

студенты-
физики

Ответы к экзамену по молекулярной физике и термодинамике

Барон Яков

2 семестр
Алешкевич В.А.

2013

"Молекулярная физика".

2 сем

Тема 1.

1. Предмет молекулярной физики. Основные положения МКТ. Статистический подход к описанию молекулярных явлений. Понятие о статистических закономерностях.

Мол. физика — это раздел физики, который изучает строение в-ва и его св-ва, исходя из молекулярно-кинетических представлений.

Осн. положения МКТ:

- все тела состоят из частиц: атомов, молекул, ионов;
- частицы находятся в непрерывном хаотическом движении (тепловом);
- частицы взаимодействуют друг с другом путём абсолютно упругих столкновений.

Динамическое описание системы многих частиц неосуществимо с технической, непригодно с теоретической и бесполезно с практической точек зрения. Сказанное позволяет сделать вывод, что для изучения системы многих частиц информация должна иметь обобщённый характер и относиться не к отдельным частицам, а к совокупности большого числа частиц. Соответствующие понятия также должны относиться не к отдельным частицам, а к большим совокупностям частиц. Новая форма информации и новые понятия требуют иного метода рассмотрения. Этот метод называется статистическим. Законы поведения совокупностей большого числа частиц, исследуемые статистическими методами, называются статистическими закономерностями.

2. Теплоёмкость системы. Теплоёмкость идеального газа. Связь теплоёмкости газа с числом степеней свободы молекул. Уравнение Майера.

Теплоёмкостью системы называется количество тепла, которое необходимо сообщить системе, чтобы температура её увеличилась на 1 градус.

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

Также вводится понятие теплоёмкости идеального газа. Теплоёмкость зависит, очевидно, от массы тела (газа), а также от условий, в которых телу сообщается тепло и изменяется его температура. Таким образом, теплоёмкость в общем смысле не характеризует св-ва тела. Она является характеристикой как тела, так и условий, при которых происходит его нагревание. Если фиксировать условия нагревания тела, то теплоёмкость становится характеристикой св-в тела. Например, для газов важными являются теплоёмкости газа при постоянном объёме и постоянном давлении.

Для произвольного процесса в идеальном газе $p = p(T, V)$, значит $U = U(T, V)$, т.е.:

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

из 1^{го} начала ТМД: $\delta Q = p dV + dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V dT + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] dV$

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V; \quad C_P = \left(\frac{\delta Q}{dT}\right)_P = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = C_V + \left[p + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T\right] \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P$$

учитывая, что у идеального газа $U = U(T)$ и $V = \frac{\gamma RT}{p}$, получим:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0; \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P = \frac{\gamma R}{p} \Rightarrow C_P = C_V + p \cdot \frac{\gamma R}{p} \Rightarrow \boxed{C_P - C_V = \gamma R}$$
 - ур-ние Майера.

Пусть молекулы газа имеют i степеней свободы. По теории о равном распределении энергии по степеням свободы можно говорить, что на каждую степень свободы приходится энергия $\frac{1}{2}kT$. Итак (на моль в-ва):

$$U = \frac{i}{2} N_A kT = \frac{i}{2} RT \Rightarrow \boxed{C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V = \frac{i}{2} R}$$

$$\boxed{C_P = C_V + R = \frac{i+2}{2} R}$$

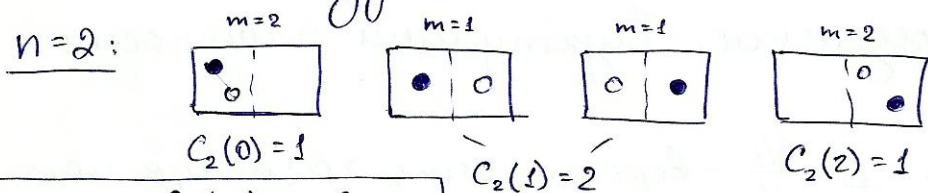
Тема 2.

1. Идеальный газ. Пространственное распределение частиц идеального газа. Вероятность нахождения m частиц в одной половине сосуда, если полное число частиц равно n .

Наиболее простой моделью системы многих частиц является идеальный газ. По определению, это газ, состоящий из точечных материальных частиц с конечной массой, между которыми отсутствуют силы, действующие на расстоянии, и которые сталкиваются между собой по законам соударения шаров.

При описании статистических систем нас интересует пространственное распределение частиц. Наличие каких-либо силовых полей или их отсутствие определяет различные законы распределения вероятностей. Классический идеальный газ в отсутствие силовых полей имеет равновесное пространственное распределение частиц.

Пусть в сосуде находится n частиц. Какова вероятность того, что m частиц будут находиться в одной половине сосуда?



$C_n(m)$ - число состояний системы, в которых m из n частиц находится в одной половине сосуда.
 Γ - общее число состояний системы.

$$P_n(m) = \frac{C_n(m)}{\Gamma} = \frac{C_n(m)}{2^n}$$

Аналогичная формула справедлива для $n > 2$.

2. Политропический процесс. Уравнение политропы и его частные случаи.

Процесс, в котором температура является постоянной величиной, называется политропическим ($G = \text{const}$).

$$\delta Q = dU + p dV \Leftrightarrow G dT = C_v dT + R \frac{T}{V} dV$$

$$(G - C_v) dT = (C_p - C_v) T \frac{dV}{V}$$

$$\int_{T_1}^{T_2} \frac{(G - C_v)}{(C_p - C_v)} \frac{dT}{T} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} \Rightarrow \frac{G - C_v}{C_p - C_v} \ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$\ln \frac{T_2}{T_1} = \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\frac{G - C_v}{C_p - C_v}}$$

Из последнего равенства следует:

$$T \cdot V^{-\left(\frac{G - C_v}{C_p - C_v}\right)} = \text{const}$$

$$p V^{\frac{G - C_v}{G - C_v} + 1} = \text{const} \Rightarrow p V^{\frac{G - C_p}{G - C_v}} = \text{const}$$

Введём обозначение: $n = \frac{C_p - C_v}{C - C_v}$ - показатель политроты. Тогда:

$\boxed{pV^n = \text{const}}$ - ур-ние политроты.

Частные случаи:

а) адиабатический процесс: $\delta Q = 0 \rightarrow C = 0 \rightarrow n = \frac{C_p}{C_v} = \gamma$
 $pV^\gamma = \text{const}$ - ур-ние адиабаты.

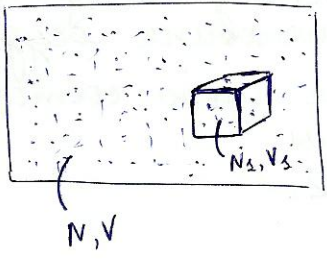
б) изобарный процесс: $C = C_p \rightarrow n = 0$
 $p = \text{const}$ - ур-ние изобары.

в) изохорный процесс: $C = C_v \rightarrow n = \infty$
 $pV^n = \text{const} \Leftrightarrow p^{1/n} V = \text{const}; \frac{1}{n} \rightarrow 0$
 $V = \text{const}$ - ур-ние изохоры.

г) изотермический процесс: $C = \pm \infty \Rightarrow n = \lim_{C \rightarrow \pm \infty} \frac{C - C_p}{C - C_v} = 1$
 $pV = \text{const}$ - ур-ние изотермы.

Тема 3.

1. Биномиальное распределение. Флуктуации плотности идеального газа.



Пусть $p = \frac{V_1}{V}$ - вероятность частицы попасть в объём V_1 ; $q = (1-p)$ - вероятность частицы не попасть в V_1 .

Пусть (1) - "событие произошло"; (0) - "событие не произошло".

Найдём вероятность того, что событие наступит m раз в определённой последовательности, например:

(1)(0)(0)(1)(0)(1)(1)... - m событий, n испытаний.

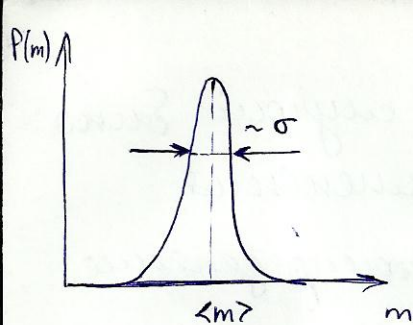
Вероятность осуществления последовательности, по общему правилу умножения вероятностей, равна:

$p(1-p)(1-p)p(1-p)p \dots = p^m (1-p)^{n-m}$

Однако событие может наступить m раз не только в этой последовательности, но и в $C_n^m = \frac{n!}{m!(n-m)!}$ других.

Поэтому вероятность того, что в последовательности n испытаний рассматриваемое событие наступит m раз,

равна: $\boxed{P_n(m) = C_n^m p^m (1-p)^{n-m} = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m (1-p)^{n-m}}$ - биномиальное распределение.



$$\langle m \rangle = \sum_m m P(m) = np$$

$$\sigma_m^2 = \sum_m (n - \langle m \rangle)^2 P(m) = npq$$

$$\epsilon_m = \frac{\sigma_m}{\langle m \rangle} = \frac{\sqrt{npq}}{np} \approx \frac{1}{\sqrt{np}} = \frac{1}{\sqrt{\langle m \rangle}} - \text{флуктуации плотности.}$$

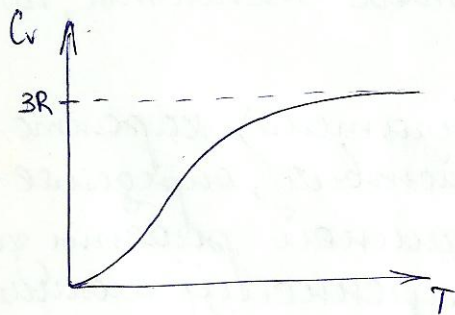
2. Классическая теория теплоёмкости твёрдых тел. Закон Дюлонга и Тьпи. Зависимость теплоёмкости твёрдых тел от температуры. Температура Дебая.

Моделью является кристаллическое твёрдое тело, атомы которого колеблются около положений равновесия в узлах кристаллической решётки. Каждый атом может независимо колебаться в трёх взаимно перпендикулярных направлениях.

В соответствии с законом о равномерном распределении энергии по степеням свободы, каждый атом обладает энергией колебания kT (кин. - $kT/2$; пот. - $kT/2$).

Таким образом, тело, состоящее из n атомов, вследствие теплового движения обладает энергией: $U = 3nkT$. Тогда

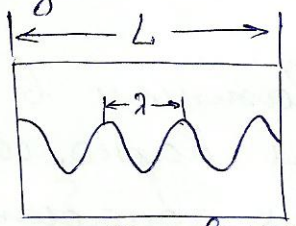
$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v = 3nk \rightarrow \boxed{C_{vm} = 3N_A k = 3R} - \text{Малая теплоёмкость твёрдого тела равна } 3R \text{ и не зависит от температуры. (з-н Дюлонга и Тьпи).}$$



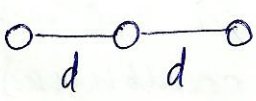
При приближении температуры к 0 К теплоёмкость стремится к нулю по степенному закону:

$$C_v \sim T^3$$

Модель Дебая:



стоящая волна в кристалле (фонон)



$$L = n \frac{\lambda_n}{2}$$

$$\lambda_n = \frac{v_{зв}}{\nu_n}$$

$$\lambda_{min} = 2d$$

$$k\theta_D = h\nu_{max}$$

⇓

$$\boxed{\theta_D = \frac{h\nu_{max}}{k} = \frac{h v_{зв}}{2dk}}$$

температура Дебая.

Тема 4.

1. Распределение Пуассона как предельный случай биномиального распределения. Примеры его применения.

$$P_n(m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m (1-p)^{n-m} - \text{биномиальное распределение.}$$

пусть $n \gg 1$, $p \ll 1$, $\langle m \rangle = np \sim 1$

$$P_n(m) = \frac{n(n-1)(n-2)\dots(n-m+1)}{m!} \cdot \left(\frac{\langle m \rangle}{n}\right)^m \cdot \left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^{n-m} =$$

$$= \underbrace{\frac{n(n-1)(n-2)\dots(n-m+1)}{n^m}}_{\rightarrow 1} \cdot \frac{\langle m \rangle^m}{m!} \cdot \frac{\left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^n}{\left(1 - \frac{\langle m \rangle}{n}\right)^m} \approx \frac{\langle m \rangle^m}{m!} \cdot \frac{e^{-\langle m \rangle}}{1}$$

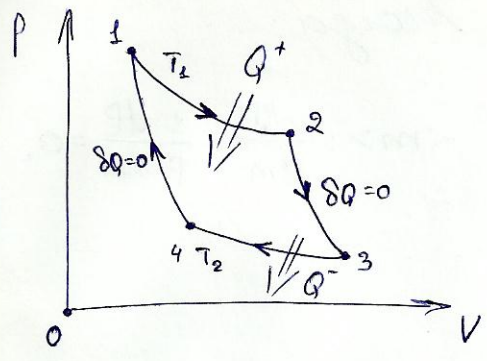
$$P_n(m) = \frac{\langle m \rangle^m}{m!} \cdot e^{-\langle m \rangle} - \text{распределение Пуассона.}$$

2. Преобразование теплоты в работу. Циклические процессы. Тепловой двигатель. Коэффициент полезного действия. Цикл Карно. КПД цикла Карно. Циклы Отто и Дизеля.

Циклическим называется процесс, начало и конец которого совпадают. По своему значению система, выполняющая циклический процесс, является машиной, которая производит работу за счёт количества теплоты, поступающего в неё из термостата.

Эффективность машины (теплого двигателя) характеризуется коэффициентом полезного действия, определяемым как отношение произведённой машиной работы за один цикл к количеству теплоты, полученному машиной от термостатов: $\eta = \frac{A}{Q^+}$.

Наиболее простым по содержанию, но важным в прикладном отношении, является цикл Карно, состоящий из двух изотерм ($1 \rightarrow 2, 3 \rightarrow 4$) и двух адиабат ($2 \rightarrow 3, 4 \rightarrow 1$). При выполнении цикла Карно необходимо наличие двух термостатов: с более высокой температурой (нагреватель) и с более низкой (холодильник).



$$\oint \delta Q = Q^+ + Q^- = A$$

$$Q^+ = \int \delta Q = \int du + \int p dV = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

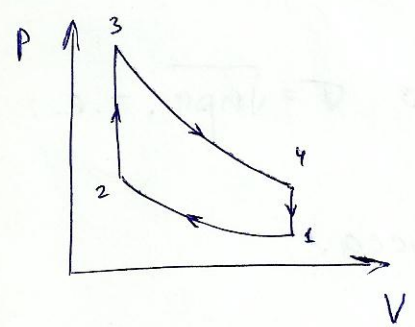
$$Q^- = \int \delta Q = RT_2 \ln \frac{V_4}{V_3}$$

Из уравнений адиабаты: $T_1 V_2^{\gamma-1} = T_2 V_3^{\gamma-1}$
 $T_1 V_1^{\gamma-1} = T_2 V_4^{\gamma-1}$ } \Rightarrow

$$\Rightarrow \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \Rightarrow \ln \frac{V_2}{V_1} = -\ln \frac{V_4}{V_3}$$

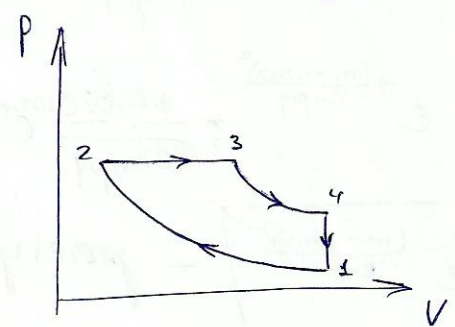
$$\eta = \frac{A}{Q^+} = 1 + \frac{Q^-}{Q^+} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad \text{— КПД цикла Карно.}$$

Цикл Отто:



1→2; 3→4 — адиабаты,
 2→3; 4→1 — изохоры.

Цикл Дизеля:



1→2 — адиабата,
 2→3 — изобара,
 3→4 — адиабата,
 4→1 — изохора.

Задача 5.

1. Распределение Гаусса как предельный случай биномиального распределения. Примеры его применения.

$$P_n(m) = \frac{n!}{m!(n-m)!} p^m q^{n-m}$$

$$\langle m \rangle = np$$

$$\ln P = \ln n! - \ln m! - \ln(n-m)! + m \ln p + (n-m) \ln q$$

Зная, что $\frac{d \ln \xi!}{d \xi} \approx \ln \xi$, получим:

$$\frac{d \ln P}{d m} = -\ln m + \ln(n-m) + \ln p - \ln q$$

Разложим $\ln P$ в ряд Тейлора с центром в точке $\langle m \rangle$:

$$\ln P = \ln P(\langle m \rangle) + \left[\frac{d \ln P}{d m} \right] y + \frac{1}{2!} \left[\frac{d^2 \ln P}{d m^2} \right] y^2 + \dots, \text{ где } y = m - \langle m \rangle.$$

$$\left[\frac{d^2 \ln P}{dm^2} \right]_{\langle m \rangle} = \left[-\frac{1}{m} - \frac{1}{m-n} \right]_{\langle m \rangle} = \left[-\frac{n}{m(n-m)} \right]_{\langle m \rangle} = -\frac{1}{npq}. \quad \text{Тогда:}$$

из условия максимума распределения в $\langle m \rangle$: $\frac{d \ln P}{dm} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dm} = 0$,

т.е.: $\ln P = \ln P(\langle m \rangle) - \frac{y^2}{2npq} + \dots$ или

$$P(m) = \tilde{P} e^{-\frac{y^2}{2npq}} = \tilde{P} e^{-\frac{(m-\langle m \rangle)^2}{2npq}}, \quad \text{где } \tilde{P} = P(\langle m \rangle).$$

Из условия нормировки $\sum_m P(m) = 1$ и с учётом малого сужения $P(m)$ при смене целого значения m на единицу положим:

$$\int P(m) dm = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{P} e^{-\frac{(m-\langle m \rangle)^2}{2npq}} dm = \tilde{P} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{y^2}{2npq}} dy = 1$$

$$\tilde{P} \cdot \sqrt{2npq} \cdot \sqrt{\pi} = 1 \Rightarrow \tilde{P} = \frac{1}{\sqrt{2\pi npq}}. \quad \text{Итак:}$$

$$P(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi npq}} e^{-\frac{(m-\langle m \rangle)^2}{2npq}}, \quad \text{известно также, что } \sigma = \sqrt{npq}, \text{ т.е.:}$$

$$P(m) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(m-\langle m \rangle)^2}{2\sigma^2}} \quad \text{— распределение Гаусса.}$$

2. Две теоремы Карно. Неравенство Клаузиуса для цикла Карно.

1^я т. Карно: „КПД тепловой машины, работающей по циклу Карно, зависит только от температур T_1 и T_2 нагревателя и холодильника, но не зависит от устройства машины, а также от вида используемого рабочего вещества“.

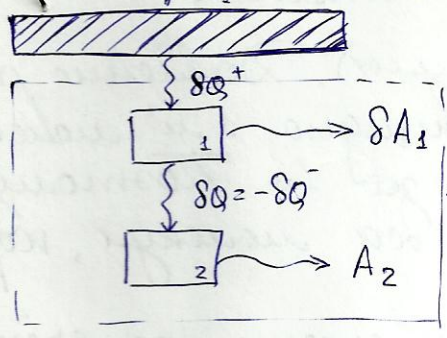
2^я т. Карно: „КПД всякой тепловой машины не может превосходить КПД идеальной машины, работающей по циклу Карно с теми же самыми температурами нагревателя и холодильника“.

Нер-во Клаузиуса для цикла Карно в 9 главе (и.2).

~~Принцип максимальной работы гласит: „Система совершает наибольшую работу при равновесном процессе“.~~

~~$$\left. \begin{aligned} \delta A_{\text{равн}} > \delta A_{\text{неравн}} \\ \delta Q = \delta A + dU \end{aligned} \right\} \Rightarrow \delta Q_{\text{равн}} > \delta Q_{\text{неравн}}$$~~

Рассмотрим устройство для получения работы: (билет 9) (н-2)



$$A = \int \delta A_1 + A_2$$

$T_1 = \text{const}$
 машина 1 обратная, работает периодически по циклу Карно, производит за свой цикл работу δA_1 и передает теплоту δQ при температуре T циклической машине 2

Машина 2 может быть любой машиной, совершающей любой цикл (она производит один цикл). Она производит работу A_2 за свой цикл.

Продолжительность циклов машины 1 много меньше продолжительности цикла машины 2, благодаря чему в течение одного цикла работы машины 1 температуру T можно считать постоянной.

$$\left. \begin{aligned} \delta A_1 &= \delta Q^+ \left(1 - \frac{T}{T_1}\right) = \delta Q^+ \frac{T}{T_1} \left(\frac{T_1}{T} - 1\right) = -\delta Q^- \left(\frac{T_1}{T} - 1\right) = \delta Q \left(\frac{T_1}{T} - 1\right) \\ A_2 &= \int \delta Q \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow A = \int \delta Q \cdot \frac{T_1}{T} = T_1 \int \frac{\delta Q}{T}$$

В соответствии с постулатом Теллсона система из двух машин не может иметь единственным результатом цикла производство работы. В рассмотренной системе выхода тепла нет. Значит, единственной возможностью функционирования данной системы является поступление работы в систему или равенство нулю работы, производимой системой: $A \leq 0$

$$T_1 \int \frac{\delta Q}{T} \leq 0 \Rightarrow \boxed{\int \frac{\delta Q}{T} \leq 0} \text{ - неравенство Клаузиуса.}$$

Билет 6.

1. Основное уравнение молекулярно-кинетической теории газов. Уравнение Клапейрона-Менделеева.

* кубический сосуд с длиной ребра l . Каждая частица массы m передает стенке импульс в направлении определенной оси: $p_x = 2m v_x$. Время между ударами частицы об одну и ту же стенку: $t = \frac{2l}{v_x}$.

Тогда: $F_x = \frac{p_x}{t} = \frac{m v_x^2}{l} \Rightarrow p_x = \frac{F_x}{S} = \frac{m v_x^2}{Sl} = \frac{m v_x^2}{V}$,

$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \Rightarrow \langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle \Rightarrow p_x = \frac{m \langle v^2 \rangle}{3V}$.

Для системы N частиц имеем: $P = p_x = p_y = p_z = \frac{N}{V} \cdot \frac{1}{3} m \langle v^2 \rangle$

Таким образом: $\boxed{P = \frac{2}{3} n \cdot \frac{m \langle v^2 \rangle}{2}}$ - основное уравнение МКТ!

Учитывая, что $n_0 = \frac{N}{V}$, где N - число частиц в объеме V , можем записать осн. уравнение МКТ в следующем виде:

где: $\left. \begin{matrix} pV = NkT \\ N = N_A \cdot \nu \end{matrix} \right\} \Rightarrow \begin{matrix} pV = \nu RT \\ \text{или} \\ pV = \frac{m}{M} RT \end{matrix}$ - уравнение Клапейрона-Менделеева.

2. Термодинамическая шкала температур. Ее точность идентична идеально-газовой шкале.

Из 1^й м. Карно: $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2)$, где t_1, t_2 - термодинамические температуры. Чтобы построить ТД шкалу температур, введем более простую универсальную функцию температур t_1 и t_2 : $\frac{Q_1}{Q_2} = \varphi(t_1, t_2)$.

$t_1 \rightarrow Q_1$
 $t_2 \leftarrow Q_2$
 $t_3 \leftarrow Q_3$

Проведем следующие процессы (циклы Карно):

1) нагрев. 1 | $\rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \varphi(t_1, t_2)$ | \rightarrow 1) + 2) нагрев. 1 | $\rightarrow \frac{Q_1}{Q_3} = \varphi(t_1, t_3)$
 холдг. 2 | $\rightarrow \frac{Q_2}{Q_3} = \varphi(t_2, t_3)$ | холдг. 3

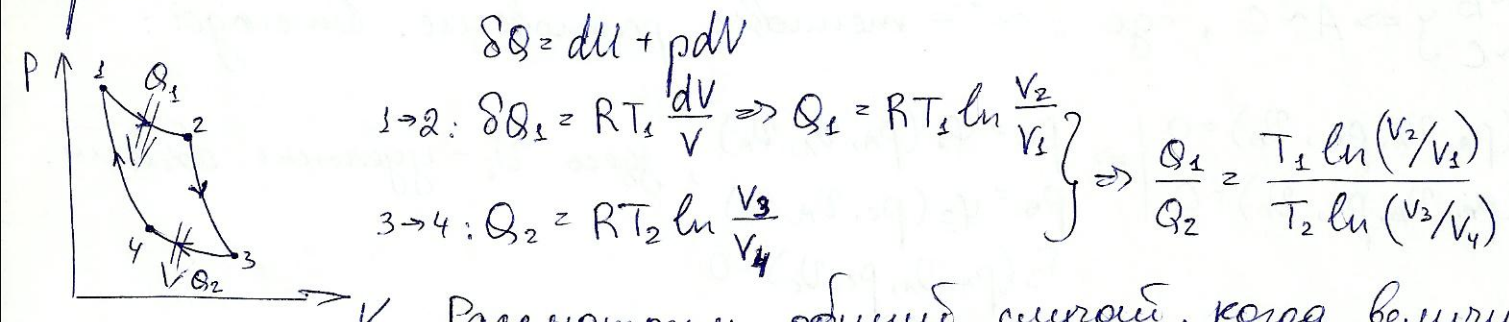
Очевидно, $\varphi(t_1, t_2) \cdot \varphi(t_2, t_3) = \varphi(t_1, t_3)$, откуда:

$$\varphi(t_1, t_2) = \frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_2, t_3)} \quad \text{или} \quad \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\varphi(t_1, t_3)}{\varphi(t_2, t_3)}$$

Такое соотношение справедливо при любом значении аргумента t_3 . Фиксируем t_3 , не меняя значений отношения в правой части, тогда: $\varphi(t_1, t_3) = \Theta(t_1)$. Итак, $\varphi(t_2, t_3) = \Theta(t_2)$. Итак,

$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\Theta(t_1)}{\Theta(t_2)}$. Т.к. величина $\Theta(t)$ зависит только от темп-ры, то она сама может быть принята за меру температуры тела. Величину $\Theta(t)$ и называют абсолютной термодинамической температурой.

$\frac{\Theta_1}{\Theta_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$. Д-тем теперь, это абсолютная ТД шкала температур тождественна с абсолютной шкалой идеально-газового термометра. Рассмотрим цикл Карно:



$$\delta Q = dU + p dV$$

$$1 \rightarrow 2: \delta Q_1 = RT_1 \frac{dV}{V} \Rightarrow Q_1 = RT_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$3 \rightarrow 4: Q_2 = RT_2 \ln \frac{V_3}{V_4}$$

$$\Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1 \ln(V_2/V_1)}{T_2 \ln(V_3/V_4)}$$

Рассмотрим общий случай, когда величина γ идеального газа зависит от температуры:

$$2 \rightarrow 3: \delta Q = C_v dT + p dV = 0 \Leftrightarrow C_v dT + RT \frac{dV}{V} = 0, \text{ откуда:}$$

$\frac{dV}{V} = -\frac{C_v}{R} \frac{dT}{T}$. Теплоемкость C_v ид. газа зависит только от температуры, поэтому при интегрировании последнего уравнения между состояниями 2-3 и 4-1 получаются одинаковые результаты: $\int_{V_2}^{V_3} \frac{dV}{V} = -\int_{V_4}^{V_1} \frac{dV}{V} \Rightarrow \ln \frac{V_3}{V_2} = \ln \frac{V_4}{V_1}$, т.е.:

$$\frac{V_3}{V_2} = \frac{V_4}{V_1} \quad \text{или} \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_3}{V_4} \Rightarrow \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Как ранее было показано, это $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}$. Значит:

$$\boxed{\frac{T_1}{T_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}} \Rightarrow \text{ТД шкала температур тождественна идеально-газовой шкале.}$$

Тема 7.

1. Понятие равновесного состояния и температуры. Нулевое начало термодинамики. Термометрическое тело и термометрическая величина. Эмпирические шкалы температур. Газовый термометр. Идеально-газовая шкала температур.

Стабильное макроскопическое состояние газа, находящегося в изолированном (отсутствуют потери любого рода) от внешней среды объёме V , называется равновесным. При этом его макроскопические характеристики — давление, температура, объём — сохраняют свои постоянные значения во времени, причём давление и температура имеют постоянные значения во всех частях объёма.

Нулевое начало ТД (транзитивность теплового равновесия):

$A \sim B$
 $B \sim C$ } $\Rightarrow A \sim C$, где " \sim " — тепловое равновесие. Отсюда:

$$\begin{aligned} F_1(p_A, v_A, p_B, v_B) = 0 \\ F_2(p_B, v_B, p_C, v_C) = 0 \end{aligned} \Bigg| \Rightarrow \begin{aligned} p_B &= \varphi_1(p_A, v_A, v_B) \\ p_B &= \varphi_2(p_C, v_C, v_B) \end{aligned}, \text{ где } v_i - \text{удельные объёмы.} \\ F_3(p_A, v_A, p_C, v_C) = 0$$

$$\varphi_1(p_A, v_A, v_B) = \varphi_1(p_A, v_A) \cdot \eta(v_B) + \xi(v_B)$$

$$\varphi_2(p_C, v_C, v_B) = \varphi_2(p_C, v_C) \cdot \eta(v_B) + \xi(v_B)$$

$$\varphi_1 = \varphi_2 \Rightarrow \varphi_1(p_A, v_A) = \varphi_2(p_C, v_C) \quad \Bigg\} \Rightarrow \boxed{\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = \theta} - \text{температура.}$$

Аналогично: $\varphi_2(p_C, v_C) = \varphi_3(p_B, v_B)$

Основной частью большинства термометров является термометрическое тело, приводимое в тепловой контакт с телом, температуру которого надо измерить. Физическая величина, служащая индикатором температуры, называется термометрической величиной.

Температура T , отсчитываемая по какому-либо термометру, называется эмпирической температурой, а соответствующая шкала температур — эмпирической температурной шкалой.

Реальным термодинамическим телом, наиболее близко стоящим к идеальному газу, является разреженный газ. Построенный на основе разреженного газа термометр называется газовым.

Шкала температур, соответствующая газовому термометру, называется идеально-газовой шкалой температур.

2. Энтропия как функция состояния. Изменение энтропии идеального газа в различных процессах.

$$\delta Q = C_v dT + p dV$$

$$\frac{\delta Q}{T} = C_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dV = C_v \frac{dT}{T} + R \frac{dV}{V} = d(C_v \ln T + R \ln V)$$

Правая часть равенства представляет собой полный дифференциал, значит левая часть также является полным дифференциалом. Функция состояния, дифференциалом которой является $\frac{\delta Q}{T}$, называется энтропией: $dS = \frac{\delta Q}{T}$

$$T = \text{const}: \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = R \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right)$$

(dT=0)

$$V = \text{const}: \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = C_v \int_{T_1}^{T_2} \frac{dT}{T} = C_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right)$$

(dV=0)

$$\Delta Q = 0: \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} = C_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \Rightarrow \Delta S = C_v (\gamma - 1) \ln \frac{V_2}{V_1} - R \ln \frac{V_2}{V_1} =$$

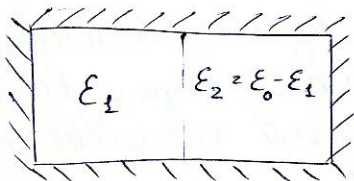
$$= C_p \gamma \ln \frac{V_2}{V_1} - \ln \frac{V_2}{V_1} (C_v + R) =$$

$$= C_p \ln \frac{V_2}{V_1} - C_p \ln \frac{V_2}{V_1} = 0.$$

$\left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{\gamma - 1}$

Тема 8.

1. Статистический смысл температуры. Распределение Гиббса.



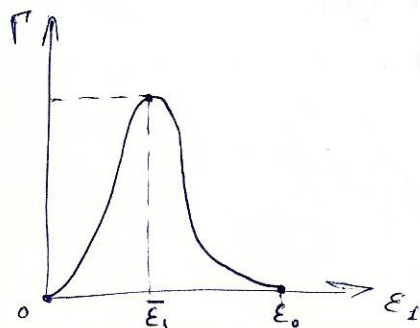
$$\epsilon_0 = \epsilon_1 + \epsilon_2 = \text{const}$$

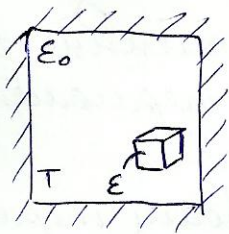
$$\Gamma_0 = \Gamma_1(\epsilon_1) \Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon_1)$$

$$\ln \Gamma_0 = \ln \Gamma_1(\epsilon_1) + \ln \Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon_1)$$

$$\frac{d \ln \Gamma_0}{d \epsilon_1} = \frac{1}{\Gamma} \frac{d \Gamma}{d \epsilon_1} = 0 \Rightarrow \frac{d \ln \Gamma_1}{d \epsilon_1} = \frac{d \ln \Gamma_2}{d \epsilon_1} = 0$$

$$\frac{d \ln \Gamma_1}{d \epsilon_1} = \frac{d \ln \Gamma_2}{d \epsilon_1} = \beta = \frac{1}{kT} \Rightarrow T = \frac{1}{k\beta} - \text{статистический смысл температуры.}$$





$$\epsilon \ll \epsilon_0$$

$$P(\epsilon) = \frac{\Gamma_1(\epsilon) \Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon)}{\Gamma_0(\epsilon_0)}$$

$$\Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon) \equiv e^{\epsilon \ln \Gamma_2}$$

$$\ln \Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon) \approx \ln \Gamma_2(\epsilon_0) + \frac{d \ln \Gamma_2}{d \epsilon} \cdot \epsilon = \ln \Gamma_2(\epsilon_0) - \frac{\epsilon}{kT} \quad \text{в точке } \epsilon = 0.$$

$$\Gamma_2(\epsilon_0 - \epsilon) = \Gamma_2(\epsilon_0) \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \Rightarrow P(\epsilon) = \frac{\Gamma_1(\epsilon)}{\Gamma_0(\epsilon_0)} \cdot \Gamma_2(\epsilon_0) \cdot e^{-\frac{\epsilon}{kT}} = A' \underbrace{\Gamma_1(\epsilon)}_{\text{степень вырождения}} e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$$

$$P(\epsilon) = A e^{-\frac{\epsilon}{kT}} \quad \text{— распределение Гиббса.}$$

2. Второе начало термодинамики. Формулировки Клаузиуса и Томсона (Кельвина). Их эквивалентность.

Клаузиус (1850):

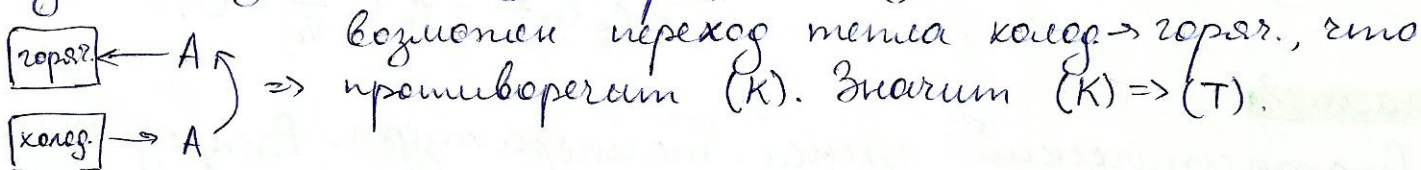
„Невозможен переход тепла от холодного тела к горячему без компенсации“.

Томсон (1851):

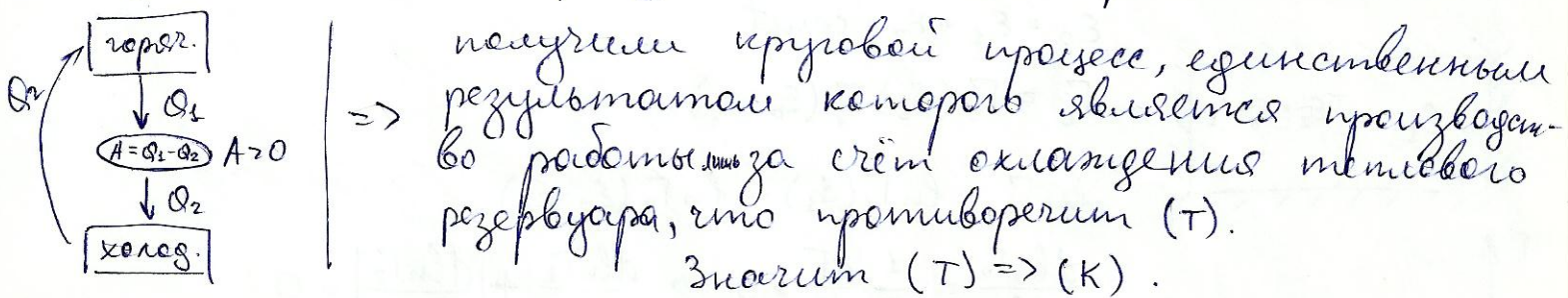
„Невозможен круговой процесс, единственным результатом которого было бы производство работы за счёт охлаждения теплового резервуара (\Rightarrow невозможен вечный двигатель второго рода)“.

Эквивалентность:

1) пусть возможен в.д. 2^{го} рода, тогда:



2) пусть возможен переход тепла холод. \rightarrow горяч., тогда:



Итак, $(K) \Leftrightarrow (T)$

Билет 9.

1. Распределение молекулы газа по компонентам скоростей. Распределение Максвелла. Принцип детального равновесия.

$$\frac{m \langle v_x^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle v_y^2 \rangle}{2} = \frac{m \langle v_z^2 \rangle}{2} = \frac{kT}{2}$$

$P(\epsilon) = A e^{-\frac{\epsilon}{kT}}$ - расп. Тюдора. Пусть $\frac{\epsilon}{kT} = \frac{\epsilon(v_x)}{kT} = \alpha v_x^2$, тогда:

$dP = f(v_x) dv_x = A e^{-\alpha v_x^2} dv_x \Rightarrow f(v_x) = A e^{-\alpha v_x^2}$. Условие нормировки:

$$1 = \int_{-\infty}^{+\infty} A e^{-\alpha v_x^2} dv_x = \frac{A}{\sqrt{\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_x^2} d(\sqrt{\alpha} v_x) = A \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \Rightarrow A = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}$$

$$\langle v_x^2 \rangle = \frac{kT}{m} = \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 A e^{-\alpha v_x^2} dv_x = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x^2 e^{-\alpha v_x^2} dv_x = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \left[-\frac{d}{d\alpha} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha v_x^2} dv_x \right] =$$

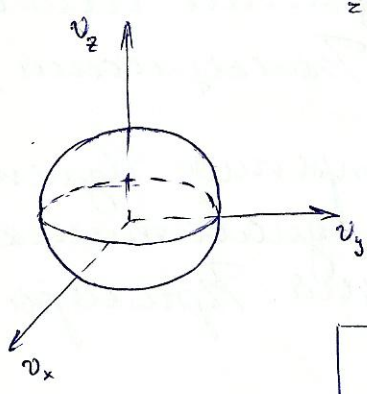
$$= \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \left[-\frac{d}{d\alpha} \left(\sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \right) \right] = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \frac{(-1) \cdot \sqrt{\pi} \cdot (-1/2)}{\alpha \sqrt{\alpha}} = \frac{1}{2\alpha}$$

Итак, $\frac{kT}{m} = \frac{1}{2\alpha} \Rightarrow \alpha = \frac{m}{2kT}$

Тогда: $f(v_x) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{m v_x^2}{2kT}}$ + аналогичные распределения для v_y и v_z .

Получим теперь ^{ф-цию} распределение Максвелла $f(v)$:

$$dP(v) = f(v) dv = f(v_x) f(v_y) f(v_z) dv_x dv_y dv_z = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m v^2}{2kT}}$$



$dv_x dv_y dv_z = [объем шарового слоя в нр-вел скоростей] = 4\pi R^2 dR$

$R = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2} = v \Rightarrow dv_x dv_y dv_z = 4\pi v^2 dv$

Таким образом:

$$f(v) = 4\pi v^2 \cdot \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{m v^2}{2kT}} - \text{ф-ция распределения Максвелла.}$$

Принцип детального равновесия:

„В газе в состоянии хаотического движения должны компенсировать друг друга всякие два противоположно направленные процесса. Скорости таких противоположно направленных процессов должны быть одинаковыми.“

2. Неравенство Клаузиуса.

(Билет 5)
н.2

Из второй теоремы Карно: $\eta \leq \eta_K$

$$\eta = 1 + \frac{Q_-}{Q_+}; \quad \eta_K = 1 - \frac{T_x}{T_H} \Rightarrow 1 + \frac{Q_-}{Q_+} \leq 1 - \frac{T_x}{T_H}$$

$$Q_- T_H \leq -Q_+ T_x$$

$\frac{Q_-}{T_x} \leq -\frac{Q_+}{T_H} \Rightarrow \boxed{\frac{Q_+}{T_H} + \frac{Q_-}{T_x} \leq 0}$ - неравенство Клаузиуса для цикла Карно.

Тема 10.

1. Распределение Максвелла-Больцмана как следствие распределения Тиббса.

Вероятность $dP(\vec{p}, \vec{r})$ нахождения молекулы в элементе фазового пространства $dp_x dp_y dp_z dx dy dz \equiv d\vec{r}_p d\vec{r}_z$ равна:

$dP(p_x, p_y, p_z, x, y, z) = dg(p_x, p_y, p_z, x, y, z) e^{-\frac{E}{kT}}$, где dg - число состояний в объёме $d\vec{r}_p d\vec{r}_z$, а $e^{-\frac{E}{kT}}$ - вероятность каждого состояния, определяемая распределением Тиббса.

$$dg = \frac{d\vec{r}_p d\vec{r}_z}{h^3} = \frac{dv_x dv_y dv_z dx dy dz}{(h/m)^3} = \frac{d\vec{v} d\vec{r}_z}{(h/m)^3}$$

Полная энергия молекулы: $E = \frac{mv^2}{2} + U(\vec{r})$. Таким образом:

$$\boxed{dP(\vec{v}, \vec{r}) = A \exp\left(-\frac{\frac{mv^2}{2} + U(\vec{r})}{kT}\right) d\vec{v} d\vec{r}_z}$$
 - распределение Максвелла-Больцмана.

2. Второе начало термодинамики и энтропия. Изменение энтропии идеального газа при его адиабатическом расширении в vuoto. Самоорганизация. Примеры её проявления.

ВИТ и энтропия - см. темы 7, 8 (п.2).

В результате расширения газа в vuoto его внутренняя энергия не меняется, т.к. он заключён в жесткую адиабатическую оболочку. Значит не меняется и ~~внутренняя энергия~~ температура газа. Пусть T - температура газа в начале и в конце процесса; V_1, V_2 - начальный и конечный объёмы соответственно. Будем считать, что газ перетекает в vuoto достаточно медленно, т.е. процесс является квазистатическим (при $T = \text{const}$).

Т.к. $T = \text{const}$, то $\delta Q = p dV = RT \frac{dV}{V}$

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = R \frac{dV}{V} \Rightarrow \Delta S = R \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = R \ln \frac{V_2}{V_1} > 0.$$

Энтальпия в данном процессе возрастает, значит адиабатическое расширение газа в вакуум — необратимый процесс.

Самоорганизация — процесс упорядочения элементов одного уровня в системе за счёт внутренних факторов, без внешнего специфического воздействия. В результате появляется единица следующего качественного уровня.

Примеры: а) ячейки Тенара;

б) реакция Белоусова-Жаботинского.

Тема 11.

1. Идеальный газ во внешнем потенциальном поле. Распределение Больцмана. Параметрическая формула. Опыт Террена.

Если газ находится во внешнем потенциальном поле, то энергия частицы равна: $\epsilon = \frac{mv^2}{2} + U$.

$$dP(\vec{r}, \vec{v}) = A e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\vec{r} d\vec{v}$$

$$dP(\vec{r}, \vec{v}) = dP_1(x, y, z) \cdot dP_2(p_x, p_y, p_z)$$

$$dP_1(x, y, z) = A_1 e^{-\frac{U(\vec{r})}{kT}} dx dy dz$$

Пусть в системе всего N частиц, тогда:

$$dN(x, y, z) = A_1 N e^{-\frac{U(x, y, z)}{kT}} dx dy dz$$

$$\boxed{\frac{dN}{N dx dy dz} = A_1 e^{-\frac{U(x, y, z)}{kT}}} \text{ — распределение Больцмана.}$$

Пусть $n_0 = n_0(x_0, y_0, z_0) = \frac{dn}{dx dy dz}$ — концентрация частиц в некоторой точке (x_0, y_0, z_0) , где потенциальная энергия $U_0 = U(x_0, y_0, z_0)$.

$$\frac{n_0(x_0, y_0, z_0)}{n} = A_1 e^{-\frac{U(x_0, y_0, z_0)}{kT}}$$

$$\frac{n_0(x, y, z)}{n} = A_1 e^{-\frac{U(x, y, z)}{kT}}$$

$$\boxed{p_0(x, y, z) = p_0 e^{-\frac{mgz}{kT}}}$$

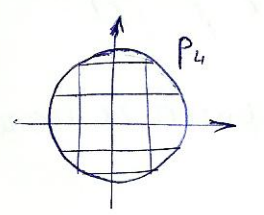
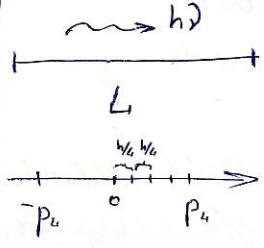
— параметрическая формула.

2. Микро- и макросостояния системы. Термодинамическая вероятность и её связь с энтропией (для идеального газа). Статистическая трактовка энтропии. Формула Больцмана.

Состояние газа, характеризующее его давлением, температурой и объёмом, называется макроскопическим.

Состояние газа, характеризующее положениями и скоростями всех его частиц, называется микроскопическим.

Число микросостояний Γ , посредством которых реализуется данное макросостояние, называется термодинамической вероятностью макросостояния.

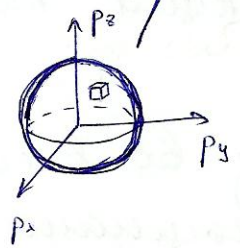


$$L = n \frac{\lambda_n}{2} = n \frac{h}{2p_n} \Rightarrow p_n = \frac{nh}{2L}$$

$$\epsilon = \frac{mv^2}{2}; p = \sqrt{2m\epsilon}$$

$$\Omega_1 = \frac{2p_L L}{h} \sim L\sqrt{\epsilon}$$

$$\Omega_2 = \frac{\pi p_L^2}{(h/L)^2} \sim L^2 \epsilon$$



$$\Omega_3 = \frac{4}{3} \frac{\pi p_L^3}{(h/L)^3} \sim L^3 \epsilon^{3/2}$$

$$\Omega_{3N} \sim (\Omega_3)^N \sim L^{3N} \epsilon^{\frac{3N}{2}}$$

$$\Omega \sim V^N \epsilon^{\frac{3N}{2}} \Rightarrow \Gamma = \text{const} V^N \epsilon^{\frac{3N}{2}}$$

$S = k \ln \Gamma$ - формула Больцмана.

Энтропия - мера вероятности осуществления какого-либо макроскопического состояния.

Вывод ф. Больцмана:

Пусть $S = f(\Gamma)$. Для нахождения функции $f(\Gamma)$ рассмотрим 2 независимые подсистемы в состояниях с вероятностями Γ_1 и Γ_2 . $S_1 = f(\Gamma_1)$, $S_2 = f(\Gamma_2)$. Объединим обе подсистемы в одну систему: $f(\Gamma_1 \Gamma_2) = f(\Gamma_1) + f(\Gamma_2)$.

Предположим, что переменные Γ_1 и Γ_2 изменяются так, что их произведение $\Gamma_1 \Gamma_2$ остаётся постоянным, тогда: $f(\Gamma_1) + f(\Gamma_2) = \text{const}$, если $\Gamma_1 \Gamma_2 = \text{const}$

или

$$df(\Gamma_1) = -df(\Gamma_2) \text{ при условии, что } \frac{d\Gamma_1}{\Gamma_1} = -\frac{d\Gamma_2}{\Gamma_2}$$

Полученное решение даёт: $\Gamma_1 \frac{df(\Gamma_1)}{d\Gamma_1} = \Gamma_2 \frac{df(\Gamma_2)}{d\Gamma_2} \Rightarrow$

$\Rightarrow \Gamma \frac{df}{d\Gamma} = k$ или $df = k \frac{d\Gamma}{\Gamma}$, отсюда $f(\Gamma) = k \ln \Gamma + const.$

Подставим найденное решение в исходное функциональное уравнение: $k \ln(\Gamma_1 \Gamma_2) + const = k \ln \Gamma_1 + const + k \ln \Gamma_2 + const$

$const = 0.$

Итак, $S = k \ln \Gamma.$

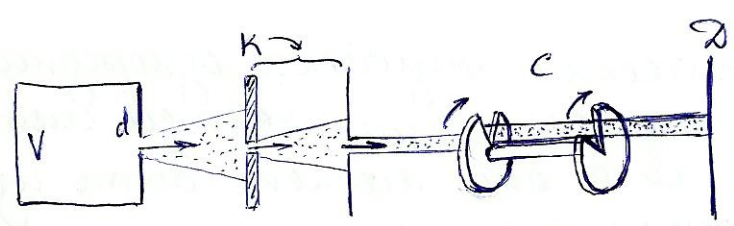
$S_2 - S_1 = k \ln \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} = k N_A \ln \frac{V_2}{V_1}$ - из сур. вероятности } \Rightarrow

$S_2 - S_1 = R \ln \frac{V_2}{V_1}$ - из термодинамики

$\Rightarrow k = \frac{R}{N_A}$ - постоянная Больцмана.

Вып. 12.

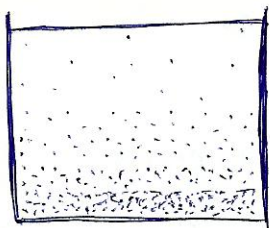
1. Опыты, подтверждающие распределение Максвелла и Больцмана.



После выхода из отверстия d пучок частиц проходит через ленту K, которая выделяет движущиеся почти параллельно молекулы. Далее имеется уст-

ройство C для сортировки частиц по скоростям и детектор D для регистрации частиц после их сортировки. Для сортировки частиц используется метод вращающихся дисков. Если иметь повернутые на угол α друг относительно друга, а диски расположены на расстоянии l друг от друга, то при любой скорости ω диски повернутся на угол α в течение времени $\Delta t = \alpha / \omega$. Поэтому через обе щели пройдут молекулы со скоростью $v = l / \Delta t = l \omega / \alpha$ и $v_n = \frac{l \omega}{\alpha + 2\pi n}$ (где $n = 1, 2, \dots$), соответствующими

несколькими поворотами дисков за время прохождения частицы на расстояния l . В простейшем случае частицы осаждаются на экран и по толщине осадочного слоя можно судить об их числе. Так поступают, например, когда в качестве объекта исследования берётся пучок атомов серебра. Такого рода эксперимент подтверждает распределение Максвелла.



Пусть в сосуде содержится жидкость плотностью ρ_0 . Погрузим в жидкость частицы плотности ρ (примем $\rho_0 \leq \rho$). Если τ - объём каждой такой частицы, то сила, действующая на каждую из них, равна $\tau(\rho - \rho_0)g$. Следовательно,

потенциальная энергия частицы на высоте h от дна сосуда: $U(h) = \tau(\rho - \rho_0)gh$. Поэтому распределение концентрации этих частиц по высоте даётся формулой: $n_0(h) = n_0(0) e^{-\frac{\tau(\rho - \rho_0)gh}{kT}}$, исходя из распределения Больцмана. Проверку этого соотношения можно выполнить путём счёта частиц на каждой высоте с помощью микроскопа. Эксперименты такого рода были впервые проведены Ферреном. В ходе них он доказал, что концентрация частиц действительно изменяется по экспоненциальному закону, и, следовательно, распределение Больцмана справедливо.

2. Фазы вещества. Фазовые переходы первого и второго рода. Плавление и конденсация. Уравнение Клапейрона-Клаузиуса. Кипение жидкостей.

Фазой называется макроскопическая физически однородная часть вещества, отделимая от остальных частей системы границами раздела, так что она может быть извлечена из системы механическим путём.

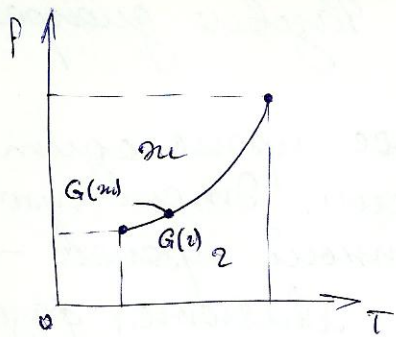
Фазовый переход - это переход в-ва из одной фазы в другую при изменении внешних условий.

Ф.п. I рода - фазовый переход, при котором скачком изменяются первые производные т/д потенциалов по интенсивным параметрам системы (температуре или давлению).

Ф.п. II рода - фазовый переход, при котором вторые производные т/д потенциалов по интенсивным параметрам системы изменяются скачкообразно, тогда как их первые производные изменяются непрерывно.

Переход в-ва из жидкого состояния в газообразное, происходящий со свободной поверхности жидкости, называется испарением. Обратный процесс - конденсацией.

Кипение - процесс парообразования, происходящий по всему объёму жидкости.



$$dG = -SdT + Vdp$$

$$G_m(T) = G_m(T)$$

$$dG_m = dG_2$$

$$-S_m dT + V_m dp = -S_2 dT + V_2 dp$$

$$(S_2 - S_m) dT = (V_2 - V_m) dp$$

$$\frac{dp}{dT} = \frac{S_2 - S_m}{V_2 - V_m} = \frac{L}{T(V_2 - V_m)}$$

— уравнение Клапейрона-Клаузиуса, здесь L — скрытая теплота парообразования, $V_2(V_m)$ — удельный объем газа (жидкости).

Тема 13.

1. Столкновения молекул в газе. Длина свободного пробега. Частота соударений. ГазокINETический диаметр молекулы.

При движении в газе молекула испытывает столкновения, в результате чего она изменяет направление своего движения. Столкновения могут также приводить к другим последствиям. Например, в результате столкновения может произойти ионизация.

Средняя длина пути, на котором вероятность столкновения летящей частицы с другой равна единице, называется длиной свободного пробега.

Вероятность столкновения характеризуется газокINETическим диаметром молекулы, который является характерным размером эффективного поперечного сечения σ .

Пусть падающая частица попадает на площадь S объема, в котором расположены частицы-мишени с концентрацией n_0 . В слое толщиной dx находится $n_0 S dx$ частиц-мишеней, а сумма их поперечных сечений равна $dS = \sigma n_0 S dx$. Значит, вероятность падающей частицы попасть в одну из частиц-мишеней: $dP = \frac{dS}{S} = \sigma n_0 dx$.

Величины σ и n_0 не зависят от x . Найдем длину свободного пробега. По определению: $\sigma n_0 \langle l \rangle = 1 \Rightarrow \langle l \rangle = \frac{1}{\sigma n_0}$.

Если падающая частица движется со средней скоростью $\langle v \rangle$, то частота соударений ν , очевидно, равна:

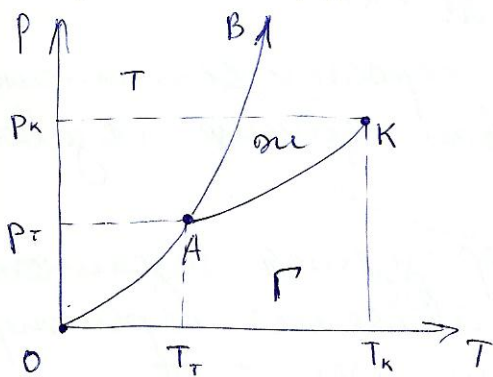
$$\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\langle l \rangle / \langle v \rangle} = \sigma n_0 \langle v \rangle.$$

2. Плавление и кристаллизация. Возгонка. Фазовые диаграммы. Тройная точка.

Переход из жидкого состояния в твёрдое происходит при определённых температуре и давлении. Этот процесс называется кристаллизацией. Обратный процесс — плавлением. Кристаллизация и плавление являются фазовыми переходами первого рода.

При нагревании твёрдого тела при соответствующем давлении оно не плавится, переходя в жидкое состояние, а сразу переходит в газообразное состояние. Такой процесс называется возгонкой (или сублимацией), он также относится к фазовому переходу первого рода.

Кривая $p(T)$, точки которой дают определённое соотношение между давлением и температурой, при котором возможно равновесное состояние нескольких фаз, называется фазовой диаграммой. Точка на фазовой диаграмме, в которой в равновесии находятся три фазы (жидкая, твёрдая и газообразная), называется тройной точкой.



Ф.д. для нормального вещества.

OA — кривая сублимации;

AB — кривая перехода жидкость — тв. тело;

AK — кривая перехода жидкость — газ;

A — тройная точка;

K — точка критического состояния (после неё нет различия α и β).

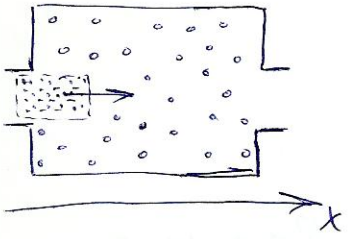
Тема 14.

1. Рассеяние молекулярных пучков в газе. Определение длины свободного пробега в опытах по рассеянию молекулярных пучков.

Со столкновением молекулы в газе связано ослабление молекулярного пучка при его прохождении через газ. Пусть некоторый пучок молекул, обладающих определённой скоростью, величиной и направлением которой одинаковы для всех молекул, проходит через газ. Из-за столкновений с молекулами газа часть молекул пучка будет изменять направление своего движения (рассеиваться) и «выбыват» из пучка. По мере продвижения через газ число

таких молекул, покинувших пучок, будет возрастать, а число частиц в пучке будет постепенно уменьшаться.

Пусть ~~пучок~~ пучок движется в газе вдоль оси x :



$x=0$: число частиц в пучке N_0 ;

после прохождения пучком отрезка dx число частиц в нём уменьшится на dN и станет равным N .

Очевидно, что отношение числа dN «выбывших» частиц к числу N оставшихся равно отношению пройденного пучком пути dx к длине свободного пробега $\langle l \rangle$, т.к. чем больше это отношение, тем больше вероятность каждой молекулы быть отклонённой при столкновении. Поэтому: $-\frac{dN}{N} = \frac{dx}{\langle l \rangle}$. Интегрируя это выражение,

получим: $\ln N = -\frac{x}{\langle l \rangle} + c$, где $c = \ln N_0$ (из нач. условия при $x=0$).

Тогда: $N = N_0 e^{-\frac{x}{\langle l \rangle}}$. По такому закону происходит ослабление пучка молекул в газе.

Выразим отсюда длину свободного пробега:

$$\langle l \rangle = \frac{x}{\ln\left(\frac{N_0}{N(x)}\right)} = \frac{x}{\ln\left(\frac{I_0}{I(x)}\right)}, \text{ где } I_0 - \text{плотность потока частиц в пучке в точке } x=0;$$

$I(x)$ — // — в произвольной точке x .

2. Учёт сил взаимодействия молекул газа. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Употери Ван-дер-Ваальса.

В уравнении идеального газа не учтено наличие сил притяжения между молекулами, когда они удалены друг от друга, и сил отталкивания, когда они сближены.

Действие отталкивания сводится к тому, что молекула не допускает проникновения других молекул в занимаемый ею объём. Значит, доступным для изменения является не весь объём V , а его часть $V - nb'$.

Наличие сил притяжения приводит к появлению дополнительного давления на газ, пропорционального числу частиц, приходящихся на единицу площади границы, и силе, с которой каждая частица вблизи границы втягивается группой частицами. Таким образом, дополнительное давление $\sim n^2$ или $\sim \frac{m^2}{V^2}$. С учётом двух поправок получим:

$$\left(p + \frac{m^2 a'}{V^2}\right)(V - mb') = \frac{m}{M} RT \quad /: m, \quad v = V/m$$

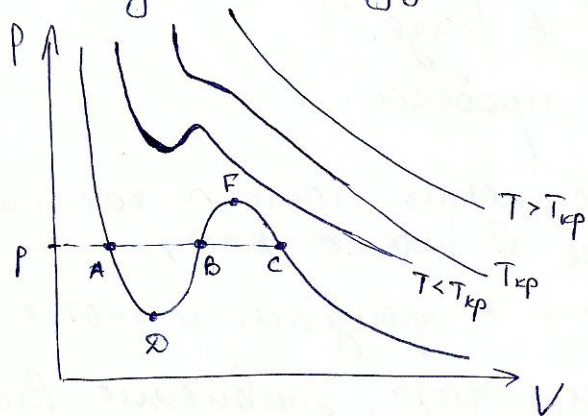
$$\left(p + \frac{a'}{v^2}\right)(v - b') = \frac{R}{M} T$$

$$\left(p + \frac{a' M^2 v^2}{V^2}\right)\left(\frac{V}{M} - b'\right) = \frac{R}{M} T$$

$$\left(p + \frac{a v^2}{V^2}\right) \cdot \left(\frac{V}{v} - \frac{M b'}{v}\right) = M \cdot \frac{R}{M} T$$

$$\boxed{\left(p + \frac{a v^2}{V^2}\right)(V - b v) = \cancel{2} R T} \quad - \text{уравнение Ван-дер-Ваальса.}$$

Ур-ние состояния Ван-дер-Ваальса в виде $f(p, V, T) = 0$ является многочленом 3^й степени по аргументу V . Это значит, что изотерма этого ур-ния в плоскости p, V пересекается прямой линией $p = \text{const}$ либо в одной точке, либо в трёх точках. Семейство изотерм Ван-дер-Ваальса выглядит следующим образом:



AD - метастабильное состояние (перегретая жидкость);
 FC - метастабильное состояние (перехлаждённый пар);
 DF - неустойчивое состояние.

Задача 15:

1. Молекулярно-кинетические характеристики воздуха при нормальных условиях.

И.у.: $p = 101308 \text{ Па}; T = 273 \text{ К}$

$$pV = \cancel{2} R T \Rightarrow V_m = \frac{V}{\cancel{2}} = \frac{R T}{p} = 22,4 \text{ (л/моль)}$$

$$N_A = \frac{N_A}{V_m} = 2,7 \cdot 10^{25} \text{ (м}^{-3}\text{)}; \quad \mu = 29 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}} = 446 \text{ (м/с)} \quad \left| \quad \langle \lambda \rangle = \frac{kT}{\sqrt{2} \pi d^2 p} \approx 9,3 \cdot 10^{-8} \text{ (м)}$$

$$C_v = \frac{5}{2} \frac{R}{\mu} \approx 20 \left(\frac{\text{Дж}}{\text{К} \cdot \text{кг}} \right)$$

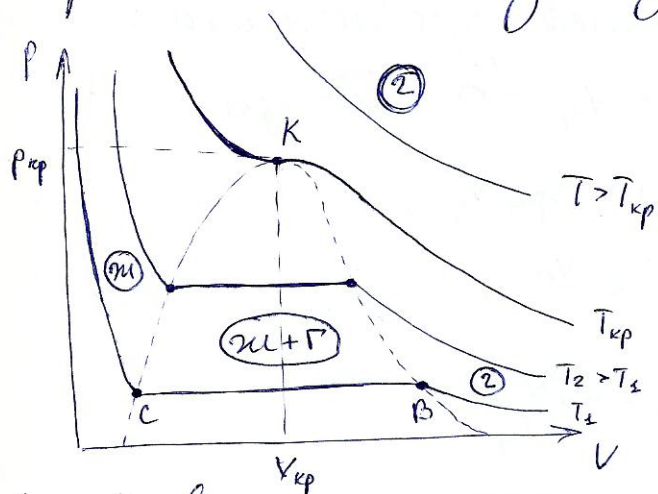
$$C_p = \frac{7}{2} \frac{R}{\mu} = 1000 \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right)$$

$$\rho = \frac{p \mu}{RT} \approx 1,3 \text{ (кг/м}^3\text{)}$$

$$\alpha = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle \langle \lambda \rangle C_v = 0,013 \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right)$$

2. Реальные газы. Изотермы реального газа. Область двухфазных состояний. Метастабильные состояния (перегретая жидкость, переохлажденный пар).

При низких температурах и высоких давлениях поведение газа начинает существенно отличаться от идеального. С повышением плотности газа процессы столкновений играют всё большую роль, так что размерами молекул и их взаимодействием уже нельзя пренебречь. Такой газ называется реальным газом.



Семейство изотерм реального газа.

K - точка критического состояния (жидкость и газ имеют одинаковые физические свойства).

Под пунктирной линией располагается область двухфазных состояний (система состоит из жидкой и газообразной фаз одновременно). На участке BC происходит уменьшение доли объёма, занятого газообразной фазой, и увеличение доли объёма, занятого жидкой фазой.

Переохлажденный пар - это такое состояние в-ва, когда по своим параметрам оно должно находиться в жидком состоянии, но по своим свойствам оно продолжает находиться в газообразном состоянии (т.е. не сохраняет свой объём, стремится, как газ, расширяться).

Перегретая жидкость - это такое состояние в-ва, когда оно по своим параметрам должно быть газом, однако по своим свойствам продолжает оставаться жидкостью.

Эти состояния не являются абсолютно устойчивыми. При небольшом внешнем воздействии на систему она быстро переходит в ближайшее устойчивое состояние. Такие состояния называются метастабильными.

Вышет 16.

1. Теорема о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы. Примеры её применения.

"На все степени свободы статистической системы приходится одна и та же энергия, равная $kT/2$ ".

Данная теорема используется, например, при выводе распределения Максвелла по компонентам скоростей.

2. Критические параметры газа Ван-дер-Ваальса. Закон соответственных состояний.

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V-b) = RT \Leftrightarrow V^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right)V^2 + \frac{a}{p}V - \frac{ab}{p} = 0$$

Очевидно, что в критическом состоянии перегиб изотермы Ван-дер-Ваальса задается уравнением:

$$(V - V_{кр})^3 = 0 \Leftrightarrow V^3 - 3V_{кр}V^2 + 3V_{кр}^2V - V_{кр}^3 = 0. \text{ Тогда:}$$

$$\begin{cases} b + \frac{RT_{кр}}{p_{кр}} = 3V_{кр}, \\ \frac{a}{p_{кр}} = 3V_{кр}^2, \\ \frac{ab}{p_{кр}} = V_{кр}^3; \end{cases} \begin{cases} V_{кр} = 3b, \\ p_{кр} = \frac{a}{27b^2}, \\ T_{кр} = \frac{8a}{27Rb}. \end{cases} \rightarrow \begin{cases} a = 3p_{кр}V_{кр}^2, \\ b = \frac{V_{кр}}{3}, \\ R = \frac{8p_{кр}V_{кр}}{3T_{кр}}. \end{cases}$$

Из последней системы следует, что для каждого реального газа необходимо вычислять индивидуальную газовую постоянную R .

Если принять $p_z = \frac{p}{p_{кр}}$; $V_z = \frac{V}{V_{кр}}$; $T_z = \frac{T}{T_{кр}}$, то уравнение В-д-В запишется в виде: $\boxed{\left(p_z + \frac{3}{V_z^2}\right)(3V_z - 1) = 8T_z}$. Таким образом,

уравнение состояния приняло вид, одинаковый для всех в-в. Отсюда можно заключить, что и поведение различных в-в одинаково. Утверждение об одинаковости поведения всех систем жидкость-газ называется законом соответственных состояний:

"У всех в-в уравнение состояния одинаково и имеет вид $F(p_z, V_z, T_z) = 0$ ".

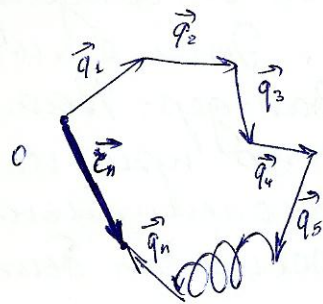
Тема 17.

1. Броуновское движение. Формула Эйнштейна. Опыты Перрена с Броуновскими частицами.

Броуновское движение — беспорядочное движение микроскопических видных, взвешенных в жидкости или газе частиц твёрдого в-ва, вызываемое тепловым движением частиц жидкости или газа.

$$\vec{r}_n = \sum_{i=1}^n \vec{q}_i$$

$$\langle r_n^2 \rangle = \sum_{i=1}^n \langle q_i^2 \rangle + \underbrace{\sum_{i \neq j} \langle \vec{q}_i \vec{q}_j \rangle}_{=0}$$



Очевидно, что средний квадрат смещения $\langle q_i^2 \rangle$ не меняется, тогда обозначим его a^2 , т.е.:

$$\langle r_n^2 \rangle = na^2 = \frac{a^2}{\Delta t} t = \alpha t, \text{ здесь } \Delta t - \text{ время перемещения частицы между } (i-1)\text{-м и } i\text{-м положениями.}$$

Запишем уравнение движения этой частицы:

$$m\ddot{x} = -\beta\dot{x} + F_x, \text{ где } \beta - \text{ коэф. трения (вязкости), } F_x - \text{ случайная сила.}$$

$$m x \ddot{x} = -\beta x \dot{x} + F_x x$$

$$x \ddot{x} = \left(\frac{x^2}{2}\right)'' - (\dot{x})^2 \Rightarrow \left(\frac{m}{2}\right)(x^2)'' - m(\dot{x})^2 = \left(-\frac{\beta}{2}\right)(x^2)' + F_x x$$

$$x \dot{x} = \left(\frac{x^2}{2}\right)'$$

Усредним обе части по ансамблю броуновских частиц с учётом эргодической гипотезы:

$$\left(\frac{m}{2}\right)(\langle x^2 \rangle)'' - m \langle (\dot{x})^2 \rangle = \left(-\frac{\beta}{2}\right)(\langle x^2 \rangle)' + \underbrace{\langle F_x x \rangle}_{=0}$$

Исходя из того, что отклонение броуновской частицы равновероятно в любую сторону при контроллинге: $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle = \frac{\langle r^2 \rangle}{3} \Rightarrow \langle x^2 \rangle = \frac{\alpha t}{3}$.

Тогда $(\langle x^2 \rangle)'' = 0$; $(\langle x^2 \rangle)' = \frac{\alpha}{3}$. Из теоремы о равнораспределении энергии по степеням свободы имеем: $m \langle (\dot{x})^2 \rangle = kT$. Итак: $-kT = -\frac{\beta \alpha}{6} \Rightarrow \alpha = \frac{6kT}{\beta}$.

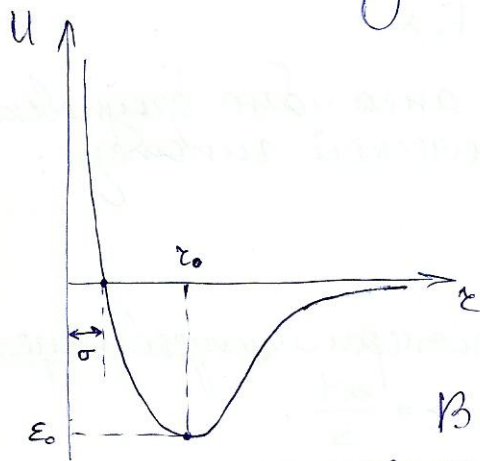
Таким образом: $\langle r^2 \rangle = \frac{6kT}{\beta} t$ — формула Эйнштейна.

Эта формула была подтверждена Перреном в ряде работ, начатых в 1908 г. Перрен отмерял через равные промежутки времени последовательные положения одной крошечной — либо определённой броуновской частицы в поле зрения микроскопа и соединял эти положения прямыми отрезками. Далее можно было найти $\langle x^2 \rangle$ и по ф. Эйнштейна вычислить постоянную Больцмана.

2. Силы межмолекулярного взаимодействия. Потенциал Леннарда-Джонса. Физические причины возникновения температуры инверсии.

При сравнительно больших расстояниях молекулярные силы являются силами притяжения. Эти силы притяжения называют также силами Ван-дер-Ваальса. Эти силы возникают вследствие того, что при небольшом смещении отрицательных и положительных зарядов в нейтральной молекуле она перестаёт быть нейтральной в электрическом отношении, превращаясь в диполь.

На малых расстояниях между молекулами действуют силы отталкивания. Это является просто выражением того факта, что молекула занимает некоторую область пространства и препятствует другим молекулам проникать в эту область.



Характер изменения потенциальной энергии взаимодействия в зависимости от расстояния r между молекулами показан на рисунке:

$r > r_0$ — действуют силы притяжения;
 $r < r_0$ — силы отталкивания

В большинстве случаев функция $U(r)$ принимает вид:

$$U(r) = 4\epsilon_0 \left[\left(\frac{\sigma}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r} \right)^6 \right] \quad \text{— потенциал Леннарда-Джонса.}$$

Если плотность и температура газа достаточно велики, то $\langle r \rangle < r_0$. Значит, при небольшом увеличении объёма (\Rightarrow при небольшом уменьшении давления) температура газа должна возрасти.

Если же плотность и температура газа таковы, что $\langle r \rangle > r_0$, то при небольшом увеличении объёма (\Rightarrow при небольшом уменьшении давления) температура газа должна уменьшиться.

Такое изменение температуры реального газа называется эффектом Джоуля-Томсона, а температура, при которой этот эффект меняет знак, называется температурой инверсии.

Тема 18

1. Опыт Перрена по определению числа Авогадро.

Данный метод измерения числа Авогадро N_A основан на законе распределения Больцмана, который в поле тяжести принимает вид:

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

Чтобы измерить массу молекулы, можно вместо обычных молекул брать макроскопические гасители и проводить опыты уже над ними. Для того, чтобы получить распределение этих гасителей по высоте, Перрен взвешивал их в жидкости, плотность которой лишь немного меньше плотности гасителя. Тогда распределение Больцмана примет вид:

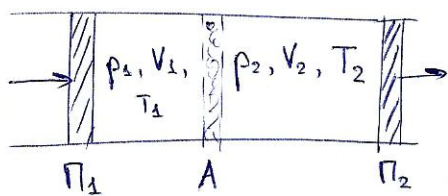
$$n = n_0 \exp\left(-\frac{(m-m_{\text{ж}})gz}{kT}\right).$$

Если n_1 и n_2 — концентрации гасителя, измеренные соответственно на высотах z_1 и z_2 , то для постоянной Больцмана имеем выражение:

$$k = \frac{(m-m_{\text{ж}})(z_2-z_1)g}{T \ln(n_1/n_2)}.$$

Все величины, входящие в эту формулу, могут быть и были определены Перреном экспериментально, после чего он получил значение постоянной Больцмана. Далее число Авогадро было определено как $N_A = \frac{R}{k}$.

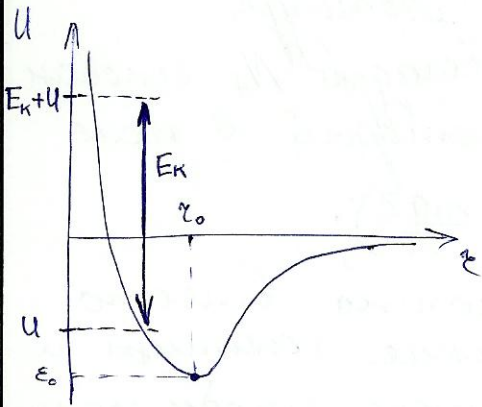
2. Охлаждение газа при адиабатическом расширении. Эффект Джоуля-Томсона. Температурная инверсия.



При расширении газ производит работу. Если газ изолирован, то источником работы является внутренняя энергия. Процесс расширения газа без теплообмена может быть осуществлен следующим образом: см. рисунок.

Пусть между поршнями находится реальный газ, т.е. внутренняя энергия включает в себя также потенциальную энергию взаимодействия молекул. Молекулы находятся в быстром движении и можно говорить о некотором среднем расстоянии между ними и о средней потенциальной энергии. Среднее расстояние зависит от плотности ($\langle r \rangle \sim \frac{1}{\rho}$) и от температуры ($\langle r \rangle \sim \frac{1}{T}$). Если, это расширение

реального газа без теплообмена должно сопровождаться уменьшением его температуры.



Если плотность и температура газа достаточно велики, то $\langle r \rangle < r_0$. Значит, при небольшом увеличении объема и, следовательно, при небольшом уменьшении давления температура газа должна возрасти.

Если же плотность и температура газа таковы, что $\langle r \rangle > r_0$, то при небольшом увеличении объема и, следовательно, при небольшом уменьшении давления температура газа должна уменьшиться.

при небольшом уменьшении давления температура газа должна уменьшиться.

Такое изменение температуры реального газа при очень малом адиабатическом изменении его объема и давления называется дифференциальным эффектом Джоуля-Томсона. При значительном изменении давления (объема) необходимо просуммировать малые изменения температуры. Этот суммарный эффект называется интегральным эффектом Джоуля-Томсона.

Вся система теплоизолирована, значит:

$$\Delta U_1 + p_1 \Delta V_1 = \Delta U_2 + p_2 \Delta V_2 \Leftrightarrow U = U + pV = \text{const}$$

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p dT + \left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_T dp = 0$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{C_v dT + p dV + V dp}{dT}\right)_p = C_v + p \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = C_p$$

$$\left(\frac{\partial U}{\partial p}\right)_T = V - T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H = \frac{T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V}{C_p}$$

диф. эффект.

$$T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \frac{1}{C_p} [T \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p - V] dp \quad \text{— инт. эффект.}$$

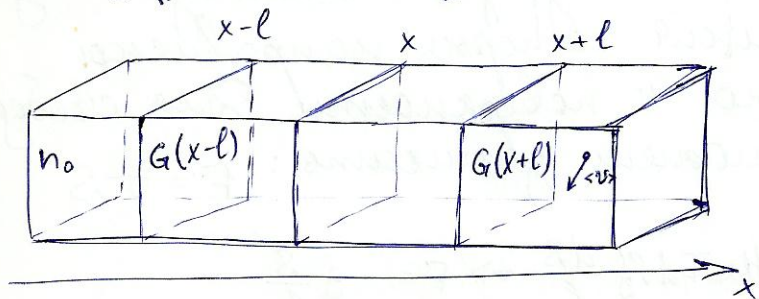
Температура, при которой $\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_H = 0$, т.е. происходит изменение знака эффекта Джоуля-Томсона, называется температурой инверсии.

Вылет 19.

1. Явления переноса. Диффузия; закон Фика. Внутреннее трение; закон Ньютона-Стокса. Теплопроводность; закон Фурье. Времена релаксации.

Явления, в результате которых осуществляется пространственный перенос массы, импульса или энергии, называются явлениями переноса. К явлениям переноса относятся диффузия (перенос массы), внутреннее трение (перенос импульса) и теплопроводность (перенос энергии).

Пусть I_G - плотность потока некоторой характеристики G (количество).



$$I_G = G(x-l) \cdot \frac{n_0}{6} \langle v \rangle - G(x+l) \frac{n_0}{6} \langle v \rangle = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \frac{dG}{dx}$$

ср. длина свободного пробега, связанная с единицей импульса в единицу времени

$$I_G = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \frac{dG}{dx} \quad \text{— уравнение переноса.}$$

Применим полученное уравнение отдельно к каждому явлению:

а) Диффузия: $G(x) = \frac{n(x)}{n_0}$

$$I_n = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \cdot \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dx} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle l \frac{dn}{dx}$$

D - коэф. диффузии

$$I_n = -D \frac{dn}{dx} \quad \text{— закон Фика.}$$

б) Внутреннее трение (вязкость): $G(x) = \mu(x)$

$$I_{\mu} = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l m \frac{d\mu}{dx} = -\frac{1}{3} \rho \langle v \rangle l \frac{d\mu}{dx}$$

η - коэф. вязкости

$$I_{\mu} = -\eta \frac{d\mu}{dx} \quad \text{— закон Ньютона-Стокса.}$$

в) Теплопроводность: $G(x) = \frac{i}{2} k T(x) = m C_V T(x)$

$$I_E = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l m C_V \frac{dT}{dx} = -\frac{1}{3} \rho \langle v \rangle l C_V \frac{dT}{dx}$$

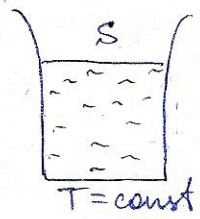
κ - коэф. теплопроводности

$$I_E = -\kappa \frac{dT}{dx} \quad \text{— закон Фурье.}$$

Основной характеристикой скорости процесса является время релаксации, в течение которого система достигает равновесного состояния.

2. Поверхностные явления. Коэффициент поверхностного натяжения. Краевой угол. Смачивание и несмачивание.

Жидкое состояние возникает тогда, когда потенциальная энергия притяжения молекулы превосходит по абсолютному значению их кинетическую энергию. Молекулы, находящиеся в тонком слое вблизи поверхности жидкости, действуют со стороны других молекул жидкости силы, равнодействующая которых направлена внутрь жидкости, нормально к поверхности. Для свободной поверхностной энергии можем записать: $F = \sigma S$



$$-\delta A = dU - \delta Q = dU - TdS$$

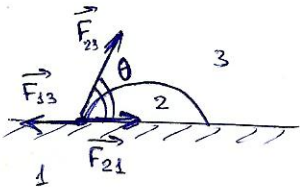
$$(\delta A)_T = -d(\underbrace{U - TS}_{\text{св. энергия}})_T \Rightarrow (\delta A)_T = -(dF)_T = -\sigma dS = (dA)_T$$

σ - коэф. поверхностного натяжения (зависит от св-в конкретной жидкости).

Сила поверхностного натяжения - это сила, действующая на линию разрыва поверхности по касательной к поверхности раздела фаз в направлении сокращения площади поверхности и перпендикулярно к линии разрыва.

$F = \sigma l$, где l - длина линии разрыва.

Если силы притяжения молекулы жидкости между собой меньше, чем силы притяжения между молекулами этой жидкости и второй среды, то говорят, что жидкость смачивает эту среду.



θ - краевой угол смачивания (образован касательными плоскостями к межфазным поверхностям, ограничивающими смачивающую жидкость).

$\theta < 90^\circ$ - ограниченное смачивание;

$\theta \sim 0^\circ$ - полное смачивание (растекание);

$\theta > 90^\circ$ - несмачивание;

$\theta \sim 180^\circ$ - полное несмачивание.

Вылет 20.

1. Явления переноса в газах. Связь коэффициентов переноса с молекулярно-кинетическими характеристиками газа.

$$I_n = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{n}{n_0} \right) = -\frac{1}{3} \langle v \rangle l \frac{dn}{dx} \rightarrow D = \frac{1}{3} \langle v \rangle l \Leftrightarrow I_n = -D \frac{dn}{dx}$$

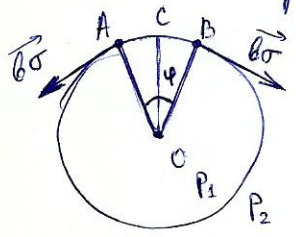
$$I_{mu} = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \cdot m \frac{du}{dx} = -\frac{1}{3} \rho \langle v \rangle l \frac{du}{dx} \rightarrow \eta = \frac{1}{3} \rho \langle v \rangle l \Leftrightarrow I_{mu} = -\eta \frac{du}{dx}$$

$$I_\varepsilon = -\frac{1}{3} n_0 \langle v \rangle l \cdot C_v m \cdot \frac{dT}{dx} = -\frac{1}{3} \rho C_v \langle v \rangle l \frac{dT}{dx} \rightarrow \chi = \frac{1}{3} \rho C_v \langle v \rangle l \Leftrightarrow I_\varepsilon = -\chi \frac{dT}{dx}$$

уравнения, описывающие явления переноса в газах.

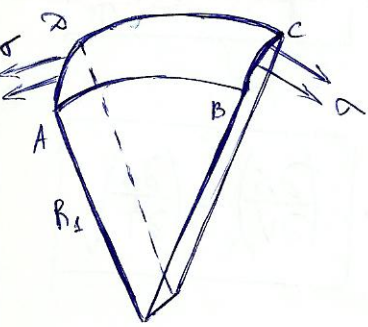
Очевидно, что $D = \frac{\eta}{\rho}$,
 $\chi = \eta C_v$.

2. Капиллярные явления. Формула Лапласа.



Рассмотрим сферу, когда жидкость ограничена боковой поверхностью прямого кругового цилиндра. Выберем на ~~углом~~ ^{поверхности} поперечного сечения цилиндра бесконечно малый участок AB, стягиваемый центральным углом phi. На его боковые стороны

действуют касательные силы $\vec{v}\sigma$ (здесь v - длина цилиндра). Равнодействующая этих сил направлена параллельно радиусу цилиндра CO и равна: $F = 2v\sigma \sin \frac{\varphi}{2} = v\sigma\varphi$. Пусть a - длина дуги AB, тогда $\varphi = \frac{a}{R} \Rightarrow F = \frac{av\sigma}{R} = \frac{\sigma}{R} S$, здесь $S = av$ - площадь бесконечно малого $\frac{1}{2}$ участка на боковой поверхности цилиндра.



Возьмем теперь бесконечно малый прямоугольник ABCD на поверхности жидкости.

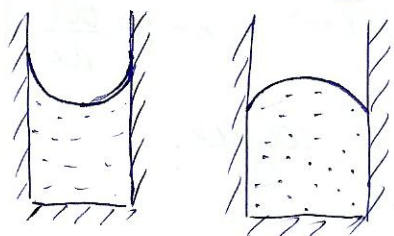
Результирующая сил натяжения, действующих на AD и BC равна $F_1 = \frac{\sigma}{R_1} S$, где S - площадь ABCD.

Аналогично найдем результирующую силу натяжения, действующую на AB и CD. Она равна $F_2 = \frac{\sigma}{R_2} S$. Таким образом, модуль результирующей всех сил поверхностного натяжения:

$$F = \sigma S \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \Rightarrow \Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) - \text{формула Лапласа.}$$

Достаточно узкие трубки называются капиллярами. Благодаря этому явления, обусловленные взаимодействием поверхностного натяжения жидкости со стенками трубок, получили название капиллярных.

При взаимодействии со стенкой сосуда силы поверхностного натяжения стремятся либо поднять уровень жидкости, либо опустить его. Если стенки капилляра смачиваются жидкостью, то жидкость в ней поднимается, если не смачиваются, то опускается.



Если стенки капилляра смачиваются жидкостью, то жидкость в ней поднимается, если не смачиваются, то опускается.

Тема 21.

1. Термодинамические потенциалы. Соотношения Максвелла.

$U = U(T, V)$ - внутренняя энергия;

$H = U + pV$ - энтальпия;

$F = U - TS$ - свободная энергия Гельмгольца;

$G = F + pV$ - энергия Гиббса.

$$\begin{aligned}
 \text{а) } dU &= TdS - pdV \\
 dU &= \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V dS + \left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S dV
 \end{aligned}
 \left. \begin{aligned}
 &\Rightarrow \left(\frac{\partial U}{\partial S}\right)_V = T \rightarrow \left(\frac{\partial^2 U}{\partial S \partial V}\right)_{V,S} = \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S \\
 &\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_S = -p \rightarrow \left(\frac{\partial^2 U}{\partial V \partial S}\right)_{S,V} = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V
 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{\left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial p}{\partial S}\right)_V}$$

$$\begin{aligned}
 \text{б) } dH &= TdS + Vdp \\
 dH &= \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_P dS + \left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_S dP
 \end{aligned}
 \left. \begin{aligned}
 &\Rightarrow \left(\frac{\partial H}{\partial S}\right)_P = T \rightarrow \left(\frac{\partial^2 H}{\partial S \partial P}\right)_{P,S} = \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S \\
 &\left(\frac{\partial H}{\partial P}\right)_S = V \rightarrow \left(\frac{\partial^2 H}{\partial P \partial S}\right)_{S,P} = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P
 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_S = \left(\frac{\partial V}{\partial S}\right)_P}$$

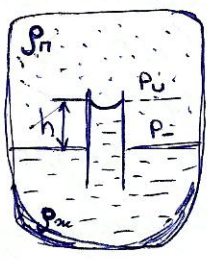
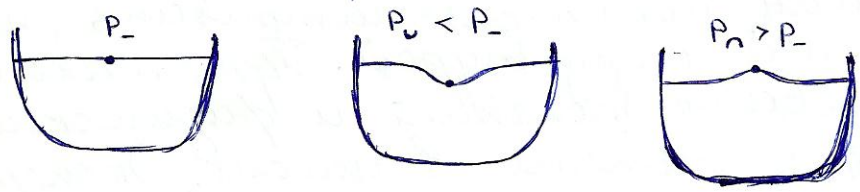
$$\begin{aligned}
 \text{в) } dF &= -SdT - pdV \\
 dF &= \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V dT + \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T dV
 \end{aligned}
 \left. \begin{aligned}
 &\Rightarrow \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -S \rightarrow \left(\frac{\partial^2 F}{\partial T \partial V}\right)_{V,T} = -\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T \\
 &\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = -p \rightarrow \left(\frac{\partial^2 F}{\partial V \partial T}\right)_{T,V} = -\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V
 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V}$$

$$\begin{aligned}
 \text{г) } dG &= -SdT + Vdp \\
 dG &= \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P dT + \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T dP
 \end{aligned}
 \left. \begin{aligned}
 &\Rightarrow \left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_P = -S \rightarrow \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T \partial P}\right)_{P,T} = -\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T \\
 &\left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_T = V \rightarrow \left(\frac{\partial^2 G}{\partial P \partial T}\right)_{T,P} = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P
 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \boxed{-\left(\frac{\partial S}{\partial P}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_P}$$

Полученные выражения называются соотношениями Максвелла.

2. Давление насыщенного пара над искривлённой поверхностью. Формула Томсона. Причины возникновения перегретой жидкости и переохлаждённого пара.

Вблизи искривлённой поверхности жидкости давление насыщенных паров отличается от их давления вдали от плоской поверхности.



$$\begin{cases} P_v = \frac{2\sigma}{R} + \rho_{ж}gh = P_-; \\ P_v + \rho_n gh = P_-; \end{cases}$$

$$\rightarrow P_v = P_- - \frac{2\sigma}{R} \cdot \frac{\rho_n}{\rho_{ж} - \rho_n}$$

Аналогично:

$$P_n = P_- + \frac{2\sigma}{R} \cdot \frac{\rho_n}{\rho_{ж} - \rho_n}$$

формула Томсона.

Если жидкость чистая и не содержит пузырьков пара, то при достижении температуры кипения в ней стремятся образоваться пузырьки пара. Но как только такой пузырёк образуется внутри жидкости, пар в нём, будучи насыщенным относительно плоской поверхности, является перенасыщенным относительно возмущённой поверхности жидкости, которой ограничен рассматриваемый пузырёк. Поэтому пар пузырька немедленно конденсируется в жидкость и пузырёк исчезает. Этому также способствует увеличение давления на пузырёк пара со стороны возмущённой поверхности жидкости, ограничивающей пузырёк. Это давление также стремится раздавить образовавшийся пузырёк пара. Так объясняется явление перегретой жидкости.

Если воздух, в котором находится насыщенный пар, достаточно хорошо очищен от примесей, то при охлаждении пара не происходит превращения пара в жидкость и возникает метастабильное состояние, названное переохлаждённым паром. При охлаждении насыщенного пара образуются маленькие капельки жидкости. Однако они не могут сколько-нибудь долго существовать, потому что насыщенный пар, в котором они образуются, является ненасыщенным для выпуклой поверхности капелек. Поэтому жидкость капелек немедленно испаряется и капельки исчезают.

Тема 22.

1. Термодинамический подход к описанию молекулярных явлений. Понятие термодинамического равновесия. Квазистатические процессы. Обратимые и необратимые процессы. Примеры.

Систему многих частей можно рассматривать, не интересуясь её внутренней структурой. При таком подходе можно использовать понятия и физические величины, относящиеся к системе в целом. Экспериментальные исследования призваны установить связи между этими величинами, а теория должна опираться на некоторые общие положения (например, закон сохранения энергии) и с их помощью объяснять эти связи. Такая теория по своему характеру является феноменологической. Она не интересуется внутренними механизмами процессов, определяющих поведение изучаемой системы в целом; такой метод изучения систем многих частей называется термодинамическим.

Термодинамическое равновесие — состояние системы, не изменяющееся во времени и не сопровождающееся переносом через систему (или одну её отдельных частей — подсистем) энергии, вещества, заряда, импульса и т.п., т.е. состояние, при котором отсутствуют любые градиенты и связанные с ними потоки, и система не может совершать работу.

В теоретических методах термодинамики широко используются так называемые квазистатические, или квазиравновесные, процессы, т.е. идеализированные процессы, состоящие из непрерывно сменяющихся друг за другом состояний равновесия.

Обратимым называется процесс, для которого возможен обратный переход из конечного состояния в начальное через те же промежуточные состояния, что и в прямом процессе (такой процесс может быть изображён непрерывной кривой состояния в каких-либо осях).

Пример: газ под поршнем, на поршне песок. Убираем по одной песчинке, а затем такие накладываем. В итоге возвращаемся в исходное состояние.

Необратимым называется процесс, когда обратный переход через те же промежуточные состояния невозможен.

Пример: та же система, но в нижнем положении весь песок убираем сразу. Поршень будет двигаться вверх с большим ускорением. Давление и температура будут иметь разные значения в разных точках системы. Состояние газа под поршнем не может быть охарактеризовано какими-то значениями p и T . Поэтому процесс не может быть изображён в виде линии, как это было в обратном процессе.

2. Кристаллы. Симметрия кристаллов. Элементы точечной симметрии: ось симметрии, центр инверсии, плоскость симметрии, зеркально-поворотная ось симметрии.

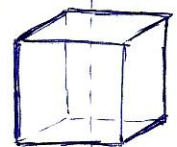
Кристаллы — твёрдые тела, в которых атомы расположены закономерно, образуя трёхмерно-периодическую пространственную укладку — кристаллическую решётку.

Под симметрией понимается способность твёрдого тела совмещаться с самим собой в результате его движений или необратимых операций над его точками. Чем большим числом способов такое совмещение возможно, тем более симметричной является форма тела.

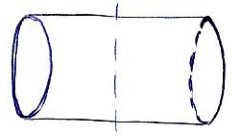
Совокупность элементов симметрии тела называется его группой симметрии. Элементы симметрии, для которых характерна неподвижность по крайней мере одной точки тела, называются элементами точечной симметрии.

а) ось симметрии n -го порядка:

Тело совмещается с самим собой при повороте вокруг некоторой оси на угол $\frac{2\pi}{n}$.



ось симметрии
4-го порядка



ось симметрии
2-го порядка

б) плоскость симметрии:

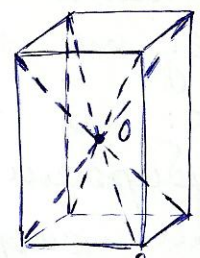
Тело совмещается с самим собой в результате зеркального отражения его точек в некоторой плоскости.



π - плоскость симметрии

в) центр симметрии (инверсии):

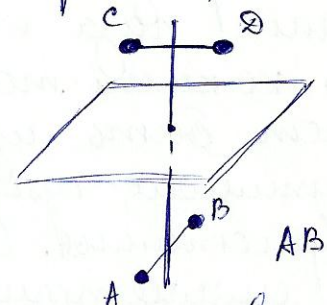
Тело совмещается с самим собой при инверсии относительно некоторой точки.



O - центр инверсии.

г) зеркально-поворотная ось n-го порядка:

Тело совмещается с самим собой при повороте на угол $\frac{2\pi}{n}$ и отражении в плоскости, перпендикулярной вращательной оси.



AB \perp CD

зеркально-поворотная ось симметрии 4-го порядка

Тема 23.

1. Первое начало термодинамики. Его применение к процессам в идеальном газе (изотермический, изохорический, изобарический и адиабатический процессы).

Закон сохранения энергии для теплоты как формы энергии, внутренней энергии и совершаемой работы с учётом условия о знаках этих величин может быть записан в следующей форме: $\delta Q = dU + \delta A$ - первое начало термодинамики.

Этот закон не может предсказать направление развития процесса. Он позволяет лишь указать, как изменятся величины, если происходит какой-то процесс.

а) $T = const$ - изотермический процесс:

$\delta Q = C_V dT + p dV = p dV = \delta A \Rightarrow$ всё количество теплоты, подводимое извне, идёт на совершение работы,

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

б) $V = const$ - изохорический процесс:

$\delta Q = C_V dT + p dV = C_V dT = dU \Rightarrow$ всё количество теплоты, подводимое извне, идёт на изменение внутр. энергии.

$A = 0; \Delta U = \int_{T_1}^{T_2} C_V dT = C_V (T_2 - T_1)$

в) $p = const$ - изобарический процесс:

$\delta Q = C_V dT + p dV \Rightarrow$ с увеличением объёма к системе необходимо подводить теплоту, чтобы обеспечить постоянное давление.

$A = p(V_2 - V_1); \Delta U = C_V (T_2 - T_1)$

2) $\delta Q = 0$ - адиабатический процесс:

$$C_v dT + p dV = 0 \rightarrow C_v dT + \frac{T(C_p - C_v)}{V} dV = 0 \rightarrow \frac{dT}{T} + (\gamma - 1) \frac{dV}{V} = 0$$

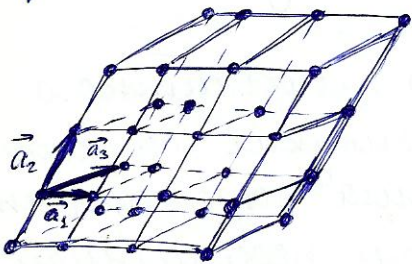
$$\ln T + \ln V^{\gamma - 1} = \text{const}$$

$$TV^{\gamma - 1} = \text{const} - \text{уравнение адиабаты.}$$

2. Кристаллическая решётка. Элементарная ячейка. Трансляция и трансляционная симметрия. Кристаллические системы.

Взаимное расположение молекул в кристаллах повторяется при переходе из одной области пространства в другую, т.е. структура является периодической. Она реализуется в виде кристаллической решётки.

В результате периодичности структуры кристаллической решётки должна существовать некоторая элементарная совокупность атомов, повторением которой во всех направлениях можно исчерпать всю неограниченную в пространстве решётку. Целесообразно разбить всю решётку на некоторые, более простые, подрешётки, каждая из которых была бы достаточно простой. Наиболее простой является решётка, состоящая из параллелепипедов как элементарной совокупности атомов, повторением которой очерчивается вся решётка.



Выбрав начало координат в некотором узле такой решётки, можно радиус-вектор любого другого узла представить в виде:

$$\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3, \text{ где } n_1, n_2, n_3 \in \mathbb{Z}.$$

$\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ называются базисными векторами, а их совокупность - базисом решётки. Длины рёбер a_1, a_2, a_3 называются основными периодами решётки. Параллелепипед с рёбрами $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ вместе с атомами в его вершинах называется элементарной ячейкой кристаллической решётки.

Ввиду бесконечной протяжённости решётка обладает кроме симметрий, характерных для твёрдых тел, трансляционной симметрией, т.е. способностью совмещаться с собой в результате поступательного перемещения. Вся кристаллическая решётка может быть построена из любого узла, если его подвергнуть всевозможным трансляциям параллельно базисным векторам.

Поскольку сложная кристаллическая решётка состоит из решёток Браве, то классифицировать кристаллы в первую очередь целесообразно по симметрии решёток Браве.

Кристаллические классы и типы решёток:

- а) кубическая;
- б) тетрагональная;
- в) гексагональная;
- г) ромбоэдрическая;
- д) ромбическая;
- е) моноклинная;
- ж) триклинная.

Задача 24.

1. Третье начало термодинамики и его следствия. Метод магнитного охлаждения.

Принцип Карнета (третье начало ТНД):

«При приближении к ОК энтропия стремится к определённому пределу. Все процессы при температуре ОК, переводящие систему из одного равновесного состояния в другое, происходят без изменения энтропии.»

Следствия:

а) ОК температуры не может быть достигнуто посредством конечного числа операций.

Это очевидно из рассуждения, например, магнитного охлаждения (метод получения низких и сверхнизких температур путём адиабатического размагничивания парамагнитных веществ). При каждом адиабатическом перемагничивании понижается температура. Таким путём можно последовательно приближаться к ОК. Однако поскольку энтропия системы в магнитном поле и без магнитного поля при приближении к ОК стремится по значению, стремится к общему пределу, величины этих шагов постепенно уменьшаются. Поэтому, сделав достаточно большое число перемагничиваний, можно, в принципе, сколь угодно близко подойти к ОК, но нельзя достигнуть ОК в результате конечного числа таких шагов.

б) $C_p = C_v = 0$ при 0 K

$$C = \frac{\partial Q}{\partial T} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \delta Q = T dS \end{array} \right\} \Rightarrow C = T \frac{\partial S}{\partial T} = \frac{\partial S}{\partial(\ln T)}$$

т.к. при $T \rightarrow 0\text{ K}$ $\ln T \rightarrow -\infty$, а $S \rightarrow S_0$, то: $C_v = C_p = 0$.

$$\left. \begin{array}{l} \left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \\ -\left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_T = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p \end{array} \right\} \rightarrow \text{из принципа Кирхгофа следует, что:}$$

$$\left(\frac{\partial S}{\partial V}\right)_{T=0\text{ K}} = 0; \quad \left(\frac{\partial S}{\partial p}\right)_{T=0\text{ K}} = 0. \quad \text{Значит:}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V = 0; \quad \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p = 0 \quad \text{при } T = 0\text{ K}, \text{ т.е. давление и}$$

объём при 0 K перестают зависеть от температуры. Иными словами, при приближении к 0 K термический коэффициент давления и коэффициент теплового расширения стремятся к нулю.

2. Решётки Браве. Обозначение плоскостей и направлений в кристалле. Индексы Миллера. Дефекты в кристаллах.

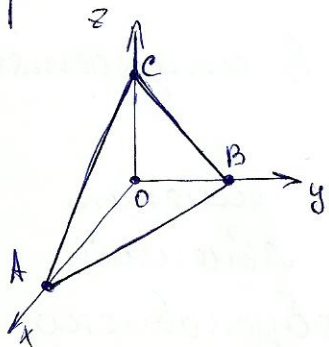
Если в формуле вектора трансляции $\vec{r} = n_1 \vec{a}_1 + n_2 \vec{a}_2 + n_3 \vec{a}_3$

числа n_1, n_2, n_3 принимают всевозможные независимые целочисленные значения от $-\infty$ до $+\infty$, то радиус-вектор \vec{r} проходит все узлы решётки и нет никаких узлов решётки, которые не хватывались бы вышеприведённой формулой. Такая решётка называется примитивной или решёткой Браве, а её элементарная ячейка — примитивной ячейкой.

В кристалле можно провести бесконечное число плоскостей, в каждой из которых лежит бесконечное число атомов. Для того, чтобы характеризовать семейство параллельных плоскостей, достаточно определить одну из них, причём без потери общности можно ограничиться примитивными решётками. Уравнение любой плоскости в прямоугольных координатах имеет вид:

$$\frac{x}{|OA|} + \frac{y}{|OB|} + \frac{z}{|OC|} = 1$$

Если взять 3 произвольных атома в плоскости, не лежащих на одной прямой, мы получим 3 линейных уравнения с целочисленными коэффициентами для определения 3-х неизвестных: $\frac{1}{|OA|}, \frac{1}{|OB|}, \frac{1}{|OC|}$.



Ясно, что уравнение плоскости можно переписать в виде:

$$hx + ky + lz = D.$$

Целые числа h, k, l однозначно определяют положение плоскости. Они называются индексами Миллера и записываются в виде (hkl) .


Направление, перпендикулярное плоскости, характеризуемой миллеровскими индексами (hkl) , обозначается теми же числами, но в виде $[hkl]$.

Дефектами кристаллической решётки называются всякие отклонения от строгой периодичности, которой определяется решётка.


Дефекты бывают:

- 1) макроскопические (трещины, макропустоты и инородные макровключения в кристаллическую решётку);
- 2) микроскопические (микротожднения от периодичности):

а) точечные:

- вакансии  ;

- замещение  ;

- внедрение  ;

Нарушают лишь ближний порядок в кристаллах, не затрагивая дальнего порядка.

б) линейные (дислокации):

- краевые (появление лишней атомной плоскости, как бы ввинченной между атомными плоскостями кристалла);

- винтовые (образуются в результате скольжения двух атомных плоскостей на один период друг относительно друга, начиная с некоторой линии).

Тема 25.

1. Вязкость, теплопроводность и диффузия в жидкостях и твёрдых телах. Энергия активации.

В жидкостях и твёрдых телах также имеют место явления переноса, но механизмы этих явлений отличаются от механизма в газах. Это обусловлено тем, что, во-первых, в жидкостях и твёрдых телах

теряет смысл представление о длине свободного пробега и, во-вторых, силы взаимодействия между молекулами очень велики и оказывают постоянное влияние на их движение.

I. В твёрдых телах наблюдается как самодиффузия, так и взаимодиффузия. Самодиффузия осуществляется главным образом с помощью трёх следующих механизмов:

а) переход атома в соседний вакантный узел (движение вакансии);

б) при образовании у атома большой энергии колебаний и присутствии соседних вакансий атом рикошетится между узлами и затем движется в междоузлиях;

в) обмен атомами в соседних узлах решётки.

Диффузия в твёрдом теле описывается законом Фика:

$$I_n = -D \frac{dn}{dx}, \text{ однако } D \text{ теперь определяется группой факто-}$$

рами.

Пусть $\langle \tau \rangle$ - ср. время "оседлой" жизни атома в узле решётки, $\langle d \rangle$ - смещение атома при перескоке. Тогда $\langle v \rangle = \frac{\langle d \rangle}{\langle \tau \rangle}$. Атом может равновероятно сделать перескок $\langle d \rangle$ по шести независимым направлениям, т.е.:

$$D = \frac{\langle v \rangle \langle d \rangle}{6} = \frac{(\langle d \rangle)^2}{6 \langle \tau \rangle}$$

Для осуществления перескока необходимо, чтобы имелась вакансия и соседний атом имел достаточную энергию для совершения перескока в вакансию.

Пусть E_B - энергия, по приобретении которой атом обязательно покидает свой узел, в результате чего образуется вакансия. Из распределения Гиббса ясно, что вероятность образования вакансии равна: $P_B = A_B \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right)$.

Пусть E_{π} - энергия, которую должен иметь атом, чтобы совершить перескок в имеющуюся вакансию. Тогда:

$$P_{\pi} = A_{\pi} \exp\left(-\frac{E_{\pi}}{kT}\right).$$

Отсюда для вероятности P осуществления перескока имеем:

$$P = P_B P_{\pi} = A \exp\left(-\frac{E_B + E_{\pi}}{kT}\right) = A \exp\left(-\frac{W}{kT}\right), \text{ где } W = E_B + E_{\pi} - \text{энергия}$$

активации, определяемая св-вами в-ва.

Очевидно, что $\frac{1}{\langle \tau \rangle} = P \rightarrow D = D_0 \exp\left(-\frac{W}{kT}\right)$, где $D_0 = \frac{A (\langle d \rangle)^2}{6}$ - константа,

определяемая св-вами в-ва.

Механизм диффузии в жидкостях аналогичен механизму диффузии в твёрдом теле. Молекула скачками меняет своё окружение и переходит в другую точку.

II. Теплопроводность осуществляется не тем, что молекулы перемещаются в твёрдом теле, а посредством взаимодействия между молекулами, в результате которого их тепловое движение приобретает коллективный характер. В результате этого тепловое движение молекул в твёрдом теле описывается как идеальный газ фононов.

$\kappa = \frac{1}{3} \rho v_{\text{зв}} \langle l_{\phi} \rangle C_v$, где $\langle l_{\phi} \rangle$ - ср. длина свободного пробега фононов ($\langle l_{\phi} \rangle = \frac{\text{const}}{T}$).

В металлах помимо решёточной теплопроводности необходимо учитывать также и теплопроводность за счёт переноса теплоты свободными электронами.

Также как и в твёрдых телах, теплопроводность в жидкостях осуществляется передачей теплового движения от одной молекулы к другой в результате взаимодействия.

III. Механизм возникновения вязкости в жидкостях не удаётся представить столь просто, как в разреженных газах, когда картина сводится к переносу импульса упорядоченного движения молекул газа при переходе молекулы из одного слоя в другой в результате молекулярного движения. Картина перескоков молекулы из одного "оседлого" положения в другое может быть в определённых пределах сохранена, но необходимо рассматривать эти перескоки в направлении действия силы, т.е. перпендикулярно градиенту скорости. При этом процесс сказывается зависящим от конкретных особенностей межмолекулярных сил. Молекуле приходится "вырываться" из своего окружения, чтобы передвинуться в направлении действия силы. Связи между молекулами, которые при этом приходится преодолевать, аналогичны тем, которые преодолеваются при испарении.

2. Сжатие газов.

Если газ находится ниже критической температуры, то его можно перевести в жидкое состояние простым сжатием. Однако технически проще и практически важнее для хранения сжиженных газов поместить их при атмосферном давлении. Для этого необходимо их сжать при температуре ниже критической, когда давление их насыщенных паров равно атмосферному.

Для понижения температуры пользуются охлаждением газа в процессе Джоуля-Томсона и адиабатическим расширением.

Существуют некоторые методы охлаждения газов:

- а) метод противоточного обмена теплом (охлаждение газа путём теплообмена μ встречными потоками газа);

- б) метод магнитного охлаждения (адиабатическое размагничивание парамагнитных в-в).