задача: одинакова ли теплоёмкость твердого шарика в случае, если он подвешен, и в случае, если лежит?

В физическом фольклоре" с давних пор имеет хождение задача о разнице между теплоёмкостями шарика, когда он лежит на столе и когда он подвешен. Обычно эту задачу предлагают школьникам и считают нетрудной. Во многих случаях удовлетворяются следующим неправильным решением.

Теплоёмкость лежащего шарика C_1 больше, чем висящего C_2 , так как в первом случае при нагревании на ΔT градусов кроме увеличения внутренней энергии шарика нужно совершить еще и работу по подъёму его центра тяжести $A = mgr\alpha\Delta T$, а во втором - подобная работа имеет другой знак (m - масса шарика, r его радиус, α - линейный коэффициент теплового расширения). Поэтому

$$C_1 - C_2 = 2mgr\alpha$$

Разоблачить" это решение несложно. Представим себе тепловую машину, в которой используется указанная работа $2A$. (Скажем, днем, когда шарик нагрет, закрепляем его на подвесе, а вечером, когда он, охладившись, подтянется вверх, поднимаем подставку). Коэффициент полезного действия такой тепловой машины

$$\eta = \frac{A}{C_1\Delta T} = \frac{2mgr\alpha}{C_1}$$

окажется не зависящим от разницы температур ΔT , а это противоречит условию Карно:

$$\eta \leq \frac{\Delta T}{T}$$

(T - температура холодильника", в данном случае - вечерняя температура). Таким образом, мы получаем фактически вечный двигатель второго рода.

Правильное решение нам будет удобнее изложить для несколько изменённой модели: будем считать, что шарик тяжёлый, но маленький и подвешивается на длинной нити; подъём его обеспечивается изменением длины нити при изменении её температуры и речь идет о разности теплоёмкостей нити, растягиваемой силой $f = mg$ или висящей свободно. Очевидно, все возникшие вопросы сохраняются. В согласии с задачей о шарике примем, что длина нити l зависит от температуры и не зависит от приложенной силы

$$l = l_0 (1 + \alpha (T - T_0))$$

Стартуя от основного соотношения

$$dE = TdS + fdl,$$

где dE - приращение энергии нити, dS - приращение её энтропии, а dl - её удлинение, удобно перейти к потенциалу Гиббса $\Phi = E - TS - fl$, для которого

$$d\Phi = -SdT - ldf \quad (1)$$

Ключом к задаче является рассмотрение изотермических процессов включения" и выключения" силы f . Изменение потенциала

Φ в таком изотермическом процессе сразу же следует из равенства (1):

$$\Phi(T, f) = \Phi(T, 0) - l(T)f$$

Теперь, используя соотношение $S = -\left(\frac{\partial\Phi}{\partial T}\right)_f$, можно найти прирост энтропии в процессе нагружения нити силой:

$$S(T, f) = S(T, 0) + f \frac{dl(T)}{dT} = S(T, 0) + fl\alpha \quad (2)$$

(Подразумевается медленное, равновесное нагружение). Теплоёмкость нити при заданной нагрузке определяется соотношением

$$C_f = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_f$$

так что

$$C(T, f) = C(T, 0) + Tf \frac{d^2l}{dT^2} = C(T, 0) :$$

теплоёмкость нагруженной нити равна теплоёмкости ненагруженной. Очевидно, то же относится и к шарик, с которого мы начинали.

Откуда же берётся работа в нашей тепловой машине? Прирост энтропии в изотермическом процессе нагружения означает, что в этом процессе нить поглощает тепло $Q = T(S(T, f) - S(T, 0)) = fl\alpha T$. Нагружаем мы нить днём, при температуре $T + \Delta T$, а разгружаем вечером, при температуре T . Поэтому различны и количества тепла, поглощенного при нагружении $Q_a = fl\alpha(T + \Delta T)$ и выделенного при разгрузке $Q_b = fl\alpha T$. Работа A , совершаемая поднимающей шарик нитью, как раз и равна $Q_a - Q_b = fl\alpha \Delta T$. Разумеется, коэффициент полезного действия удовлетворяет условию Карно:

$$\eta = \frac{A}{C_1 \Delta T + Q_a} = \frac{\Delta T}{T + \Delta T + (C_1/fl\alpha) \Delta T} \leq \frac{\Delta T}{T}.$$

Внутренняя энергия нагруженной нити (нерастяжимой!)

$$E(T, f) = \Phi(T, f) + TS(T, f) + fl(T) = E(T, 0) + fl(T)\alpha T - fl(T)$$

зависит и от температуры и от силы, в отличие от внутренней энергии идеального газа $E_g = C_v T$.

Любопытно оценить, на сколько изменилась бы температура нити при адиабатическом нагружении. Это изменение температуры δT можно найти из условия

$$S(T + \delta T, f) = S(T, 0)$$

Подставив сюда $S(T + \delta T, f)$ из (2) и разложив S по δT , получим

$$\delta T = -\frac{l\alpha T f}{C}$$

что совпадает, конечно же, с $-Q_a/C$. Введя сечение нити s , её плотность ρ и удельную теплоёмкость c , получаем

$$\delta T = \frac{f}{s} \frac{\alpha T}{c\rho}.$$

Для численной оценки примем, что на стальную проволоку сечения 1 мм^2 подвешен груз массы 10 кг ; это вызовет натяжение $f/s \approx 0,1 \text{ ГПа}$, лишь раз в пять меньше предела прочности. Подставив значения $\alpha \approx 10^{-5} \text{ К}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$, $\rho = 7,8 \cdot 10^3 \text{ кг/М}^3$, $c \approx 500 \text{ Дж/(кг К)}$, получаем $\delta T \approx -0,1 \text{ К}$ - эффект совсем не большой.

Удлинение нити (которым мы пренебрегали)

$$\delta l = \frac{l}{sY} f \quad (3)$$

где Y - модуль упругости. Для стали $Y \approx 200 \text{ ГПа}$, так что

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{f}{sY} \approx 0,005$$

действительно, мало.

Даже при таком большом натяжении энергия упругой деформации $\delta E = f\delta l/2$ в несколько раз меньше теплового эффекта Q_a :

$$\frac{\delta E}{Q_a} = 0,2$$

Микроскопический механизм, приводящий к отмеченному тепловому эффекту, не очевиден. Чтобы лучше его понять, построим специальную модель стержня. Пусть стоящий вертикально цилиндр с идеальным газом закрыт поршнем. Высота столба газа h , сечение его s , высота стержня l , вес поршня Mg . В своей модели стержня мы будем учитывать только тепло, получаемое или отдаваемое газом, давление же поршня изображает молекулярное сцепление. Теплоёмкость стержня сводится в таком случае к теплоёмкости газа при постоянном давлении, которая от величины давления не зависит. Имея в виду, что прилагаемые к настоящему стержню силы малы в сравнении с молекулярными силами сцепления ($f/s \ll Y$), будем считать поршень очень тяжелым,

$$P_0 = Mg/s \gg f/s \quad (4)$$

Удлинение стержня Δl при его нагревании на ΔT определяется уравнением состояния газа

$$\frac{P_0(V + s\Delta l)}{T + \Delta T} = \frac{P_0 V}{T}, V = hs$$

Отсюда

$$\Delta l = h \frac{\Delta T}{T}$$

что определяет коэффициент теплового расширения $\alpha = h/lT$.

Поскольку внутренняя энергия идеального газа определяется его температурой, тепло, поглощаемое газом в изотермическом процессе, равно совершаемой им в этом процессе работе. Если приложить к стержню силу f , то он растянется на длину x , определяемую соотношением

$$(Mg/s)(hs) = (Mg - f)(h + x), x = \frac{h}{Mg}f$$

Газ совершит над поршнем работу $Mgx = fh = fl\alpha T$, как раз равную Q . Это работа, совершенная внутренними силами" и проявляющаяся в поглощении тепла. Работа же силы f , равная $fx/2$, соответствует энергии упругой деформации. Эта работа мала и мы её не учитываем. Таким образом, сила f , приложенная к стержню, провоцирует" очень малое изменение его длины, и при этом во много раз большие внутренние силы совершают работу, уже не столь малую.

Для настоящего твердого тела тепловое расширение обусловлено ангармоничностью колебаний атомов. Обсуждаемый эффект в этом случае не так подчеркнут, как в приведённой выше модели, где атомы движутся фактически между двумя стенками, в предельно ангармоничном" поле.

Интересный и гораздо больший эффект изменения температуры наблюдается для резины: для неё коэффициент теплового расширения намного больше и к тому же отрицательный (см. задачу 2.1). Правда, нерастяжимой резину считать не приходится. Термодинамика стержней с учётом их сжимаемости рассмотрена в учебнике [7].

12 Other Topics in Thermodynamics

1 Applications of Thermodynamics to Problems of Mechanics

(theory in previous sections should be enough to do it)

1.1 Mechanical and Thermodynamic Properties of Rubber (??)

(ну есть такой пример, пока тут побудет. мб удалю, если совсем он бестолковый, пока вроде сойдет тоже.)

вывод теплоемкости и внутренней энергии резины

Используя уравнения состояния упругой пружины $f = kl$, где f - сила натяжения, а l - удлинение пружины от ненапряженного равновесного состояния, а также выражение Для дифференциала свободной энергии

$$dF = -SdT + fdl$$

Найдите теплоёмкость C_l при постоянном удлинении l , теплоёмкость C_f при постоянном натяжении пружины и внутреннюю энергию системы.

Проинтегрируем свободную энергию при постоянной температуре от ненапряженного состояния пружины ($l = 0$) до некоторого значения l , найдем

$$F = F_0(T) + \frac{kl^2}{2}$$

Найдем энтропию

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_l = S_0(T) - \frac{l^2}{2} \frac{dk}{dT}$$

Последнее слагаемое в правой части (1.53) учитывает зависимость коэффициента жесткости k пружины от температуры.

Производная от коэффициента жесткости пружины по температуре вычисляется в рамках линейного приближения, при котором k считается функцией температуры и не зависит от удлинения пружины.

Для теплоемкостей C_l и C_f получаем

$$\begin{aligned} C_l &= T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_l = T \frac{\partial S_0(T)}{\partial T} - \frac{l^2 T}{2} \frac{d^2 k}{dT^2} \\ C_f &= T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_f = T \frac{\partial S_0(T)}{\partial T} - \frac{l^2 T}{2} \frac{d^2 k}{dT^2} + \frac{l^2 T}{k} \left(\frac{dk}{dT} \right)^2 = \\ &= C_l + \frac{l^2 T}{k} \left(\frac{dk}{dT} \right)^2 \end{aligned}$$

При получении выражения для C_f учтено, что выражение (1.53) для энтропии можно записать в виде:

$$S = S_0(T) - \frac{f^2}{2k^2} \frac{dk}{dT}$$

Из выражений (1.54) следует, что

$$C_f - C_l = \frac{l^2 T}{k} \left(\frac{dk}{dT} \right)^2 > 0$$

Выражение для внутренней энергии может быть получено так же, как в предыдущей задаче. С помощью (1.52) и (1.53) имеем:

$$U = F + TS = U_0(T) + \frac{kl^2}{2} \left(1 - \frac{T}{k} \frac{dk}{dT} \right)$$

Где

$$U_0(T) = F_0(T) + TS_0(T)$$

Выражение (1.55) показывает, что изменение внутренней энергии при изотермическом процессе не равно совершенной механической работе $\frac{kl^2}{2}$, а больше или меньше этой величины в зависимости от знака производной $\frac{dk}{dT}$.

Тем самым равенство (1.55) указывает на обязательное присутствие процесса теплопередачи при изотермическом совершении работы.

В случае теплоизолированной системы с $\frac{dk}{dT} \neq 0$ совершение механической работы обязательно сопровождается изменением температуры системы.

резина как одномерная цепочка

эмпирические факты про резину следующие

Изобарический коэффициент объемного расширения резины отрицателен: $\frac{\partial V}{\partial T} < 0$

Эффект Гука-Джоуля: если резину, подвешенную к потолку, держащий внизу груз, нагреть, то она поднимется. Это же можно проверить, если нагреть часть колеса в поле тяжести: колесо начнет вращаться за счет смещения центра масс.

Суперэластичность: ее легко растягивать, ее модуль юнга меньше на 6 порядков, чем металлов.

Из опыта следует, что $k \approx T$

поэтому если мы запишем

$$f dx = dE - T dS$$

можно догадаться, что dE не будет влиять на свободную энергию.

Также нужно знать, что это длинная полимерная молекула.

поэтому нужно предложить простую модель, пусть она будет одномерной: пусть у нас резина - это цепь молекул, которые могут напарвляться одна после предыдущей вперед, а может и назад.

число звеньев крайне велико.

поскольку звенья поворачиваются свободно, внутренняя энергия не зависит от x - общей длины резины вдоль линии, на которой она расположена.

толщина атомов - несколько ангстрем. Тогда несколько вычислим статистический вес:

у нас N_+ и N_- - звенья, идущие вперед и назад.

тогда всего звеньев $N = N_+ + N_-$

тогда общая длина $x = (N_+ - N_-)a$.

$$\Delta\gamma_x = C_N^{N_+}$$

$$N_{\pm} = (N \pm x/a)/2$$

Воспользуемся формулой стирлинга:

$$\Delta\gamma(x) = N!/N_+!N_-!$$

$$S(x) = N(\ln 2 - \frac{1}{2}(1 + x/Na) \ln(1 + \frac{x}{Na})) - \frac{1}{2}(1 - x/Na) \ln(1 - \frac{x}{Na}))$$

таким образом

$$f(x) = \frac{\partial F}{\partial x} = -T \frac{\partial S}{\partial x} = \frac{T}{2a} \ln \frac{(1 + \frac{x}{Na})}{(1 - \frac{x}{Na})} = \frac{T}{Na^2} x =$$

(далее пример 11 из райгора.)

Эмпирическое уравнение состояния резиновой ленты имеет вид:

$$f = aT \left(\frac{l}{l_0} - \left(\frac{l_0}{l} \right)^2 \right)$$

где l - длина ленты, l_0 - длина ленты в нерастянутом состоянии, f - сила натяжения ленты, a - некоторая положительная постоянная.

От каких термодинамических переменных зависит внутренняя энергия ленты?

Найти работу, совершенную при изотермическом растяжении ленты от длины l_1 до l_2 , и количество поглощенной ею при этом теплоты.

Найти конечную температуру ленты при ее обратимом растяжении между значениями длины l_1 и l_2 , если начальная температура T_1 .

Теплоемкость C_l ленты при постоянной длине считать постоянной.

Уравнение состояния ленты задано в явном виде, поэтому интегрируем выражение

$$dF = -SdT + fdl$$

при постоянной температуре от значения l_0 до l , получим

$$F = F_0(T) + ab(l)T$$

где $b(l) = \frac{l^2}{2l_0} + \frac{l_0^2}{l} - \frac{3}{2}l_0$

Энтропия ленты S есть

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_l = S_0(T) - ab(l)$$

так что для ее внутренней энергии U получаем

$$U = F + TS = F_0(T) + TS_0(T) = U_0(T)$$

Внутренняя энергия ленты зависит только от температуры и не зависит от ее длины. Разумеется, этот результат можно было получить и с помощью уравнения

$$\left(\frac{\partial U}{\partial l}\right)_T = -T \left(\frac{\partial f}{\partial T}\right)_l + f = 0$$

Которое можно вывести с помощью соотношения (1.56). Для Теплоемкости ленты C_l с помощью (1.57) имеем:

$$C_l = T \left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_l = T \frac{\partial S_0(T)}{\partial T}$$

Видно, что C_l может зависеть от температуры, но по условию задачи она считается постоянной.

Работа, совершаемая при изотермическом растяжении ленты, легко вычисляется с помощью уравнения состояния и оказывается положительной, как это и следует из элементарных соображений:

$$A = \int_{l_1}^{l_2} f dl = aT \int_{l_1}^{l_2} \left(\frac{l}{l_0} - \left(\frac{l_0}{l} \right)^2 \right) dl = aT \frac{l_2 - l_1}{l_0} \left(\frac{l_1 + l_2}{2} - \frac{l_0^3}{l_1 l_2} \right)$$

При изотермическом процессе внутренняя энергия ленты с заданным уравнением состояния не изменится. Поэтому $Q = -A$: лента не поглощает, а отдает тепло, величина которого равна совершенной работе при ее растяжении.

При обратимом растяжении ленты ее энтропия остается постоянной, поэтому на основании фундаментального равенства Гиббса

$$dU = TdS + fdl$$

имеем

$$C_l dT = fdl$$

Используя уравнение состояния ленты, получаем

$$C_l \frac{dT}{T} = a \left(\frac{l}{l_0} - \frac{l_0^2}{l^2} \right) dl$$

что после интегрирования дает:

$$C_l \ln \frac{T_2}{T_1} = a \frac{l_2 - l_1}{l_0} \left(\frac{l_1 + l_2}{2} - \frac{l_0^3}{l_1 l_2} \right)$$

Отсюда находим значение T_2

1.2 Elastic Deformations (?)

модули упругости

(почему они такие?)

изотермический K_T и адиабатическим $K_{ад}$ модули упругости имеют вид:

$$K_T = -V \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T ; \quad K_{ан} = -V \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_{ал}$$

(зачем они??)

установим между ними связь...

(тупо скопировано из райгора, пока не до этого)

Р е ш е н и е. Эту задачу можно решить, не используя второго начала термодинамики. Для этого нужно вывести уравнение адиабаты и вычислить производную $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{\text{ад}}$. Записав первое начало термодинамики в виде

$$\delta Q = dU + p dV = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] dV + \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT$$

и учитывая, что

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V = C_V, \quad \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] = (C_p - C_V) \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p$$

получим, полагая $\delta Q = 0$, уравнение адиабаты в виде:

$$C_V dT + (C_p - C_V) \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV = 0$$

Поскольку для dT справедливо соотношение

$$dT = \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV + \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V dp$$

то уравнение (1.35) можно переписать как

$$C_V \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_V dp + C_p \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p dV = 0$$

Входящие в уравнение адиабаты (1.36) дифференциалы dp и dV не независимы, а соответствуют производной $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_{\text{ад}}$. Поэтому с помощью (1.36) имеем

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_a = - \frac{C_p}{C_V} \left(\frac{\partial T}{\partial V} \right)_p \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = \gamma \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T$$

При получении (1.37) использовано тождество (1.9) и введено обозначение $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$. Равенство (1.37) дает ответ на поставленный вопрос:

$$K_a = \gamma K_T$$

1.3 Thermodynamics of Rotating Bodies (!?!?!?)

(интересный очень вопрос)

2 Thermodynamics of Bodies at High Densities

(отношусь к этому как к простым моделями, которые по потребности доделаю, но пока что нужно как следует прописать основы! и много тренироваться!)

обзор тел с большими плотностями

кратко всё, что тут подробно рассказывается

2.1 Equation of State of Matter at High Densities

Theory

Принципиальный интерес представляет исследование свойств вещества при чрезвычайно больших плотностях.

Проследим качественно за изменением этих свойств по мере постепенного увеличения плотности.

Когда объем, приходящийся на один атом, становится меньше обычных атомных размеров, атомы теряют свою индивидуальность, так что вещество превращается в сильно сжатую электронно-ядерную плазму. Если температура вещества не слишком высока, то электронная компонента этой плазмы представляет собой вырожденный ферми-газ. В конце § 57 было отмечено своеобразное свойство такого газа: его идеальность возрастает по мере увеличения плотности. Поэтому при достаточном сжатии вещества роль взаимодействия электронов с ядрами (и друг с другом) становится несущественной, так что можно пользоваться формулами идеального ферми-газа.

Согласно условию (57,9) это наступает при выполнении неравенства

$$n_e \gg \left(\frac{m_e e^2}{\hbar^2} \right)^3 Z^2$$

где n_e - плотность числа электронов, m_e - масса электрона, Z некоторый средний атомный номер вещества.

Отсюда получаем для полной плотности массы вещества неравенство

$$\rho \gg \left(\frac{m_e e^2}{\hbar^2} \right)^3 m' Z^2 \sim 20 Z^2 \text{ г/см}^3$$

где m' - масса, приходящаяся на один электрон, так что $\rho = n_e m'$. Что касается «ядерного газа», то благодаря большой массе ядра он еще может быть далек от вырождения, но его вклад, например,

в давление вещества во всяком случае совершенно несуществен по сравнению с давлением электронного газа.

Таким образом, термодинамические величины вещества в рассматриваемых условиях определяются полученными в § 57 формулами, примененными к электронной компоненте.

В частности, для давления имеем

$$P = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{\rho}{m'} \right)^{5/3}$$

Условие для плотности (106,1) дает для давления численное неравенство $P \geq 5 \cdot 10^6 Z^{10/3}$ бар.

В написанных формулах электронный газ предполагается нерелятивистским. Это требует малости граничного импульса Ферми p_F по сравнению с mc (см. §61), что приводит к численным неравенствам

$$\rho \ll 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3, \quad P \ll 10^{17} \text{ бар.}$$

Когда плотность и давление газа становятся сравнимыми с указанными значениями, электронный газ делается релятивистским, а при выполнении обратных неравенств - ультрарелятивистским. В последнем случае уравнение состояния вещества определяется формулой (61, 4), согласно которой ²⁾

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c \left(\frac{\rho}{m'} \right)^{4/3}$$

Дальнейшее повышение плотности приводит к состояниям, в которых термодинамически выгодными оказываются ядерные реакции, заключающиеся в захвате электронов ядрами (с одновременным испусканием нейтрино).

В результате такой реакции уменьшается заряд ядра (при неизменном его весе), что, вообще говоря, приводит к уменьшению энергии связи ядра, т. е. уменьшению его масс-дефекта. Энергетическая невыгодность такого процесса при достаточно больших плотностях вещества с избытком компенсируется уменьшением энергии вырожденного электронного газа вследствие уменьшения числа электронов.

Не представляет труда написать термодинамические условия, определяющие «химическое равновесие» описанной ядерной реакции, которую можно записать в виде символического равенства

$$A_z + e^- = A_{z-1} + \nu$$

где A_z обозначает ядро с весом A и зарядом Z ; e^- - электрон, ν - нейтрино. Нейтрино не задерживаются веществом и покидают тело; такой процесс должен вести к непрерывному охлаждению тела. Поэтому тепловое равновесие в этих условиях имеет смысл рассматривать, только принимая температуру вещества равной нулю. Химический потенциал нейтрино при этом в уравнение равновесия не должен входить. Химический потенциал ядер определяется в основном их внутренней энергией, которую мы обозначим посредством $-\varepsilon_{A,Z}$ (энергией связи обычно называют положительную величину $\varepsilon_{A,z}$).

Наконец, обозначим посредством $\mu_e(n_e)$ химический потенциал электронного газа как функцию плотности n_e числа частиц в нем. Тогда условие химического равновесия напишется в виде $-\varepsilon_{A,Z} + \mu_e(n_e) = -\varepsilon_{A,Z-1}$ Или, вводя обозначение $\varepsilon_{A,Z} - \varepsilon_{A,Z-1} = \Delta$:

$$\mu_e(n_e) = \Delta$$

Воспользовавшись формулой (61,2) для химического потенциала ультра релятивистского вырожденного газа, получаем отсюда

$$n_e = \frac{\Delta^3}{3\pi^2(\hbar c)^3}$$

Таким образом, условие равновесия приводит к некоторому постоянному значению электронной плотности. Это значит, что при постепенном увеличении плотности вещества рассматриваемая ядерная реакция начнется, когда электронная плотность достигнет значения (106,4). При дальнейшем сжатии вещества все большее число ядер будет захватывать по электрону, так что общее число электронов будет уменьшаться, но их плотность будет оставаться неизменной. Вместе с электронной плотностью

будет постоянным также и давление вещества, которое по-прежнему определяется в основном давлением Электронного газа; Именно, подстановка (106,4) в (106,3) дает

$$P = \frac{\Delta^4}{12\pi^2(\hbar c)^3}$$

Так будет продолжаться до тех пор, пока все ядра не захватят по электрону.

При еще больших плотностях и давлениях будет происходить дальнейший захват электронов ядрами, сопровождающийся дальнейшим уменьшением заряда последних. В конце концов ядра, содержащие слишком много нейтронов, станут неустойчивыми и распадутся. При плотности $\rho \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ (и давлении $P \sim 10^{24} \text{ бар}$) нейтроны начинают преобладать по своему числу над электро-

нами, а уже при $\rho \sim 10^{12} \text{ е/см}^3$ начинают преобладать и по создаваемому ими давлению (F. Hund, 1936). Здесь начинается область плотностей, в которой вещество можно рассматривать в основном как вырожденный нейтронный ферми-газ с небольшой примесью электронов и различных ядер, концентрации которых определяются условиями равновесия соответствующих ядерных реакций. Уравнение состояния вещества в этой области есть

$$P = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{5} \frac{\hbar^2}{m_n^{8/3}} \rho^{5/3} = 5,5 \cdot 10^3 \rho^{5/3} \text{бар}$$

где m_n -масса нейтрона. Наконец, при плотностях $\rho \gg 6 \cdot 10^{15} \text{ е/см}^3$ вырожденный нейтронный газ станет ультрарелятивистским, а уравнение состояния будет определяться формулой

$$P = \frac{(3\pi^2)^{1/3}}{4} \hbar c \left(\frac{\rho}{m_n} \right)^{4/3} = 1,2 \cdot 10^9 \rho^{4/3} \text{бар}$$

Следует, однако, иметь в виду, что при плотностях порядка плотности вещества ядер становятся существенными специфические ядерные силы (сильное взаимодействие нуклонов). В этой области значений плотности формула (106,7) может иметь лишь качественный смысл. При современном состоянии наших знаний о сильных взаимодействиях нельзя сделать сколько-нибудь определенных заключений и о состоянии вещества при плотностях, значительно превосходящих ядерную. Отметим лишь, что в этой области следует ожидать возникновения, наряду с нейтронами, также и других частиц. Поскольку частицы каждого рода заполняют свой отдельный ряд состояний, то превращение нейтронов в другие частицы может оказаться термодинамически выгодным деления нейтронов.

2.2 The Equilibrium of Bodies with a Large Mass

Theory

Рассмотрим тело очень большой массы, части которого удерживаются вместе силами гравитационного притяжения. Реальные тела большой массы известны нам в виде звезд, непрерывно излучающих энергию и отнюдь не находящихся в состоянии теплового равновесия. Представляет, однако, принципиальный интерес рассмотрение равновесного тела большой массы. При этом мы будем пренебрегать влиянием температуры на уравнение состояния, т. е. будем рассматривать тело находящимся при абсолютном нуле («холодное» тело). Поскольку в реальных условиях температура наружной поверхности значительно ниже, чем внутренняя температура, рассмотрение тела с отличной от нуля постоянной температурой во всяком случае лишено физического смысла,

Будем далее предполагать тело невращающимся; тогда в равновесии оно будет иметь сферическую форму, и распределение плотности в нем будет центрально-симметричным.

Равновесное распределение плотности (и других термодинамических величин) в теле будет определяться следующими уравнениями. Ньютоновский гравитационный потенциал φ удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho$$

где ρ -плотность вещества, G -ньютоновская гравитационная постоянная; в центрально-симметричном случае имеем

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi G \rho$$

Кроме того, в тепловом равновесии должно выполняться условие (25,2); в гравитационном поле потенциальная энергия частицы с массой m' есть $m'\varphi$, так что имеем

$$\mu + m'\varphi = \text{const},$$

где m' - масса частицы тела, а φ химического потенциала вещества в отсутствие поля для краткости опущен индекс нуль. Выразив через μ из (107,2) и подставив в уравнение (107,1), мы можем написать последнее в виде

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\mu}{dr} \right) = -4\pi m' G \rho$$

При увеличении массы гравитирующего тела возрастает, естественно, и его средняя плотность (это обстоятельство будет подтверждено следующими ниже вычислениями). Поэтому при достаточно большой полной массе M тела можно, согласно изложенному в предыдущем параграфе, рассматривать вещество тела как вырожденный электронный ферми-газ - сначала нерелятивистский, а затем, при еще больших массах, релятивистский. Химический потенциал нерелятивистского вырожденного электронного газа связан с плотностью тела ρ равенством

$$\mu = \frac{(3\pi^2)^{2/3}}{2} \frac{\hbar^2}{m_e m'^{2/3}} \rho^{2/3}$$

(формула (57,3), в которую подставлено $\rho = m'N/V$; m' - масса, приходящаяся на один электрон, m_e - электронная масса). Выразив отсюда ρ через μ и подставив в (107,3), получим следующее уравнение ¹⁾:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\mu}{dr} \right) = -\lambda \mu^{3/2}, \quad \lambda = \frac{2^{7/2} m_e^{3/2} m'^2 G}{3\pi \hbar^3}$$

Обладающие физическим смыслом решения этого уравнения не должны иметь особенности в начале координат: $\mu \rightarrow \text{const}$ при $r \rightarrow 0$. Это требование автоматически приводит к условию для первой производной

$$\frac{d\mu}{dr} = 0 \quad \text{при} \quad r = 0$$

как это непосредственно следует из уравнения (107,5) после интегрирования по dr :

$$\frac{d\mu}{dr} = -\frac{\lambda}{r^2} \int_0^r r'^2 \mu^{3/2} dr'$$

Ряд существенных результатов можно получить уже путем применения к уравнению (107,5) простых соображений размерности. Решения уравнения (107,5) содержат лишь два постоянных параметра - постоянную λ и, например, радиус тела R , заданием которого однозначно определяется выбор решения. Из этих двух величин можно образовать всего одну величину с размерностью длины - самый радиус R , и одну величину с размерностью энергии: $1/\lambda^2 R^4$ (постоянная λ имеет размерность $\text{см}^{-2} \cdot \text{эрг}^{-1/2}$). Поэтому ясно, что функция $\mu(r)$ должна иметь вид

$$\mu(r) = \frac{1}{\lambda^2 R^4} f\left(\frac{r}{R}\right)$$

r/R . Поскольку плотность ρ пропорциональна $\mu^{3/2}$, то распределение плотности должно иметь вид

$$\rho(r) = \frac{\text{const}}{R^6} F\left(\frac{r}{R}\right)$$

Таким образом, при изменении размеров сферы распределение плотности в ней меняется подобным образом, причем в подобных точках плотность меняется обратно пропорционально R^6 . В частности, средняя плотность сферы будет просто обратно пропорциональна R^6 :

$$\bar{\rho} \propto \frac{1}{R^6}$$

Полная же масса M тела, следовательно, обратно пропорциональна кубу радиуса:

$$M \propto \frac{1}{R^3}$$

Эти два соотношения можно написать также в виде

$$R \propto M^{-1/3}, \quad \bar{\rho} \propto M^2$$

Таким образом, размеры равновесной сферы обратно пропорциональны кубическому корню из ее полной массы, а средняя плотность пропорциональна квадрату массы. Последнее обстоятельство подтверждает сделанное выше предположение о том, что плотность гравитирующего тела растет с увеличением его массы.

Тот факт, что гравитирующая сфера из нерелятивистского вырожденного ферми-газа может находиться в равновесии при любом значении полной массы M , можно было усмотреть заранее из следующих качественных соображений. Полная кинетическая энергия частиц такого газа пропорциональна $N(N/V)^{2/3}$ (см. (57,6)) или, что то же, $M^{5/3}/R^2$, а гравитационная энергия газа в целом отрицательна и пропорциональна M^2/R . Сумма двух выражений такого типа может иметь минимум (как функция от R) при любом M , причем в точке минимума $R \propto M^{-1/3}$.

Подставляя (107,7) в (107,5) и вводя безразмерную переменную $\xi = r/R$, найдем, что функция $f(\xi)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{df}{d\xi} \right) = -f^{3/2}$$

с граничными условиями $f'(0) = 0, f(1) = 0$. Это уравнение не может быть решено в аналитическом виде и должно интегрироваться численно. Укажем, что

$$f(0) = 178,2, \quad f'(1) = -132,4$$

С помощью этих численных значений легко определить значение постоянной MR^3 . Умножив уравнение (107,1) на $r^2 dr$ и интегрируя от 0 до R , получим

$$GM = R^2 \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r=R} = - \frac{R^2}{m'} \frac{d\mu}{dr} \Big|_{r=R} = - \frac{f'(1)}{m' \lambda^2 R^3}$$

откуда

$$MR^3 = 91,9 \frac{\hbar^6}{G^3 m_e^3 m' 5} = 2,2 \cdot 10^{13} \left(\frac{m_n}{m'} \right)^5 \odot \kappa M^3$$

где $\odot = 2 \cdot 10^{33}$ е-масса Солнца. Наконец, для отношения центральной плотности $\rho(0)$ к средней плотности $\bar{\rho} = 3M/4\pi R^3$ легко найти

$$\frac{\rho(0)}{\bar{\rho}} = - \frac{f^{3/2}(0)}{3f'(1)} = 5,99$$

На рис. 50 (кривая 1) изображен график отношения $\rho(r)/\rho(0)$ как функции r/R^1 .

Перейдем к исследованию равновесия сферы, состоящей из вырожденного ультрарелятивистского электронного газа. Полная кинетическая энергия частиц такого газа пропорциональна $N(N/V)^{2/3}$ (см. (61,3)), или иначе $M^{4/3}/R$; гравитационная же энергия про-

порциональна $-Ma/R$. Таким образом, обе эти величины зависят от R одинаковым образом, и их сумма тоже будет иметь вид $\text{const} \cdot R^{-1}$. Отсюда следует, что тело вообще не сможет находиться в равновесии: если $\text{const} > 0$, то оно будет стремиться расширяться (до тех пор, пока газ не станет нерелятивистским); если же $\text{const} < 0$, то уменьшению полной энергии будет соответствовать стремление R к нулю, т. е. тело будет неограниченно сжиматься. Лишь в особом случае $\text{const} = 0$ тело может находиться в равновесии, причем в безразличном равновесии с произвольными размерами R .

Эти качественные соображения, разумеется, полностью подтверждаются точным количественным анализом. Химический потенциал рассматриваемого релятивистского газа связан с плотностью (см. (61,2)) посредством

$$\mu = (3\pi^2)^{1/3} \hbar c \left(\frac{\rho}{m'} \right)^{1/3}$$

Вместо уравнения (107,5) получаем теперь

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\mu}{dr} \right) = -\lambda \mu^3, \quad \lambda = \frac{4Gm^2}{3\pi c^3 \hbar^3}$$

находим, что химический потенциал как функция от r должен иметь вид

$$\mu(r) = \frac{1}{R\sqrt{\lambda}} f\left(\frac{r}{R}\right)$$

а распределение плотности

$$\rho(r) = \frac{\text{const}}{R^3} F\left(\frac{r}{R}\right)$$

Таким образом, средняя плотность будет теперь обратно пропорциональна R^3 , а полная масса M с R^3 оказывается не зависящей от размеров постоянной:

$$\vec{\rho} \text{cs} \frac{1}{R^3}, \quad M = \text{const} \equiv M_0$$

M_0 есть единственное значение массы, при котором возможно равновесие; при $M > M_0$ тело будет стремиться неограниченно сжиматься, а при $M < M_0$ оно будет расширяться.

Для точного вычисления «критической массы» M_0 необходимо произвести численное интегрирование уравнения

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{df}{d\xi} \right) = -f^s, \quad f'(0) = 0, \quad f(1) = 0$$

которому удовлетворяет функция $f(\xi)$ в (107,14). Теперь получается

$$f(0) = 6,897, \quad f'(1) = -2,018$$

Для полной массы находим

$$GM_0 = R^2 \frac{d\varphi}{dr} \Big|_{r=R} = \frac{f'(1)}{m' \sqrt{\lambda}}$$

откуда

$$M_0 = \frac{3,1}{m'^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} = 5,8 \left(\frac{m_n}{m'} \right)^2 \odot$$

Положив $m' = 2m_n$, получим $M_0 = 1,45 \odot$. Наконец, отношение центральной плотности к средней оказывается равным

$$\frac{\rho(0)}{\bar{\rho}} = -\frac{f^3(0)}{3f'(1)} = 54,2$$

На рис. 50 (кривая 2) дан график $\rho(r)/\rho(0)$ в ультрарелятивистском случае как функции r/R^i .

Полученные результаты о зависимости между массой и радиусом равновесного «холодного» сферического тела можно представить во всей области измерения $\hat{R}$ в виде единой кривой, определяющей зависимость $M = M(R)$. При больших R (и соответственно малых плотностях тела) электронный газ можно рассматривать как нерелятивистский, и функция $M(R)$ спадает по закону $M \propto R^{-3}$. При достаточно же малых R плотность настолько велика, что имеет место ультрарелятивистский случай, и функция $M(R)$ имеет почти постоянное (равное M_0) значение (строго говоря, $M(R) \rightarrow M_0$ при $R \rightarrow 0$). На рис. 51 изображена кривая $M = M(R)$, вычисленная с $m' = 2m_n$. Следует обратить внимание на то, что предельное значение $1,45\odot$ достигается лишь весьма постепенно; это связано с тем, что плотность быстро падает по мере удаления от центра тела; поэтому газ может быть уже ультрарелятивистским вблизи центра и в то же время нерелятивистским в значительной части объема тела. Отметим также, что начальная

часть кривой (слишком малые R) не имеет реального физического смысла. Действительно, при достаточно малых радиусах плотность станет настолько большой, что в веществе начнут происходить ядерные реакции. При этом давление будет возрастать с увели-

чением плотности медленнее чем $\rho^{4/3}$, а при таком уравнении состояния никакое равновесие вообще невозможно¹⁾.

Наконец, эта кривая теряет смысл также и при слишком больших значениях R (и малых M); как уже было указано (см. примечание на стр. 352), в этой области становится неприменимым использованное нами уравнение состояния вещества. В этой связи следует указать, что существует верхний предел размеров, которыми вообще может обладать «холодное» тело. Действительно,

большим размерам тела соответствуют на кривой рис. 51 малые массы и малая плотность вещества. Но при достаточно малых плотностях вещество будет находиться в обычном «атомном» состоянии, и при интересующих нас низких температурах оно будет твердым. Размеры тела, построенного из такого вещества, будут, очевидно, уменьшаться при дальнейшем уменьшении его массы,

а не увеличиваться, как на рис. 51. Истинная кривая $R = R(M)$ должна, следовательно, иметь при некотором значении M максимум. Порядок величины максимального значения радиуса легко определить, заметив, что он должен соответствовать плотности, при которой становится существенным взаимодействие электронов с ядрами, т. е. при

$$\rho \sim \left(\frac{m_e e_1^2}{\hbar^2} \right)^3 m' Z^2$$

(см. (106,1)). Комбинируя это соотношение с равенством (107,10), получим

$$R_{\max} \sim \frac{\hbar^2}{G^{1/2} m_e m' Z^{1/3}} \sim 10^5 \frac{m_n}{m' Z^{1/3}} \kappa M$$

2.3 The Energy of a Gravitating Body

Theory

Гравитационная потенциальная энергия тела $E_{\text{гр}}$ определяется, как известно, интегралом

$$E_{\text{гр}} = \frac{1}{2} \int \rho \varphi dV, \quad (108, 1)$$

взятым по всему объему тела. Нам, однако, будет удобнее исходить из другого представления этой величины, которое можно получить следующим образом. Представим себе, что тело постепенно «составляется» из вещества, «приносимого» из бесконечности. Пусть $M(r)$ есть масса вещества, заключенного внутри сферы радиуса r . Предположим, что масса $M(r)$ с некоторым определенным r уже принесена из бесконечности; тогда работа, необходимая для доставления дополнительной массы $dM(r)$, равна потенциальной энергии этой массы (распределенной в виде шарового слоя радиуса r и толщины dr) в поле массы $M(r)$, т. е.

$$-\frac{GM(r)dM(r)}{r}$$

Поэтому полная гравитационная энергия сферы радиуса R есть

$$E_{\text{гр}} = -G \int \frac{M(r)dM(r)}{r}$$

Продифференцировав условие равновесия (107, 2), получим

$$v \frac{dP}{dr} + m' \frac{d\varphi}{dr} = 0$$

(дифференцирование должно производиться при постоянной температуре, $(\partial\mu/\partial P)_T = v$ -объем, отнесенный к одной частице). Производная $-d\varphi/dr$ есть сила тяготения, действующая на единицу массы на расстоянии r от центра; она равна $-GM(r)/r^2$. Вводя также плотность $\rho = m'/v$, получаем

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}$$

Выразив отсюда $GM(r)/r$ через dP/dr и написав $dM(r) = \rho(r) \cdot 4\pi r^2 dr$, представим выражение (108,2) в виде

$$E_{\text{гр}} = 4\pi \int_0^R r^3 \frac{dP}{dr} dr$$

Интегрируя теперь по частям (и учитывая, что на границе тела $P(R) = 0$ и что $r^3 P \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$), получим

$$E_{\text{гр}} = -12\pi \int_0^R P r^2 dr = -3 \int P dV$$

Таким образом, гравитационная энергия равновесного тела может быть выражена в виде интеграла от его давления по объему. Применим эту формулу к рассмотренным в предыдущем параграфе телам из вырожденного ферми-газа. При этом произведем вычисления в общем виде, положив, что химический потенциал вещества пропорционален некоторой степени его плотности:

$$\mu = K \rho^{1/n}$$

Имея в виду, что $d\mu = v dP = \frac{m'}{\rho} dP$, находим давление

$$P = \frac{K}{(n+1)m'} \rho^{1+1/n}$$

В условии равновесия $(\mu/m') + \varphi = \text{const}$ постоянная в правой стороне равенства есть не что иное, как потенциал на границе тела, где μ обращается в нуль; этот потенциал равен $-GM/R$ ($M = M(R)$ - полная масса тела), так что можно написать

$$\varphi = -\frac{\mu}{m'} - \frac{GM}{R}$$

Подставляем это выражение в интеграл (108,1), определяющий гравитационную энергию, и, воспользовавшись формулами (108, 5 – 6), находим

$$E_{\text{гр}} = -\frac{1}{2m'} \int \mu \rho dV - \frac{GM}{2R} \int \rho dV = -\frac{n+1}{2} \int P dV - \frac{GM^2}{2R}$$

Наконец, выразив интеграл в правой части равенства через $E_{\text{гр}}$, согласно (108, 4), получим

$$E_{\text{гр}} = -\frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R}$$

Таким образом, гравитационная энергия тела выражается простой формулой через его полную массу и радиус. Аналогичную формулу можно получить и для внутренней энергии тела E . Внутренняя энергия, отнесенная к одной частице, равна $\mu - Pv$ (при равной нулю температуре и энтропии); поэтому энергия, отнесенная к единице объема, есть

$$\frac{1}{v}(\mu - Pv) = \frac{\rho\mu}{m'} - P = nP$$

(в последнем равенстве использованы (108, 5 – 6)). Поэтому внутренняя энергия всего тела

$$E = n \int P dV = -\frac{n}{3} E_{\text{гр}} = \frac{n}{5-n} \frac{GM^2}{R}$$

Наконец, полная энергия тела

$$E_{\text{поли}} = E + E_{\text{гр}} = -\frac{3-n}{5-n} \frac{GM^2}{R}$$

Для нерелятивистского вырожденного газа имеем $n = 3/2$, так что ¹⁾

$$E_{\text{гр}} = -\frac{6}{7} \frac{GM^2}{R}, \quad E = \frac{3}{7} \frac{GM^2}{R}, \quad E_{\text{полн}} = -\frac{3}{7} \frac{GM^2}{R}. \quad (108, 10)$$

В ультрарелятивистском же случае имеем $n = 3$, так что

$$E_{\text{гр}} = -E = -\frac{3}{2} \frac{GM^2}{R}, \quad E_{\text{полн}} = 0$$

Полная энергия равна в этом случае нулю в соответствии с изложенными в предыдущем параграфе качественными соображениями о равновесии такого тела ²⁾.

2.4 The Equilibrium of the Neutron Sphere

Theory

Для тела с большой массой существуют две возможности равновесного состояния. Одна из них соответствует электронно-ядерному состоянию вещества, как это предполагалось при численных оценках в §107. Другая же соответствует нейтронному состоянию вещества, в котором почти все электроны захвачены протонами и вещество можно рассматривать как нейтронный газ. При достаточно

больших массах тела вторая возможность во всяком случае должна стать термодинамически более выгодной, чем первая (W. Baade, F. Zwicky, 1934). Хотя превращение ядер и электронов в свободные нейтроны и связано со значительной затратой энергии, но при достаточно большой полной массе тела эта затрата будет с избытком компенсирована освобождением гравитационной энергии, связанным с уменьшением размеров и увеличением плотности тела. Прежде всего исследуем вопрос о том, при каких условиях нейтронное состояние тела вообще может соответствовать какому бы то ни было термодинамическому равновесию (хотя бы и метастабильному). Для этого исходим из условия равновесия $\mu + m_n\varphi = \text{const}$, где μ - химический потенциал (термодинамический потенциал, отнесенный к одному нейтрону), m_n - масса нейтрона, φ - гравитационный потенциал.

Поскольку на границе тела давление должно быть равно нулю, ясно, что в некотором внешнем слое вещество будет иметь небольшое давление и плотность и, следовательно, будет находиться в электронно-ядерном состоянии. Хотя толщина такой «оболочки» и может оказаться сравнимой с радиусом внутреннего плотного нейтронного «ядра», тем не менее благодаря значительно меньшей плотности этого слоя его полную массу можно считать малой по сравнению с массой ядра¹⁾.

Сравним значения $\mu + m_n\varphi$ в двух местах: в плотном ядре вблизи его границы и вблизи внешней границы оболочки. Гравитационный потенциал в этих точках можно считать равным $-GM/R$ и $-GM/R'$, где R и R' - радиусы ядра и оболочки, а M - масса ядра, совпадающая в нашем приближении с полной массой тела. Что касается химического потенциала, то он в обоих случаях определяется в основном внутренней энергией (энергией связи) соответствующих частиц, большой по сравнению с их тепловой энергией. Поэтому разность обоих химических потенциалов можно положить равной просто разности приходящейся на

единицу атомного веса энергии покоя нейтрального атома (т. е. Ядра и Z электронов) и энергии покоя нейтрона; обозначим эту величину посредством Δ . Таким образом, приравнявая значения $\mu + m_n\varphi$ в двух рассматриваемых местах, получим

$$m_n MG \left(\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} \right) = \Delta$$

Отсюда видно, что, каким бы ни был радиус R' , масса и радиус нейтронного ядра должны удовлетворять неравенству

$$\frac{m_n MG}{R} > \Delta$$

С другой стороны, применив результаты §107 к сферическому телу, состоящему из вырожденного (нерелятивистского) нейтронного газа, мы найдем, что M и R связаны друг с другом соотношением

$$MR^3 = 91,9 \frac{\hbar^6}{G^3 m_n^8} = 3,6 \cdot 10^3 \text{ км}^3$$

(формула (107, 10), в которой надо заменить m_e и m' на m_n). Выразив отсюда M через R и подставив в (109, 1), получим неравенство для M . Численно оно дает

$$M > \sim 0,2 \odot$$

Так, взяв значение Δ для кислорода, получим $M > 0,17 \odot$, для железа $M > 0,18 \odot$. Таким массам соответствуют радиусы $R < 26 \text{ км}^1$). Полученное неравенство определяет нижний предел масс, за которым нейтронное состояние тела вообще не может быть устойчивым. Однако оно еще не обеспечивает полной устойчивости состояния, которое может оказаться метастабильным. Для определения границы метастабильности надо сравнить полные энергии тела в обоих состояниях: нейтронном и электронно-ядерном. С одной стороны, переход всей массы M из электронно-ядерного состояния в нейтронное требует затраты энергии

$$\frac{M}{m_n} \Delta$$

для компенсации энергии связи ядер. С другой стороны, при этом произойдет освобождение энергии за счет сжатия тела; согласно формуле (108,10) этот выигрыш в энергии равен

$$\frac{3GM^2}{7} \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_e} \right)$$

где R_n - радиус тела в нейтронном состоянии, определяемый формулой (109, 2), а R_e - радиус тела в электронно-ядерном состоянии, определяемый формулой (107,10). Поскольку $\hat{R}_e \gg R_n$, то величиной $1/R_e$ можно пренебречь, и мы получаем следующее условие, обеспечивающее полную устойчивость нейтронного состояния тела (индекс у R_n опускаем):

$$\frac{3GMm_n}{7R} > \Delta$$

Сравнивая это условие с условием (109,1) и учитывая (109,2), мы видим, что определяемый неравенством (109,3) нижний предел массы в $(7/3)^{3/4} = 1,89$ раз выше, чем получающийся из (109, 2).

Численно граница метастабильности нейтронного состояния лежит, таким образом, при массе

$$M \approx 1/3 \odot$$

(и радиусе $R \approx 22 \text{ км}^1$). Перейдем к вопросу о верхнем пределе значений массы, при которых нейтронное тело может находиться в равновесии. Если мы применили бы результаты §107 (формулу (107,17) с m_n вместо m'), то мы получили бы для этого предела значение $6 \odot$.

В действительности, однако, эти результаты неприменимы к данному случаю по следующей причине. В релятивистском нейтронном газе кинетическая энергия частиц порядка величины (или больше) энергии покоя, а гравитационный потенциал $\varphi \sim c^2$). Ввиду этого становится незаконным применение ньютоновской теории тяготения, и вычисления должны производиться на основе общей теории относительности. При этом, как мы увидим ниже, оказывается, что ультрарелятивистский случай вообще не достигается; поэтому вычисления должны производиться с помощью точного уравнения состояния вырожденного ферми-газа (см. задачу 3 К\$61). Вычисления производятся путем численного интегрирования уравнений центрально-симметрического статического гравитационного поля и приводят к следующим результатам³⁾.

Предельное значение массы равновесного нейтронного шара оказывается равным всего $M_{\max} = 0,76 \odot$, причем это значение достигается уже при конечном (равном $R_{\min} = 9,4 \text{ км}$) его радиусе; на рис. 52 изображен график получающейся зависимости массы M

от радиуса R . Устойчивые нейтронные сферы большей массы или меньшего радиуса, таким образом, не могут существовать. Следует указать, что под массой M мы понимаем здесь произведение $M = Nm_n$, где N - полное число частиц (нейтронов) в сфере. Эта величина не совпадает с гравитационной массой тела M_{gr} , определяющей создаваемое им в окружающем пространстве гравитационное поле. Благодаря «гравитационному масс-дефекту» в устойчивых состояниях всегда $M_{gr} < M$ (в частности, При $R = R_{min}$ $M_{gr} = 0,95M$)¹⁾.

Что касается вопроса о поведении сферического тела с массой, превышающей M_{max} , то за ранее ясно, что оно должно стремиться неограниченно сжиматься. Исследование характера такого неустойчивого гравитационного коллапса изложено в другом то-
Следует отметить, что принципиальная возможность гравитационного коллапса, неизбежного (для рассматриваемой модели сферического тела) при $M > M_{max}$, не ограничена в действительности большими массами. «Коллапсирующее» состояние существует для любой массы, но при $M < M_{max}$ оно отделено от статического равновесного состояния очень высоким энергетическим барьером²⁾.

2.5 Temperature Phenomena in Hydrodynamics

правда, очень интересно, как же их описывать?

2.6 Thermodynamics in Some Other Setups (???)

(переназову потом раздел. пока что тут про волноводы писать буду)

Термодинамика волновода (????!!)

(пока вопросы про них тут собирать буду, потом подумаю.)

Тепловые флуктуации волновода за счет колебаний Земли

(почитаю как-то, когда пойму, как)

3 Some Specific Gas Models

3.1 The Dynamics of Indoor Air

Интересно, какова же скорость, с которой окружающий нас воздух перемещается? Оказывается, скорость движения молекулы в воздухе при комнатной температуре - 500 м/с. и...

Покажем это и исследуем вообще воздух.

но сразу же мы приходим к вопросу (на который я не знаю ответа), какого фига скорость ветра пару метров в секунду, а в закрытом помещении она пренебрежимо мала, а скорость молекулы такая огромная?

и как ее так можно сразу на пальцах посчитать?

от столкновения до столкновения 10^{-5} см проходит молекула. (почему?)

4 Thermodynamics of Surface Tension and Media Boundaries

(мб когда-то дойду, но скорее всего просто крайне крайне не скоро)

4.1 Laws of Surface Tension

(лабник, конец)

Термодинамика поверхностного натяжения. Из определения коэффициента поверхностного натяжения следует, что для увеличения поверхности жидкости на единицу площади при постоянной температуре нужно затратить работу, равную σ . Таким образом, эта величина есть поверхностная свободная энергия единицы площади поверхности жидкости (формула (5.8)). Остановимся на этом более подробно.

Для исследования термодинамики поверхностного натяжения будем использовать первое (1.2) и второе (1.7) начала термодинамики. По первому началу $\delta Q = dU + \delta A$. Работа по увеличению площади поверхности жидкости на величину dF внешними силами равна σdF а работа поверхностного слоя жидкости, ее пленки, равна этой же величине с другим знаком $\delta A = -\sigma dF$. Следовательно, для пленки первое начало имеет вид

$$\delta Q = dU_n - \sigma dF$$

где U_n - полная поверхностная энергия.

По второму началу термодинамики для любого вещества можно ввести энтропию $dS = \delta Q/T$, являющуюся функцией состояния, и поэтому dS есть полный дифференциал. Используя первое начало термодинамики, получим соотношение в полных дифференциалах:

$$dU_n = TdS + \sigma dF$$

Введем в эту формулу свободную энергию Ψ_n , равную по определению

$$\Psi_n = U_n - TS$$

Получим

$$d\Psi_n = -SdT + \sigma dF$$

Это соотношение между полными дифференциалами, поэтому

$$S = - \left(\frac{\partial \Psi_n}{\partial T} \right)_F$$

$$\sigma = \left(\frac{\partial \Psi_n}{\partial F} \right)_T$$

Интегрируем последнюю формулу при условии, что при отсутствии пленки нет и свободной энергии: $\Psi_n = 0$ при $F = 0$. Следовательно:

$$\Psi_n = \sigma F$$

Подставив это выражение для Ψ_n в (5.6), получим

$$S = -F \frac{d\sigma}{dT}$$

Используя эту формулу и формулу (5.8), находим из (5.4) полную поверхностную энергию:

$$U_n = \left(\sigma - T \frac{d\sigma}{dT} \right) F$$

При изотермическом процессе полная поверхностная энергия U_n увеличивается только из-за увеличения площади пленки, и по первому началу термодинамики (5.2) при этом к ней нужно подвести тепло

$$Q = \Delta U_n - \sigma \Delta F = -T \frac{d\sigma}{dT} \Delta F$$

формула Лапласа

хз, потом дойду

4.2 Overview of Thermal Surface Phenomena

13 Phenomena in Nature

(I'll discuss some later)

14 Other Theories

1 Introduction to Statistical Physics

(вкратце итог всего статфиза для термодинамики)

(математические методы отдельно нужно выделить для этой главы. пока я их просто не знаю. также особенно приложения подронные в запись про статистику добавлю, тут - максимум 60 страниц просто основ и общей теории, прямо подробно - в записи про статфиз. потом многое выкину в запись про статфиз)

Соберем тут другой взгляд на происходящее, с точки зрения статистики.

идея в том, что у нас есть состояния и система - это те или иные заполненные состояния.

Определяется число состояний

соберем теперь эту теорию.

эти же понятия применяются в твердом теле, в дискретных разных системах, и можно даже не знать термодинамику, просто начать с этого.

потом с твердым телом свяжу кстати, это не сложно.

Здесь изложение идет в стиле: вот определим достаточно интуитивно понятные объекты, а потом покажем, что из них следуют свойства того, что мы описывали, когда понятно излагали, что из чего следует. Такой стиль используется в статфизе, он удобен, однако следует помнить и другие подходы.

Ну то есть пояснений и всего на самом деле интересного тут на первых главах не будет, но в этом и смысл этой главы, чтобы сосредоточиться на технике, а все пояснения уже и даны были раньше.

используется уже известные нам потенциалы, которые прекрасно описаны в первой главе. тут не место их писать подробно, мы хотим как можно скорее считать состояния и макро свойства находить.

вообще, в статфизе многое изначально определяется и дальше из определений все выводится, я хотел бы также дописать, почему определения именно такие.

основные идеи статистической физики

какие конкретно формулы и методы мы используем.

все это сюда выпишу, задачами потом натренирую.

(работаем с чем мы???)

сперва считаем статсумму

дальше считаем свободную энергию,

дальше легко перейти к другим параметрам с помощью дифференцирования и других преобразований свободной энергии.

$$\frac{1}{T} = \frac{dS}{dE}$$

1.1 Fundamentals of Statistical Physics

дадим рецепты действий, которыми дальше все время и будем пользоваться.

сама система определяется как M статистически независимых подсистем. статистическая независимость означате, что коррелятор двух равен нулю.

обзор ансамблей

Совокупность независимых макроскопических параметров, полностью определяющих состояние системы (вне зависимости от ее предыстории), называется ансамблем.

микроканоническим (E, V, N) , каноническим (T, V, N) , большим каноническим (T, V, μ) , Богуславского (T, P, N) и т.д.

средние значения

(?)

Чтобы перейти из микро статистик в макро состояния, нужно средние значения находить.

существуют два средних.

Например, можно долго наблюдать за средним, так что формула будет иметь вид:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{T} \lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T A(t) dt$$

заметим, что в таком смысле среднее имеет смысл только в случае равновесных систем. а также можно взять очень много копий системы и взять усреднение по ансамблю.

$$\langle A \rangle = \frac{1}{n} \langle A_1 + \dots + A_n \rangle$$

среднеквадратическая флуктуация или дисперсия, называется: $\sigma_{tot}^2 = \langle \Delta E_{tot}^2 \rangle$ теперь запишем наши системы:

$$\langle E_{tot} \rangle = \left\langle \sum_i^M E_i \right\rangle = M \langle E_1 \rangle$$

$$\sigma_{tot}^2 = \langle \Delta E_{tot}^2 \rangle = \left\langle \sum_i \Delta E_i \sum_j \Delta E_j \right\rangle = \sum_i \langle (\Delta E_i)^2 \rangle + \sum_{i \neq j} \langle \Delta E_i \Delta E_j \rangle = M \sigma_1^2 + 0 = M \sigma_1^2$$

теперь можно написать закон больших чисел, для этого разделим что-то, что раньше мы получили:

$$\frac{\sigma_{tot}}{\bar{E}_{tot}} = \frac{\sigma_1}{\bar{E}_1 \sqrt{M}}$$

заметим, что это не для всех систем, а только для статистически независимых.

об эргодичности

эргодическая гипотеза утверждает, что для некоторых систем среднее по времени такое же, как и среднее по ансамблю. А также что за бесконечно времени система побывает в любых своих состояниях.

стекла и спиновые стекла такими свойствами не обладают.

потому что переход в некоторые состояния крайне невероятен.

термодинамический предел

этот предел в случае, если $ENVN \rightarrow \infty$, в то же время отношения $\frac{V}{N} \approx const$

Подсчет состояний

(в чем идея то???)

Число состояний определяется число состояний с энергией меньше данной ε :

$$\gamma(\varepsilon) = \sum_n \theta(\varepsilon - \varepsilon_n)$$

Плотность состояний: (???) короче определяется так:

$$g(\varepsilon) = \sum_n \delta(\varepsilon - \varepsilon_n)$$

Нужна плотность состояний для

....

и для статсуммы:

$$Z = \int g(\varepsilon) e^{-\varepsilon/T} d\varepsilon$$

и плотность состояний нужна для энтропии:

$$S = \int d\varepsilon g(\varepsilon) w(\varepsilon) \ln \frac{1}{w(\varepsilon)}$$

примеры применения идей статфиза

введение в разные модели и отсылки на другие места, где их прописываю.

Идеальный газ

посмотрим, как это все применяется для идеального газа. (удостовериться, что это стоит того, мкт не хватает что ли?)

итак, создадим простейшую модель газа.

Самое простое - пусть частицы одинаковые и взаимодействие между ними не будет. такой газ называется идеальным.

Посмотрим на свойства такого газа:

Оказывается, задача сводится к определению статсуммы одной частицы, действительно: энергия всех частиц равна:

$$\varepsilon_{n_1, \dots, n_N} = \varepsilon_1 + \dots + \varepsilon_N$$

посчитаем статсумму:

статистический вес и статистическая сумма

что это такое?

Статистическая энтропия

В статфизе энтропия определяется как логорифм числа состояний

$$S = k \ln G$$

То есть просто монотонная функция статистического веса. (почему?)

Посмотрим на свойства.

аддитивность энтропии

если разбить систему на подсистемы, то энтропия общая складывается из энтропий каждой:

$$S = k \ln G = S_1 + S_2$$

число состояний

$$\gamma(E) = \int_0^E dE' \frac{d\gamma}{dE}$$

разлагая

$$\gamma(E) = \frac{1}{\Delta E \frac{d\sigma^*}{dE}} e^{\sigma^*(E)}$$

$$\sigma(E) = \ln \gamma(E) = \sigma^*(E) - \ln \left(\Delta E \frac{d\sigma^*}{dE} \right)$$

$$\sigma^* = \sigma$$

$$\sigma|_{E=0} = \min$$

$$\beta = \frac{d\sigma}{dE} > 0$$

$$\frac{d^2\sigma}{d^2E} < 0$$

$$\gamma_{AB}(E) = \sum_a \sum_b \theta(E - E_a - E_b)$$

$$\gamma_{AB}(E) = \sum_a \gamma_b(E - E_a)$$

$$\gamma_{AB}(E) = \int dE_a \frac{d\gamma_a}{dE_a} e^{\sigma_b(E-E_a)} = \int dE_a \left(e^{\sigma_a(E_a)} \frac{d\sigma_a}{dE_a} \right) e^{\sigma_b(E-E_a)} = \int dE_a \beta_a e^f$$

$$f(E_a) = \sigma_a(E_a) + \sigma_b(E - E_a)$$

метод перевала

$$\left. \frac{df}{dE_a} \right|_{E^m} = \beta_a - \beta_b = 0$$

$$\gamma(E) = \beta_a e^{f^m} \int dx e^{-\frac{1}{2}|f''|x^2}$$

$$\sigma_{AB}(E) = \ln \gamma_{AB}(E) = \sigma_a(E_a^m) + \sigma_b(E_b^m) + \ln \left(\beta \sqrt{\frac{2\pi}{|f''|}} \right)$$

$$\sigma_{AB}(E) = \sigma_a(E_a^m) + \sigma_b(E_b^m)$$

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{1}{\tau}$$

неравновесная энтропия

(лекция 3 мфти)

была равновесная:

$$S(E) = \int_0^E \frac{dE}{T(E)}$$

$$S = -\langle \ln w \rangle = \sum_{\alpha} w_{\alpha} \ln w_{\alpha}$$

$$S = -Sp(\rho \ln \rho)$$

$$w_{\alpha} = w(n_{p_1}) w(n_{p_2}) w(n_{p_3}) \dots$$

$$S = - \sum_{\alpha} w_{\alpha} \ln w_{\alpha} = \\ - \sum_{n_{p_1}} \sum_{n_{p_2}} \sum_{n_{p_3}} \dots \{ w(n_{p_1}) w(n_{p_2}) w(n_{p_3}) \dots \}$$

$$S = - \left\{ \sum_{n_{p_1}} w(n_{p_1}) \ln w(n_{p_1}) + \sum_{n_{p_2}} w(n_{p_2}) \ln w(n_{p_2}) + \sum_{n_{p_3}} w(n_{p_3}) \ln w(n_{p_3}) + \dots \right\}$$

$$\sum_{n_p} w(n_p) \ln w(n_p) = w(0_p) \ln w(0_p) + w(1_p) \ln w(1_p)$$

(далее я много чего пропустил)

в итоге:

$$S = - \langle \ln w \rangle = - \sum_{\alpha \subset M} w_{\alpha} \ln w_{\alpha} = \sum_{\alpha \subset M} w_{\alpha} \ln \Delta \gamma = \ln \Delta \gamma$$

закон возрастания энтропии

(лекция 4 мфти)

лиувилля:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}]$$

$$-\frac{\partial \langle \ln \hat{\rho} \rangle}{\partial t} = -Sp \left[\ln \hat{\rho} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} \right]$$

$$\rho_{ab}(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}(E_a - E_b)t} \rho_{ab}(0)$$

$$\langle \rho_{ab}(t) \rangle_\tau = \int dt' G(t', \tau) e^{-\frac{i}{\hbar}(E_a - E_b)(t+t')} \rho_{ab}(0) = \rho_{ab}(t) e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{r(E_a - E_b)}{\hbar} \right)^2}$$

$$L = + \sum_p [(\eta + n_p) \ln(1 + \eta n_p) - n_p \ln n_p] - \beta \sum_p n_p E_p - \gamma \sum_p n_p, \quad \eta = \pm 1$$

$$\frac{\partial L}{\partial n_p} = \ln(1 + \eta n_p) - \ln n_p - \beta E_p - \gamma = 0$$

$$L = -Sp(\rho \ln \rho) - \beta Sp(\rho H) - \gamma Sp \rho$$

статистическая температура

(научпоп введение)

Пусть система, имеющая энергию E находится в состоянии, близким к равновесному. энтропия подсистемы максимальна и имеет определенное значение S .

Если энергия системы изменится, то изменится и ее энтропия (!!), потому что имеет место связь $S = S(E)$.

(???я хз, почему) Статистическая температура определяется

$$\frac{1}{T} = \frac{dS}{dE}$$

В предположении, что при изменении энергии системы, ее объем останется неизменным. в распределение Гиббса входит именно термодинамическая температура.

свободная энергия

дискретные системы

задача про двухуровневые системы. много систем, у которых два уровня. какая теплоемкость такой системы?

эта модель работает хорошо для лазеров, для спиновых систем.

нужно выбрать ансамбль и провести расчеты используя методы статфиза.

выберем микроканонический ансамбль, то есть параметры будут E, V, N .

а в каноническом ансамбле были бы заданы T, V, N

рассмотрим N двухуровневых систем.

статвес

$$\Delta\gamma = \frac{N!}{M!(N-M)!} \equiv C_N^M$$

и это для разных шаров, но у нас одинаковые атомы, почему так можно делать?

оставим этот вопрос. мб кст потому что они в разных положениях находятся

окей, как отсюда получить термодинамические соотношения?

можно найти температуру. для этого найдем энтропию $S = \ln \Delta\gamma$ и найти температуру $1/T = (dS/dE)$.

нужно продифференцировать факториал, для этого воспользуемся формулой стирлинга $N! = (N/e)^N$.

вообще все расчеты статфиза верны в ее главном приближении.

в итоге мы получили формулу, которую можем дифференцировать, с помощью формулы стирлинга.

потом еще учтем кратности вырождения g_0, g_ϵ

(хз, как)

считая уровни, находим:

$$\frac{1}{T} \left(\frac{E}{\varepsilon} \right) = \frac{1}{1 + e^{\varepsilon/T}}$$

график - кривая из нуля типа кривой дебая, и сверху в пределе 1/2.

почему 1/2 предел, а не единица? половина что ли только нагрелась?

чтобы посмотреть на вид теплоемкости, просто дифференцируем по температуре.

в итоге график имеет вид пика.

и тут распространенные очень графики, график пика и график теплоемкости.

на теплоемкости пик называется аномалией шоттки

кстати, в других газов графики проще: у идеального газа константа, у дебая начинается с T^3 и выходит на константу.

а тут у нас впервые теплоемкость пошла вниз.

эта особенность аномалии систем, у которых спектр ограничен сверху, поэтому больше система не способна переходить на следующие энергии, таким образом, теплоемкость постоянная.

таким образом, к закону дебая может добавляться максимум.

а кстати если количество уровней большое сверху, то пик на теплоемкости будет большой

О гиббсовых системах

(очень интересная, неактуальная, мутная тема, которую отдельно смотреть нужно, пока лишь знаю, что такая есть)

Суть гиббсовых систем

вероятность изменения энергии δE дается формулой $e^{\delta E/T}$

все хотят быть как свои соседи.

ниже критической температуры происходят две фазы.

интересно посмотреть о случае, когда $T = 0$, тогда только состояния с минимальной энергией допускаются.

Обзор применений гиббсовых систем

хз, нужно гуглить

1.2 Quantum Gases

Приведем теорию квантовой механики, которой будем пользоваться в дальнейшем для описания систем.

статистическое описание - значит найти ее функцию распределения по состояниям. Посмотрим на то, как можно конструировать системы с помощью статистической физики.

Про системы известно следующее:

Физическая система характеризуется гамильтонианом H , у которого n собственных значений. Далее через гамильтониан мы выразим все свойства системы.

У каждого состояния $|n\rangle$ есть своя энергия ε_n . Также сама система в данном состоянии имеет параметр T , который определяет ее свойства.

по умолчанию мы берем распределение Гиббса. То есть для каждого состояния $|n\rangle$ вероятность системы находиться в нем равна

$$w_n = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right)$$

Здесь Z называется статистической суммой и служит для нормировки, то есть для того, чтобы $\sum_n w_n = 1$, поэтому:

$$Z = \sum_n \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right)$$

Видим, что с ростом T , состояния системы становятся менее вероятными.

Также через Гамильтониан статсумму можно записать так:

$$Z = \sum_n \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right) = \sum_n \langle n | \exp\left(-\frac{\varepsilon_n}{T}\right) | n \rangle = \sum_n \langle n | \exp\left(-\frac{\varepsilon \hat{H}}{T}\right) | n \rangle \equiv \text{Tr} \exp\left(-\frac{\hat{H}}{T}\right)$$

Энергия системы определяется средним от всех энергий, и через гамильтониан имеет вид: (посчитаю позже это!!!! пока не так понимаю. нужно задачи порешать)

$$E = \langle \varepsilon \rangle = \sum_n \varepsilon_n w_n = \text{Tr}(\hat{H} \hat{w})$$

Дале $\beta = 1/T$ - обратная температура.

Из статсуммы можно получить энергию:

$$E = -\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta}$$

И также средний квадрат флуктуаций энергии (дисперсию): (позже явно прогой посмотрю, как это выглядит)

$$\langle (\Delta E)^2 \rangle = \langle (\varepsilon - \langle \varepsilon \rangle)^2 \rangle = \frac{\partial^2 \ln Z}{\partial \beta^2}$$

составные системы и методы их создания

Посмотрим, как из этого можно конструировать системы. Если у нас есть два гамильтониана H_1 и H_2 , то общая система имеет вид $H = H_1 + H_2$, для которой

Ферми газ

он применяется в твердом теле, там же теория поверхности ферми вроде и все такое. наконец-то соберем все про него в одном месте.

Суть

Обзор применений

Теория

Бозе газ

Суть

Обзор применений

Теория

вторичное квантование и матрица плотности

(5 лекция мфти)

квантование решетки

$$\begin{aligned}
 U(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) &= U(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j + \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) = U(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) + \\
 &+ U^\alpha(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)(u_i^\alpha - u_j^\alpha) + \frac{1}{2}U^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)(u_i^\alpha - u_j^\alpha)(u_i^\beta - u_j^\beta) + \dots \\
 \frac{1}{2} \sum_{ij} [U^\alpha(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)(u_i^\alpha - u_j^\alpha)] &= 0 \\
 \sum_j U^\alpha(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j) &= 0
 \end{aligned}$$

гамильтониан кристалла в гармоническом приближении:

$$H = \sum_j \frac{p_j^2}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \frac{1}{2} U^{\alpha\beta}(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)(u_i^\alpha - u_j^\alpha)(u_i^\beta - u_j^\beta)$$

фурье

$$\begin{aligned}
 u_j^\alpha &= u^\alpha(\mathbf{R}_j) = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^\alpha e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}_j}, \quad u_{\mathbf{k}}^\alpha = (u_{-\mathbf{k}}^\alpha)^* = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \sum_{\mathbf{R}} u^\alpha(\mathbf{R}) e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} \\
 p_j^\alpha &= p^\alpha(\mathbf{R}_j) = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \sum_{\mathbf{k}} p_{\mathbf{k}}^\alpha e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}_j}, \quad p_{\mathbf{k}}^\alpha = (p_{-\mathbf{k}}^\alpha)^* = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \sum_{\mathbf{R}} p^\alpha(\mathbf{R}) e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} \\
 H &= \sum_{\mathbf{k}} \frac{p_{\mathbf{k}}^\alpha p_{-\mathbf{k}}^\alpha}{2M} + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^\alpha u_{-\mathbf{k}}^\beta U_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} \\
 U_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} &= \sum_{\mathbf{R}} \frac{1}{2} U^{\alpha\beta}(\mathbf{R}) (e^{i\mathbf{k}\mathbf{R}} - 1)(e^{-i\mathbf{k}\mathbf{R}} - 1) = \sum_{\mathbf{R}} U^{\alpha\beta}(\mathbf{R})(1 - \cos(\mathbf{k}\mathbf{R})) \\
 u_{\mathbf{k}}^\alpha &= \sum_s u_{\mathbf{k}s} e_{\mathbf{k}s}^\alpha, \quad U_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} e_{\mathbf{k}s}^\beta = M(\omega_{\mathbf{k}s})^2 e_{\mathbf{k}s}^\alpha, \quad e_{\mathbf{k}s}^\alpha e_{\mathbf{k}s'}^\alpha = \delta_{ss'}, \quad s = 1, 2, 3
 \end{aligned}$$

В результате гамильтониан принимает вид

$$H = \sum_{\mathbf{k}s} \left[\frac{p_{\mathbf{k}s} p_{-\mathbf{k}s}}{2M} + \frac{M}{2} (\omega_{\mathbf{k}s})^2 u_{\mathbf{k}s} u_{-\mathbf{k}s} \right]$$

перейдем к новым переменным

$$b_{\mathbf{k}s} = \frac{1}{2} \left(\frac{u_{\mathbf{k}s}}{Q_{\mathbf{k}s}} + i \frac{p_{-\mathbf{k}s}}{P_{\mathbf{k}s}} \right), \quad b_{\mathbf{k}s}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{u_{-\mathbf{k}s}}{Q_{\mathbf{k}s}} - i \frac{p_{\mathbf{k}s}}{P_{\mathbf{k}s}} \right)$$

$$H = \sum_{\mathbf{k}s} \left[\frac{1}{2M} P_{\mathbf{k}s}^2 (b_{\mathbf{k}s}^* - b_{-\mathbf{k}s}) (b_{\mathbf{k}s} - b_{-\mathbf{k}s}^*) + \frac{M}{2} (\omega_{\mathbf{k}s})^2 Q_{\mathbf{k}s}^2 (b_{\mathbf{k}s} + b_{-\mathbf{k}s}) (b_{\mathbf{k}s}^* + b_{-\mathbf{k}s}^*) \right] =$$

$$H = \sum_{\mathbf{k}s} \frac{1}{M} P_{\mathbf{k}s}^2 (b_{\mathbf{k}s}^* b_{\mathbf{k}s} + b_{-\mathbf{k}s} b_{-\mathbf{k}s}^*)$$

$$[u_i^\alpha, p_j^\beta] = i\hbar \delta^{\alpha\beta} \delta_{ij}$$

$$[u_{\mathbf{k}}^\alpha, p_{\mathbf{k}'}^\beta] = i\hbar \delta^{\alpha\beta} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$$

.....

$$H = \sum_{\mathbf{k}s} \frac{1}{2} \hbar \omega_{\mathbf{k}s} (b_{\mathbf{k}s}^* b_{\mathbf{k}s} + b_{-\mathbf{k}s} b_{-\mathbf{k}s}^*)$$

в итоге кучи рассуждений:

$$H = \sum_{\mathbf{k}s} \hbar \omega_{\mathbf{k}s} \left(b_{\mathbf{k}s}^* b_{\mathbf{k}s} + \frac{1}{2} \right)$$

Вычислим энергию состояния $\psi = b_{\mathbf{k}s} |n\rangle$

$$(H' - E_n) \psi = \sum_{\mathbf{k}'s'} \hbar \omega_{\mathbf{k}'s'} b_{\mathbf{k}'s'}^* b_{\mathbf{k}'s'} b_{\mathbf{k}s} |n\rangle - b_{\mathbf{k}s} \sum_{\mathbf{k}'s'} \omega_{\mathbf{k}'s'} b_{\mathbf{k}'s'}^* b_{\mathbf{k}'s'} |n\rangle$$

$$|n\rangle = \sqrt{\frac{1}{n!}} (b_{\mathbf{k}s}^*)^n |0\rangle, \quad \langle n|n\rangle = 1$$

теория решетки

(это написано нормально в твердом теле, тут лишь выводы. кстати, переписать туда нужно будет.)

плотность состояний

тоже в твердом теле это

квантование электронов

(л 6 мфти. и это целая лекция, а у меня - subsubsection... тут правда много инфы.)
(ну вот на это вообще никаких нет сил)

1.3 Quantum Liquids

Равновесная статистическая механика квантовых жидкостей (???)

(пока ничего не могу сказать, и это вообще не термач!)

сверхтекучесть

сверхпроводимость

теория Гинзбурга-Ландау

2 Finite-Time Thermodynamics

(??? see a book by R. Stephen Berry, Peter Salamon and Bjarne Andresen (editors). Currently, I don't know about it anything)

3 Suspicious Approaches to Thermodynamics

(write some strange theory that is also developed)

4 Thermodynamics for Abstract and Unphysical Systems

(???? is it used for such systems??? there are some talks and articles)

5 Exotic Applications

(ну тут уж для совсем полноты укажу это.)

5.1 Information Theory from Thermodynamics

(?? I'll write how they are connected, entropy is used in both of them...)

6 Analogies of Thermodynamics and Processes in Life (??)

(то, что придет в голову - сюда пишу, потом мб отдельно исследую)

аналог переходов 1 рода и государства

странная идея.

переходы первого рода - это как государство, там пришли воины - и перевернули страну.
второго рода - качественное изменение культуры. (потом мб разовью эту идею)

Part VII

Appendix

A Introduction and Overview

1 Extra Motivation

Обсудим мотивацию заниматься термодинамикой, потому что она очень актуальная, многие уже с этим этапом не справляются.

Термодинамика как часть статистической физики один из главных разделов физики

Этот раздел отвечает на многие вопросы, а также связан со многими другими разделами физики.

По сути мы изучаем такой частный случай упрощенного статфиза, именно с этой точки зрения возникает такая мотивация.

Термодинамика проста и наглядна

Так что можно взять и за примерно пару дней ее и доделать.
Просто берешь и решаешь задачи.

Подготовка к строгим теориям, описывающим системы из многих частиц

Мир наш состоит из малого и большого, из общих закономерностей и мелочей.

Мы научимся создавать абстрактные конструкции для описания любых систем с многим числом частиц (??)

(и много отсылок к другим записям о природе будет)

тогда хочется понять, каким образом эти малые изменения приводят к чему-то большому? во-вторых как описывать хаос и случайность? как добавлять с систему хаос, чтобы модели были более реалистичными?

поэтому короче говоря и нужна термодинамика. потому что основы ее используются для таких-то интересных задач (см их решенные в этой статье)

также термодинамика важная, потому что если открыть многие разделы физики: динамику газа, статистическую физику, физику систем с многими частицами,... (что еще?), они начинаются именно вкратце с теории термодинамики и именно эта запись и используется для начала на самом деле прикладных тем.

поэтому здесь и отражены сферы науки, где используется термодинамика.

2 The Mindset of Professionals

2.1 Способы догадаться до всех главных идей

незаменимая часть нормального понимания предмета.

2.2 Особенности изучения термодинамики

Фундаментальные вопросы, что откуда берется, следует отложить на самый конце

потому что в них копаться можно на самом деле слишком много и так давно уже все выучат её, а ты не факт, что найдешь ответы.

так что никаких вопросов о сути, сперва тренируем методы решения задач!

именно такой подход самый важный.

Только после проработанных основ имеет смысл читать современные статьи или слушать доклады

Потому что там используются термодинамические идеи, которые так вот быстро вообще не берутся.

Даже не одна неделя уйдет на основы термодинамики.

Так что смысла современные

Наличие многих параграфов с задачами

(выкину это потом в Н, тут это лишнее)

Полезно мышление олимпиадника: создавать многие параграфы с решениями интересных задач, в этом сила структуры, что она держит наготове задачи

Поэтому в записи акцентирован подход, что вот задача, давайте ее решим И именно такие самые крутые книги, например, книга Левитова и Шитова про функцию Грина, например, Барбашовой по теоретической механике. Именно этот стиль очень важен для этого предмета. Также мы подходим ко всему как к выученному и пройденному, тренируемся просто и все.

2.3 21st century answers to questions of 17th century scientists

(there were many very complicated questions, so here I'll write shortly what we are answering at them now? also, this will be in the theory above)

2.4 How to learn thermodynamics on the applicable level?

(??? how to be able to create thermal engines, so on??? current high education in thermodynamics gives no knowledge of it. I'll write here this very important answer!!! speak with engineers about it, to find out!)

3 History of Thermodynamics in a Nutshell

(???)

4 Constants

Приведем список термодинамических констант, чтобы чуть что полностью в них ориентироваться.

(потом)

5 Acknowledgements

Currently, no one except me has worked on the sections of this note (with the exception of sections taken from books).

6 Literature

6.1 Main Literature

Минимальная

Кингсеп Локшин Ольхов Основы физики. Т. 1. Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Волновая оптика

здесь брал основы структуры

[2] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика т.1

в основестатфиза, а термач как бы его следствие, так что напрямую ключевая книга для этой записи.

Задачники

Овчинкин Сборник задач часть 1.

Номер 1 задачник на тренировку

Корявов В. П. Методы решения задач в общем курсе физики. Термодинамика и молекулярная физика

Большая помощь к сборнику Овчинкина, очень много всего там указано и разобрано, десятки часов еще на нем проведу.

[3] Кондратьев Райгородский Задачи по термодинамике, статистической физике и кинетической теории [2007]

очень хорошие задачи, уже многое вписано, но там больше про статфиз и кинетику.

Жукарев Матвеев Петерсои Задачи повышенной сложности в курсе общей физики: Учебное пособие. 2-е изд., испр. / Под общей ред. А. Н. Матвеева. — М.: Эдиториал УРСС, 2001. — 192 с.

Шикарные задачи по термодинамике, обязательно прорешаю их когда-то! Их не так много там, они не такие важные, однако, они стоящие и очень интересные.

В.С. Булыгин, М.Г. Кремлев, Э.В. Прут Избранные задачи студенческих олимпиад МФТИ по курсу общей физики / В.С. Булыгин, М.Г. Кремлев, Э.В. Прут - Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2015. - 312 с.

Крутой сборник задач, тоже прорешаю потом его, очень интересные и простые задачи, шикарное проведение времени на них. Доступ через lib.mipt, дальше по <http://books.mipt.ru/book/301280>

[4] (КО) Коткин, Г.Л. and Образовский, Е.Г. Задачи по статистической физике: учеб. пособие

A really cool and not easy book with problems and solutions.

[1],...(тут и пояснения про них (!!!), что в каждой хорошо, что не очень?)

Основная методическая

[5] Кириченко Термодинамика, статистическая и молекулярная физика
Хорошая небольшая книга, где все основное для минимального уровня.

[6] Лабораторный практикум МФТИ по термодинамике

Много хороших теоретических частей, к которым скорее всего периодически я буду возвращаться еще долго, потому что пока не актуально у себя это прописывать.

[7]

6.2 Professional literature

Fundamental literature

П. Шамбадаль Развитие и Приложения Понятия Энтропии

A little encyclopedia about entropy. I haven't yet seen an English version, only French and Russian. Anyway, maybe, all questions about entropy are answered there.

Литература по особым газовым эффектам и явлениям

[9] -...

вроде топ книга

Special professional literature

R. Stephen Berry, Peter Salamon and Bjarne Andresen (editors) Finite-Time Thermodynamics

Looks like a combination of thermodynamics and modern statistical physics (open systems, quantum models, so on). Looks like a good book, but I haven't heard about it. Maybe it is a specific field of modern science?

6.3 Extra Literature

Дополнительная обучающая

[8] Сивухин Термодинамика

Много теории, иногда она может понадобится, но, возможно, она вообще и не понадобится.

Базаров И.П. Заблуждения и ошибки в термодинамике

A really interesting book for deep understanding of basics.

Ingo Müller A History of Thermodynamics The Doctrine of Energy and Entropy

Another book about history, maybe it is a very good one?

Статьи и методички про отдельные интересные задачи

[10] Беларуские олимпиады по физике

Есть интересные по термодинамике задачи, в прочем, в олимпиадах других стран они тоже скорее всего есть.

Избранная литература по технической и промышленной термодинамике

Бальчугов А.В., Ёлшин А.И., Ульянов Б.А. Основы технической термодинамики: Учебное пособие. – Ангарск: Изд-во Ангарской гос. техн. акад., 2002. – 162 с.: ил.

Очень хорошая методика, решены многие задачи, возможно, очень полезная! Имеется обсуждение технических приложений, а также ответы на многие интересные вопросы.

Хрусталеv, Несенчун, Романюк Техническая термодинамика

A really nice book by Belarusian scientists. There is no English version. But it is an encyclopedia, maybe 100% of is not essential to know for theoretical physics.

Математические книги, отдаленно связанные с термодинамикой

[12]

чет там мб про неё было.

Литература о других разделах физики, во многом использующих термодинамику

[13] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика т.2

потом дойду, связки проработаю

7 Puzzles for Different Situations

сбалансирую и наберу потом по интересности

7.1 Puzzles about Everyday Life

Как распространяется тепло

(ответу четко на этот вопрос)

7.2 Questions about Fundamentals for Interesting Talk

Можно

Какая связь времени, энтропии, информации?

(я хз)

связь времени, энтропии, информации очень фундаментальная, ее важно понять, она многое скажет о мире.

например, возможно, энтропия как раз напрямую определяет, будет у человека мотивация работать или нет?

возможно что-то сделать или нет? про свободу действий и выбора, вообще существует ли будущее?

если что-то казалось бы сделано и исчезло, на самом деле оно перешло в информацию, и потом какой-то выход нужен будет этого.

7.3 What Can be and what Can't be?

Можно ли создать вечный двигатель?

Какие многочастичные системы не описываются термодинамикой и почему?

можно сказать, что квантовые системы, но почему?

что в них такого?

тут разберемся.

7.4 Selected Puzzles to Learn Basic Concepts

Допустим, видим человека, который в принципе хотел бы понять суть, опишем, какие в какой последовательности будем задавать, чтобы в типичном случае ему было бы интереснее въезжать. В частности это могут быть младшие студенты или редко школьники.

Головоломки для освоения школьного уровня

Головоломки для освоения уровня теормина

Головоломки для освоения других особенностей

B Some Mathematics

0.1 Probability Theory

обзор применений в термодинамике

например, нужны в газовых процессах типа диффузии и броуновского движения.

также в задачах об идеальных квантовых газах, которые термодинамика касается, потому что они в принципе и есть тот самый больцмановский газ, только при низких температурах.

0.2 Distributions

конструкция распределения Пуассона

(пропишу четко в теорвере, и сюда суть выпишу)

примеры применения распределения Пуассона в случайном блуждании

Величины $\bar{n}$ и $\overline{n^2}$ можно найти следующим способом.

В соответствии с рис. 5.7.1 мы имеем дело с биномиальным распределением вероятности попадания метки в левый или правый ящик.

Вероятность набрать в правом ящике n меток равна

$$W_N(n) = \frac{N!}{n!(N-n)!} p^n (1-p)^{N-n}$$

Имея в виду свойства этого распределения, находим $\bar{n} = Np, \overline{n^2} - (\bar{n})^2 = Np(1 - p)$. Соответственно оказывается

$$\bar{x} = (2p - 1)Nh$$
$$\overline{x^2} = (N^2 - 4N^2p + 4N^2p^2 + 4Np(1 - p)) h^2$$

0.3 Jacobian, Derivatives

соотношение максвелла производных

вроде нужно кстати...

C Modeling

(???)

D Bibliography

References

- [1] Бурмистров С.Н., Тернов А.И., Белоусов Ю.М.: *Задачи по теоретической физике*. Долгопрудный: ИД Интеллект, 2012.
- [2] Ландау, Л Д and Лифшиц, Е М: *Теоретическая физика том 5. Статистическая физика. Часть 1*. книга, 2004.
- [3] Кандратьев А. С., Райгородский П. А.: *Задачи по термодинамике, статистической физике и кинетической теории*. 2009.
- [4] Коткин, Г.Л. and Образовский, Е.Г.: *Задачи по статистической физике: учеб. пособие*. НГУ, 2007, ISBN 9785943565502. <https://books.google.si/books?id=DKayNwAACAAJ>.
- [5] Кириченко: *Термодинамика и молекулярная физика*.
- [6] Гладун А.Д., Александров Д.А., Игошин Ф.Ф.: *Лабораторный практикум по общей физике: Учебное пособие. В трёх томах. Т 1. Термодинамика и молекулярная физика*. 2003.
- [7] Максимов Л. А., Михеенко А.В., Полищук И.Я: *Лекции по статистической физике*. 2009.
- [8] Сивухин, Д.В.: *Общий курс физики. Том 2. Термодинамика и молекулярная физика*. Москва, 1975.
- [9] В.М.Меньщиков, В.М.Тешуков: *Газовая динамика: задачи и упражнения*.
- [10] олимпиады, Оргкомитет Республиканской: *Беларуская республиканская физическая олимпиада 2016 год (3 этап)*.
- [11] Хрусталева Б.М., Несенчук А.П., Романюк В.Н. Акельев В.Д. Седнин В.А.: *Техническая термодинамика*. 2004.
- [12] Тао, Т.: *Структура и случайность*. М.: МЦНМО, 2013.
- [13] Ландау, Л Д and Лифшиц, Е М: *Теоретическая физика том 9. Статистическая физика. Часть 2*. книга, 2004.
- [14] В.С., Булыгин: *Лекции в МФТИ и методические пособия*. Москва, 2012.

Refs from Bazarov “Mistakes...”

- 1. [Базаров, 1991] Базаров И. П. Термодинамика. М., 1991.
- 2. [Афанасьева-Эренфест, 1928] Афанасьева-Эренфест Т. А. Необратимость, односторонность и второе начало термодинамики // Журн. прикл. физики. 1928. Т. V. Вып. 3-4. С. 29 .
- 3. [Нернст, 1929] Нернст В. Теоретические и опытные основания нового теплового закона. М.; Л., 1929.
- 4. [Мандельштам, 1950] Мандельштам Л. И. Полное собрание трудов. М., 1950. Т. V.
- 5. [Второе начало термодинамики, 1934] Второе начало термодинамики. М.; Л., 1934.

6. [Бесконечность и Вселенная, 1969] Бесконечность и Вселенная. М., 1969.
7. [Лорени, 1935] Лорени Г. А. Лекции по теоретической физике. I. Теория излучения. М.; Л., 1935.
8. [Laue, 1907] Laue M. // Ann. d. Phys. 1906. V. 20. P. 365 ; 1907. V. 23. P. I.
9. [Воронин, 1987] Воронин Г.Ф. Основы термодинамики. М., 1987.
10. [Климонтович, 1982] Климонтович Ю. Л. Статистическая физика. М., 1982.
11. [Уленбек, 1971] Уленбек Г. Фундаментальные проблемы статистической механики // Усп. физ. наук. 1971. Т. 103. Вып. 2. С. 275.
12. [Хаазе, 1967] Хаазе Р. Термодинамика необратимых процессов. М., 1967. С. 12.
13. [Зоммерфельд, 1955] Зоммерфельд А. Теплодинамика и статистическая физика. М., 1955.
14. [Храмов, 1883] Храмов Ю. А. Физики: Библиографический справочник. М., 1983.
15. [Физическая энциклопедия, 1990] Физическая энциклопедия. М., 1990. Т. 2.
16. [Леонтович, 1983] Леонтович М. А. Введение в термодинамику. Статистическая физика. М., 1983.
17. [Каратеодори, 1964] Каратеодори К. Об основах термодинамики // Развитие современной физики. М., 1964. С. 167-222.
18. [Вестник АН СССР, 1989] Вестник Академии наук СССР. 1989. № 1. С. 95-99.
19. [Планк, 1938] Планк М. Принцип сохранения энергии. М.; Л., 1938.
20. [Акопян, 1959] Акопян А. А. О втором начале термодинамики // Изв. АН АрмССР. 1959. Т. 12. №2. С. 117.
21. [Самойлович, 1955] Самойлович А. Г. Термодинамика и статистическая физика. М., 1955. С. 102.
22. [Ансельм, 1973] Ансельм А. И. Основы статистической физики и термодинамики. М., 1973.
23. [Румер, Рывкин, 1977] Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М., 1977.
24. [Физическая энциклопедия, 1988] Физическая энциклопедия. М., 1988. Т. I.
25. [Кикоин А., Кикоин И., 1976] Кикоин А. К., Кикоин И. К. Молекулярная физика. М., 1976.
26. [Масюков, 1971] Масюков В. Н. О третьем начале термодинамики // Журн. физ. химии. 1971. Т. 45.
27. [Леонова, 1968] Леонова В. Ф. Термодинамика. М., 1968.
28. [Теплотехника, 1986] Теплотехника: Учебник для студентов вузов / А. М. Архаров, С. И. Исаев, И. А. Кожанов и др.; Под ред. В. И. Крутова. М., 1986.
29. [Физический энциклопедический словарь, 1883] Физический энциклопедический словарь. М., 1983.
30. [Белоконь, 1954] Белоконь Н. И. Термодинамика. М.; Л., 1954.
31. [Камке Л., Кремер К., 1980] Камке Л., Кремер К. Физические основы единиц измерения. М., 1980.
32. [Сена, 1986] Сена Л. А. Сборник вопросов и задач по физике. М., 1986.
33. [Эпштейн, 1948] Эпштейн П. С. Курс термодинамики. М.; Л., 1948.
34. [Фейнмановские лекции по физике, 1969] Задачи и упражнения с ответами и решениями. Фейнмановские лекции по физике. М., 1969.
35. [Радужкевич, 1971] Радужкевич Л. В. Курс термодинамики. М., 1971.
36. [Гиббс, 1982] Гиббс Д. В. Термодинамика. Статистическая физика. М., 1982.
37. [Сивухин, 1979] Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика. М., 1979.
38. [Гельфер и др., 1975] Гельфер Я. М., Любошин В. Л., Подгорецкий М. И. Парадокс Гиббса и тождественность частиц в квантовой механике. М., 1975.

39. [Гельфер, 1981] Гельфер Я. М. История и методология термодинамики и статистической физики. М., 1981.
40. [Базаров, 1979] Базаров И. П. Методологические проблемы статистической физики и термодинамики. М., 1979.
41. [Хайтун, 1986] Хайтуи С. Д. История парадокса Гиббса. М., 1986.
42. [Базаров, Николаев, 1987] Базаров И. П., Николаев П. Н. Парадоксальная история // Журн. физ. химии. 1987. Т. 61. №9. С. 2567.
43. [Ландау, Лифшиц, 1976] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1976. Ч. I.
44. [Szillard, 1929] Szillard L. ber die Entropievermindung in einen Thermodynamischen System bei Eingriffen intelligenter Wesen // Zs. f. Phys. 1929. Т. 53. S. 840.
45. [Бриллюэн, 1960] Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М., 1960.
46. [Хайрутдинов, 1978] Хайрутдинов К. А. // Журн. физ. химии. 1978. Т. 52. С. 2749-2796; 1980. Т. 54. С. 1836-1839, 1892-1894.