



Лекция №31

Элементы статистической термодинамики

- Функции распределения
- Кинетическое уравнение Больцмана
- Квантовая статистика
- Определение термодинамических параметров статистическими методами
- Основы теории Онсагера
- Применение теории Онсагера к анализу процессов теплопроводности
- Применение теории Онсагера к анализу термоэлектрических эффектов
- Первое соотношение Томсона
- Второе соотношение Томсона
- Третье соотношение Томсона

1. Функции распределения

Распределение частиц по скоростям определяется функцией распределения $f(w)$, показывающей среднее по времени число частиц данного вида в данном элементе объема, которые имеют скорости, лежащие в заданном интервале.

Полное число частиц всех скоростей в элементе объема: n

$$n = \int f(w)dw \quad (1)$$

Средняя скорость частиц в элементе объема:

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \int wf(w)dw = \int wf(w)dw / \int f(w)dw \quad (2)$$

Средняя кинетическая энергия частиц

$$\frac{m\overline{w^2}}{2} = \frac{m}{2n} \int w^2 f(w)dw \quad (3)$$

Средняя плотность вещества

$$\rho(r, t) = m \int f(w)dw \quad (4)$$

Средняя плотность электрического тока (для плазмы):

$$j = \sum Z_i e \int w_i f_i(w)dw \quad (5)$$

где $Z_i e$ - заряд иона, w_i - скорость, r - координата, t - время.

Для рассмотрения многих теоретических и прикладных задач очень важным является распределение совокупности частиц, находящихся в тепловом равновесии.

В равновесном стационарном состоянии число частиц с данными значениями скорости, не смотря на столкновения друг с другом, остается в системе неизменным - состояние статистического равновесия.

$$f(w_1)f(w_2) = f(w_3)f(w_4) \quad (6)$$

где $f(w_1)$ и $f(w_2)$ - число частиц со скоростями w_1 и w_2 до столкновения, $f(w_3)$ и $f(w_4)$ - после столкновения.

$$f(w_1^2)f(w_2^2) = f(w_3^2)f(w_4^2) \quad (7)$$

$$w_1^2 + w_2^2 = w_3^2 + w_4^2 \quad (8)$$

$$\ln f(w_1^2) + \ln f(w_2^2) = \ln f(w_3^2) + \ln f(w_4^2)$$

$$\frac{df(w_1^2)}{f(w_1^2)} dw_1^2 = \frac{df(w_2^2)}{f(w_2^2)} dw_2^2 \quad (9)$$

$$\frac{df(w^2)}{f(w^2)} dw^2 = -\beta \quad (10)$$

$$f(w^2) = A \exp(-\beta w^2) \quad (11)$$

Из (1) и (11), записав вдоль оси x :

$$n = A \sum_{-\infty}^{+\infty} w^2 \exp(-\beta w_x^2) dw_x$$

Так как

$$\int_{-\infty}^{+\infty} w^2 \exp(-\beta w_x^2) dw_x = \sqrt{\pi/\beta}$$

То $A = n(\beta/\pi)^{1/2}$, если при степени свободы три: $A = n(\beta/\pi)^{3/2}$ (12)

$$p = n(\beta/\pi)^{3/2} \int_{-\infty}^{+\infty} 2mw \exp(-\beta w^2) w dw$$

следовательно

$$\beta = m/(2kT) \quad (13)$$

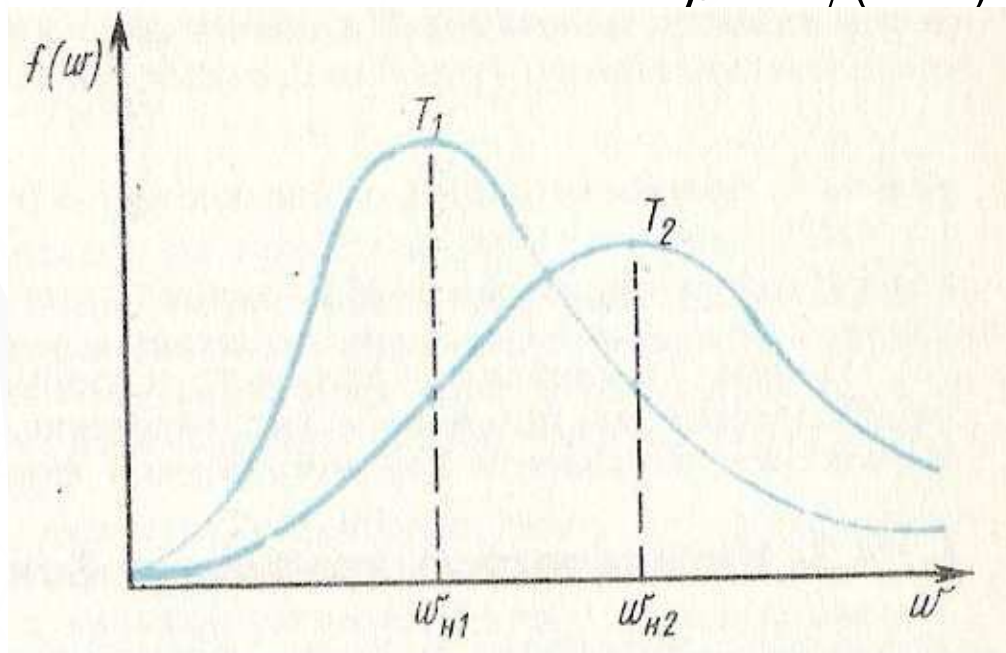


Рис. 1. Изменение максвелловской функции распределения по скоростям при различных температурах ($T_1 < T_2$)

Равновесная максвелловская функция распределения частиц по скоростям

$$\frac{d}{dw} f_o(w) = 2w \left[1 - \frac{mw^2}{2kT} \right] \exp\left(-\frac{mw^2}{2kT}\right) = 0$$

$$w_H = \sqrt{2kT/m} \quad (15)$$

$$\bar{w} = \frac{1}{n} \int_0^{+\infty} w f_o(w) dw = \sqrt{8kT/(\pi m)} \quad (16)$$

Так как $\bar{w}^2 = \frac{1}{n} \int_0^{+\infty} w^2 f_o(w) dw = 3kT/m$, то среднекинетическая скорость

$$\left(\bar{w}^2\right)^{1/2} = \sqrt{3kT/m} \quad (17)$$

$$w_H : \bar{w} : \left(\bar{w}^2\right)^{1/2} = 1 : 1,13 : 1,22$$

Максвелловское распределение частиц по скоростям справедливо для случая, когда полная энергия частиц совпадает с их кинетической энергией поступательного движения.

$$f(w, r) = n \left[m / (2\pi kT) \right]^{3/2} w^2 \cdot e^{-mw^2/(2kT) - E_{\text{пот}}/(2kT)} \quad (18)$$

Распределение Максвелла-Больцмана

$$f_1(w) = n \left[m / (2\pi kT) \right]^{3/2} w^2 e^{-mw^2/(2kT)} \quad (19)$$

$$f_2(w) = n_o e^{-E_{\text{пот}}/(2kT)} \quad (20)$$

2. Кинетическое уравнение Больцмана

Зависимость изменения функции распределения от времени, координат и скорости определяется кинетическим уравнением

$$\frac{df(w)}{dt} = f(w + dw, r + dr, t + dt) - f(w, r, t) = 0$$

Учитывая, что , $dw/dt = F/M$ и $dr/dt = w$ получаем

$$df(w)/dt = \partial f / \partial t + w \partial f / \partial r + \frac{F}{M} \partial f / \partial w = 0 \quad (21)$$

Это бесстолкновительное кинетическое уравнение, или, как его часто называют, кинетическое уравнение без правой части. Динамика всей системы в этом случае определяется силой F.

$$\partial f / \partial t + w \partial f / \partial r + \frac{F}{M} \partial f / \partial w = f_{CT} \quad (22)$$

Это и есть *кинетическое уравнение Больцмана*, или *кинетическое уравнение с правой частью*.

$$f_{CT} = (\partial f / \partial \tau)_{CT} = [f(w) - f_o] \tau \quad (23)$$

$f(w)$ и f_o - начальная и установившаяся функция распределения, τ - характерное время установления функции распределения.

$$f(w) = f_o + [f(w,0) - f_o] e^{-t/\tau} \quad (24)$$

3. Квантовая статистика

В квантовой механике определяется лишь вероятность нахождения системы в каком-то одном состоянии из числа многих возможных, что отражает дискретный характер энергетических состояний системы.

$$E = \sum_{j=1}^N E_j$$

Если нескольким различным состояниям системы отвечает одна и та же энергия, то такие состояния называются вырожденными, а число состояний с одной и той же энергией называют кратностью вырождения или статистическим весом.

$$Q_m = \frac{g_i \exp(-\beta E_m)}{\sum g_i \exp(-\beta E_m)} = \frac{g_i}{Z} \exp(-\beta E_m) \quad (25)$$

где Q_m - вероятность нахождения системы в определенном энергетическом состоянии,

$$Z = \sum g_i e^{-\beta E_m} = \sum g_i e^{-\beta(E_1 + E_2 + \dots + E_i)} \quad (26)$$

– статистическая сумма термодинамической системы, определяемая суммированием по всем энергетическим состояниям, $E_1, E_2 \dots E_i$ – энергии, соответствующие различным степеням свободы системы.

В общем случае энергия атома или молекулы состоит из энергии поступательного движения и энергии внутренних степеней свободы:

$$E = E_{\Pi} + E_{BH}$$

Статистическая сумма по состояниям

$$Z = Z_{\Pi} Z_{BH} = \sum g_i e^{-\beta(E_{\Pi} + E_{BH})} \quad (27)$$

Для газа объемом V

$$Z_{\Pi} = \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} V = N \left(\frac{kT}{p} \right) \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (28)$$

$$Z_{BH} = g_0 e^{-\beta E_0} + g_1 e^{-\beta E_1} + \dots + g_m e^{-\beta E_m} \quad (29)$$

Для $E=0$

$$Z_{BH} = g_0 e^{-\beta E_0} = g_0 \quad (30)$$

Для одноатомных газов $Z = g_0 V \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} = g_0 N \left(\frac{kT}{p} \right) \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \quad (31)$

В отличие от атомов, обладающих энергетическими состояниями только одного типа, энергия внутренних степеней свободы двухатомных молекул складывается из энергии возбужденных электронных состояний E_e , энергии колебания ядер атомов относительно друг друга E_k , энергии вращения ядер относительно центра тяжести молекулы $E_{вр}$

$$Z = Z_{\Pi} Z_{BH} = Z_{\Pi} Z_i Z_K Z_{BP} = \sum g_i e^{-\beta(E_{\Pi} + E_i + E_K + E_{BP})} \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} Z_{\Pi} &= N \left(\frac{kT}{p} \right) \left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} ; & Z_i &= \sum g_i e^{-\beta E_i} \approx g_0 ; \\ Z_K &= \frac{\exp\left(-\frac{h\nu}{2kT}\right)}{1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)} ; & Z_{BP} &= \frac{8\pi JkT}{h^2}, \end{aligned} \right] \quad (33)$$

$$Z = Z_i^N / N! = \frac{1}{N!} (Z_{\Pi} Z_{BH} Z_K Z_i)^N \quad (34)$$

Т.к. $\sum_m Q_m = 1$ и $\beta = 1/(kT)$, то

$$N_m = N g_i e^{-E_m/(kT)} / \sum g_i e^{-E_m/(kT)} \quad (35)$$

Здесь N – число атомов, молекул, ионов и др. системы. n_0 – плотность частиц в плоскости $r=0$.

(25) и (35) - квантовое каноническое распределение Гиббса.

Распределение Гиббса позволяет определять среднее значение любого физического параметра, явно зависящего от состояния системы. Если какой-то параметр при энергии E_m имеет значение Q_m , то выражение для его среднего значения:

$$\bar{Q} = \frac{g_i e^{-E_m/(kT)}}{\sum g_i e^{-E_m/(kT)}} \sum Q_m = \frac{1}{Z} g_i e^{-E_m/(kT)} \sum Q_m$$

Для систем с большим числом частиц распределение Гиббса имеет резкий максимум. Если систему составляют молекулы идеального газа, то распределение Гиббса переходит в распределение Больцмана (20).

4. Определение термодинамических параметров статистическими методами

Статистическая сумма по состояниям:

$$Z = \sum g_i e^{-E_m/(kT)} = e^{-F/(kT)} \quad (36)$$

Отсюда

$$F = -kT \ln Z \quad (37)$$

Это выражение является основным для определения термодинамических параметров статистическими методами, с помощью которых можно найти:

уравнение состояния системы

$$p = -\left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = kT \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial V}\right)_T = \frac{kT}{Z} \left(\frac{\partial Z}{\partial V}\right)_T \quad (38)$$

энтропию

$$S = \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = k \left[\ln Z + T \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T}\right)_V \right] = k \left[\ln Z + \frac{T}{Z} \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \right] \quad (39)$$

внутреннюю энергию

$$U = -T^2 \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{F}{T}\right)_V = kT^2 \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial T}\right)_V = \frac{kT^2}{Z} \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V \quad (40)$$

энтальпию

$$H = kT \left[\left(\frac{\partial \ln Z}{\partial \ln V}\right)_T + \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial \ln T}\right)_V \right] \quad (41)_{10}$$

теплоемкость при постоянном объёме

$$C_V = \frac{kT}{Z} \left[2 \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V + T \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial T^2} \right)_V \right] \quad (42)$$

теплоемкость при постоянном давлении

$$C_p = \frac{kT}{Z} \left[2 \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_p + T \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial T^2} \right)_p \right] \quad (43)$$

изобарно-изотермный потенциал

$$G = F + pV = kT \left[\left(\frac{\partial \ln Z}{\partial \ln U} \right)_T - \ln Z \right] \quad (44)$$

$$F = -kT (\ln Z_{\Pi} + \ln Z_{BH}) \quad (45)$$

$$F = F_O + F_{\Pi} + F_{BH} = -kT \ln \left[V \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \right] - kT \ln Z_{BH} \quad (46)$$

где $F_{\Pi} = -kT \left[\ln V (2\pi mkT)^{3/2} / h^3 \right]$ соответствует поступательному движению,
а $F_{BH} = -kT \ln Z_{BH}$ - энергии внутренних степеней свободы атомов или молекул.

уравнение состояния

$$p = \frac{kT}{V} + \frac{kT}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dV} \right) \quad (47)$$

внутренняя энергия

$$U = U_o + \frac{3}{2}kT + \frac{kT^2}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dT} \right) \quad (48)$$

энтальпия

$$H = H_o + \frac{5}{2}kT + \frac{kT^2}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dT} \right) \quad (49)$$

энтропия

$$s = k \ln \left[V \frac{(mkT)^{3/2}}{h^3} \right] + \frac{5}{2} + k \ln Z_{BH} + \frac{kT}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dT} \right) \quad (50)$$

теплоемкость при постоянном объеме

$$C_V = \frac{3}{2}k + 2 \frac{kT}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dT} \right) + \frac{kT^2}{Z_{BH}} \left(\frac{d^2 Z_{BH}}{dT^2} \right) \quad (51)$$

теплоемкость при постоянном давлении

$$C_P = \frac{5}{2}k + 2 \frac{kT}{Z_{BH}} \left(\frac{dZ_{BH}}{dT} \right) + \frac{kT^2}{Z_{BH}} \left(\frac{d^2 Z_{BH}}{dT^2} \right) \quad (52)$$

изобарно-изотермный потенциал

$$G = H_o - kT \ln \left[V \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \right] - kT \ln Z_{BH} \quad (53)$$

5. Основы теории Онсагера

Закон Фурье

$$q = -\lambda \text{grad} T \quad (54)$$

где q – плотность теплового потока; λ - теплопроводность; T - температура;

Закон Ома

$$J = -\chi \text{grad} \varphi \quad (55)$$

где J - поток электрического заряда; φ - электрический потенциал; χ - электропроводность;

Закон Фика

$$J_i = -D_{ik} \text{grad} c_i \quad (56)$$

где J_i - поток массы i -го компонента; D_{ik} - диффузия i -го компонента относительно k -го компонента; c_i - массовая концентрация i -го компонента.

Эти законы носят название феноменологических.

$$\begin{aligned} J_1 &= L_{11} X_1 + L_{12} X_2 \\ J_2 &= L_{21} X_1 + L_{22} X_2 \end{aligned} \quad (57)$$

L_{11}, L_{12}, \dots - феноменологические коэффициенты.

$$J_i = \sum_{k=1}^n L_{ik} X_k \quad (58)$$

Матрица феноменологических коэффициентов L_{ik} является матрицей симметричной.

Соотношения взаимности Онсагера

$$L_{i_k} = L_{k_i} \quad (i, k = 1, 2, \dots, n) \quad (59)$$

При

$$J_1 = L_{11}X_1 + L_{12}X_2; \quad J_2 = L_{21}X_1 + L_{22}X_2$$

Потоком некоторой физической величины x_i называют количество этой величины, протекающей через единицу поверхности в единицу времени:

$$J_i = dx_i / (dF d\tau) \quad (60)$$

Тепловой поток q

$$J_q \equiv q = dQ / (dF d\tau)$$

Поток массы вещества j

$$J_M \equiv j = dM / (dF d\tau)$$

$$J_i = dx_i / (dF d\tau) \quad (61)$$

x_i -термодинамический параметр, представляющий собой координату состояния.

$$\sigma_s = \partial s / \partial \tau = \sum_1^n J_i X_i \quad (62)$$

Элементарное количество внешних воздействий в любом неравновесном процессе

$$dQ_i = p_i^e dx_i \quad (63)$$

где $dQ_i = -dL_i$ - элементарное количество внешних воздействий; dL_i - элементарная работа данного рода; P_i^e - внешний термодинамический потенциал.

$$P_i^e = P_i + dP_i$$

$$dQ_i = (P_i + dP_i) dx_i = P_i dx_i + dP_i dx_i \quad (64)$$

$$dQ_i = -dL_i = P_i dx_i$$

$$dQ_{\text{дис}} = dP_i dx_i = T dS_{\text{дис}} \quad (65)$$

$$dS_{\text{дис}} = dQ_{\text{дис}} / T = (dP_i dx_i) / T$$

$$\sigma_s = \frac{dS_{\text{дис}}}{dV d\tau} = \frac{1}{T} \frac{dx_i}{dF d\tau} \frac{dP_i}{d\xi_i} = \frac{1}{T} J_i X_i \quad (66)$$

где $dV = dF d\xi_i$ - элементарный объем; F - площадь поперечного сечения; ξ_i - координата, совпадающая с направлением потока; $J_i = dx_i / (dF d\tau)$ поток величины x_i ;
 $X_i = dP_i / d\xi_i$ - движущая сила в направлении оси i .

$$\sigma_s = \frac{1}{T} \sum_{i=1}^n J_i X_i \quad (67)$$

Выражения для потоков и сил в каждом конкретном случае могут быть получены из анализа зависимости для скорости производства энтропии (см. п. 6).

6. Применение теории Онсагера к анализу процессов теплопроводности

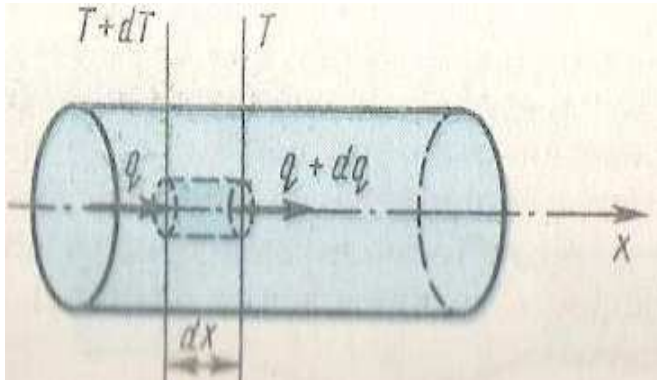


Рис. 2. Теплопроводность неограниченного цилиндра

Выделим элементарный цилиндрический объем длиной dx с единичной площадью поперечного сечения. По 1-му закону термодинамики

$$\rho dx du = -dq d\tau \quad (68)$$

где u – удельная внутренняя энергия, Дж/кг; ρ – плотность, кг/м; q – тепловой поток, Дж/(м²*с); τ – время, с.

Имея в виду, что для данного случая, согласно второму закону термодинамики

$$du = T ds$$

Так как $\frac{d}{dx} \left(\frac{q}{T} \right) = \frac{1}{T} \frac{dq}{dx} - \frac{q}{T^2} \frac{dT}{dx}$, то

$$\rho \frac{ds}{d\tau} = - \frac{d}{dx} \left(\frac{q}{T} \right) - \frac{q}{T^2} \frac{dT}{dx} \quad (69)$$

$$\sigma_s = ds/d\tau = - \left(q/T^2 \right) grad T \quad (70)$$

Согласно (62) и (70)

$$\sigma_s = J_q X_q$$

где $J_q = q$; $X_q = -grad T/T^2$

$$J_q = -L grad T/T^2 \quad (71)$$

Сопоставив (71) с $q = -\lambda grad T$ законом Фурье

$$\lambda = L/T^2$$

Если принять в качестве выражения для производства энтропии уравнение (66), то в этом случае получим следующее выражение для силы:

$$X_q = -grad T/T$$

В случае стационарного процесса теплопроводности суммарное производство энтропии равно нулю, т.е.:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{q}{T} \right) + \frac{q}{T^2} \frac{dT}{dx} = 0$$

7. Применение теории Онсагера к анализу термоэлектрических эффектов

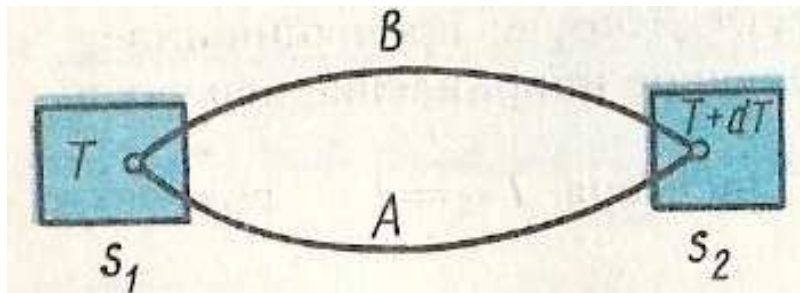


Рис. 3. Схема электрической цепи

Применим методы термодинамики необратимых процессов к анализу термоэлектрических явлений. Допустим, что имеется замкнутая электрическая цепь, состоящая из 2 однородных, но различных проводников электричества A и B; концы этих проводников спаяны и поддерживаются при постоянных температурах T и $T + \Delta T$ с помощью 2 источников теплоты: s_1 и s_2 . Предположим также, что электрическая цепь, за исключением спая, помещенного в источник s_2 , поддерживается при постоянной температуре T . В этом случае, согласно Зеебеку, под воздействием разности температур спаев возникает термоэдс φ .

$$Tds = du - \varphi de \quad (73)$$

где e - электрический заряд, Кл; $-\varphi de$ - работа по переносу электрического заряда, Дж.

Общее выражение для суммарного изменения энтропии:

$$ds = du/T - \varphi de/T$$

Для рис.3.

$$ds = -du/T + du/(T + \Delta T) - \Delta\varphi de/T \quad (74)$$

$$\sigma_s = -\frac{du}{d\tau} \frac{\Delta T}{T^2} - \frac{\Delta\varphi}{T} \frac{de}{\tau} \quad (75)$$

$$\begin{aligned}
J_u &= du/d\tau && \text{- поток энергии} \\
J_e &= de/d\tau && \text{- поток электрического заряда} \\
X_u &= -\Delta T/T^2 && \text{- термическая сила} \\
X_e &= -\Delta\varphi/T && \text{- электрическая сила}
\end{aligned}$$

Выражение для скорости возникновения энтропии:

$$\sigma_s = ds/d\tau = J_u X_u + J_e X_e \quad (76)$$

Феноменологические законы переноса

$$J_e = L_{11} X_e + L_{12} X_u \quad (77)$$

$$J_u = L_{21} X_e + L_{22} X_u$$

$$J_e = -L_{11} \frac{\Delta\varphi}{T} - L_{12} \frac{\Delta T}{T^2} \quad (78)$$

$$J_u = -L_{21} \frac{\Delta\varphi}{T} - L_{22} \frac{\Delta T}{T^2}$$

$$1) \Delta T = const, J_e = 0 \quad (de = 0) \quad \frac{\Delta\varphi}{\Delta T} = -\frac{L_{12}}{L_{11}} \frac{1}{T} \quad (79)$$

Зависимость эдс от температуры $\Delta\varphi = \alpha\Delta T \quad (80)$

Коэффициент Зеебека $\alpha = -\frac{L_{12}}{L_{11}} \frac{1}{T}$

2) Случай, когда температуры спаев одинаковы $\Delta T=0$, а к местам спаев приложена постоянная разность электрического потенциала $\Delta\varphi=const$:

$$J_u / J_e = L_{21} / L_{11} = \Pi \quad (81)$$

$\Pi=\Pi_{AB}$ -коэффициент, характеризующий эффект Пельтье .

На спаях имеем разрыв в значениях тепловых потоков :

$$(\Pi_A - \Pi_B) J_e = \Pi_{AB} J_e \quad (82)$$

Электрический ток переносит теплоту от одного спая к другому.

На этом принципе работает термоэлектрическая холодильная машина. Эффект Пельтье принципиально отличается от эффекта Джоуля, т.к. во-первых, эффект Джоуля пропорционален J_e^2 , а не J_e , и, во-вторых, в случае эффекта Джоуля отсутствует определенное направление переноса теплоты.

Первое соотношение Томсона - соотношение между эффектами Зеебека и Пельтье:

$$\alpha = \frac{\Delta\varphi}{\Delta T} = -\frac{L_{21}}{L_{11}} \frac{1}{T} = -\frac{\Pi}{T} \quad \alpha = -\Pi/T \quad (83)$$

Разность теплот, возникающая при циркуляции тока в проводнике при наличии градиента температуры - **эффект Томсона**. Суммарное количество теплоты Пельтье и Томсона:

$$J_e \{ \Pi - (\Pi + d\Pi) \} + (\tau_B - \tau_A) J_e dT - d\Pi + (\tau_B - \tau_A) dT = d\varphi \quad (84)$$

Второе соотношение Томсона: $\tau_B - \tau_A = \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T}$ (85)

Третье соотношение Томсона: $\tau_B - \tau_A = -T \frac{d^2\phi}{dT^2} = T \frac{d\alpha}{dT}$ (86)

ЭДС термопары не может изменяться линейно в зависимости от температуры, т.к. $\tau_B \neq \tau_A$. Феноменологические коэффициенты $L_{11}, L_{12} = L_{21}, L_{22}$ могут быть связаны с физическими свойствами системы.

$$\Pi = L_{21}/L_{11}$$

$$J_e = -L_{11}\Delta\phi/T = \chi\Delta\phi$$

где $\chi = L_{11}/T$ - электропроводность.

Теплопроводность в стационарном состоянии ($J_e=0$):

$$J_u = -L_{21} \frac{\Delta\phi}{T} - L_{22} \frac{\Delta T}{T^2}; \quad 0 = -L_{11} \frac{\Delta\phi}{T} - L_{12} \frac{\Delta T}{T^2}$$

$$J_u = \frac{L_{21}L_{12} - L_{22}L_{11}}{L_{11}T^2} \Delta T$$

$$\lambda = (L_{21}L_{12} - L_{22}L_{11}) / (L_{11}T^2)$$

Контрольные вопросы

- Функции распределения
- Кинетическое уравнение Больцмана
- Квантовая статистика
- Определение термодинамических параметров статистическими методами
- Основы теории Онсагера
- Применение теории Онсагера к анализу процессов теплопроводности
- Применение теории Онсагера к анализу термоэлектрических эффектов
- Первое соотношение Томсона
- Второе соотношение Томсона
- Третье соотношение Томсона