

Материалы к Главе VIII

Классическая электронная теория проводимости Друде-Лоренца

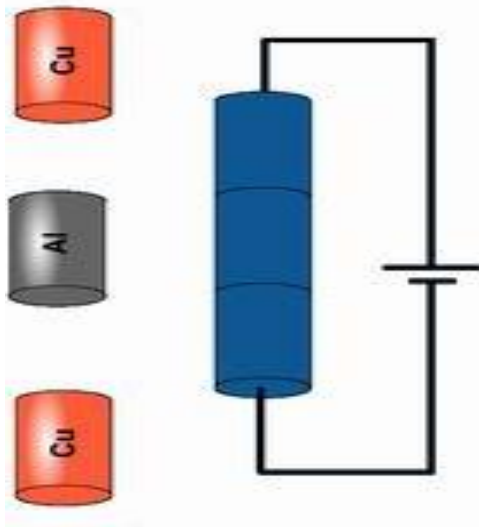
1. Атомы в металле пребывают в частично ионизированном состоянии – расщепляются на один или несколько отрицательных электронов и положительный ион (гипотеза, высказанная немецким физиком Карлом Виктором Эдуардом Рикке в 1898 г.).

2. Положительные ионы, располагаясь в узлах кристаллической решетки и совершая лишь небольшие колебания около своих положений равновесия, образуют твердый скелет металлического тела. Электроны, сравнительно слабо связанные с ионами, и потому называемые свободными, беспорядочно движутся в промежутках между ионами, образуя особого рода "электронный газ" (концепция "электронного газа" высказана немецким физиком Паулем Карлом Людвигом Друде в 1900 г.). При этом электронный газ подчиняется всем законам классической статистической физики (законам идеального газа).

3. Носителями тока в металлах являются свободные электроны, а ионы не участвуют в переносе электричества. Движение электронов подчиняется классической механике Ньютона. Пренебрегается взаимодействием между электронами, а взаимодействие с положительными ионами сводится только к соударениям.

Опыт Рикке

Немецкий физик Карл Виктор Эдуард Рикке в 1901 г. показал, что при прохождении тока через металл электролиза не наблюдается.



В течение года пропускался электрический ток через три поставленных друг на друга цилиндра – медный, алюминиевый и медный (см. рис.). Несмотря на то, что общий заряд, прошедший через цилиндры, достигал $Q = 3.5 \cdot 10^6$ Кл, никакого проникновения металлов друг в друга обнаружено не было, и масса цилиндров сохранялась с точностью до 0.03 мг.

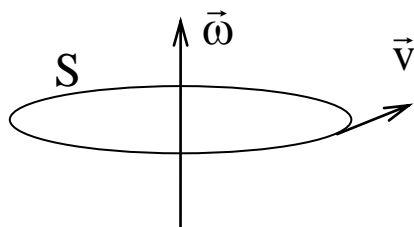
Оценим изменение массы ΔM при переносе заряда одновалентными ионами меди:

$$\Delta M = \frac{Q}{e} m_{\text{Cu}} = \frac{Q}{e} \cdot \frac{\mu_{\text{Cu}}}{N_A} = \frac{3.5 \cdot 10^6 \cdot 64 \cdot 10^{-3}}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 6.02 \cdot 10^{23}} = 2.3 \text{ кг} \Leftrightarrow 3 \cdot 10^{-8} \text{ кг}.$$

Опыты Толмена и Стюарта

Наиболее убедительные доказательства электронной природы тока в металлах были получены в 1916 г. в опытах американских ученых Ричарда Чейса Толмена и Т. Стюарта с инерцией электронов.

Рассмотрим тонкое проволочное кольцо (см. рис.). Раскрутим его и остановим. Относительно системы отсчета, связанной с кольцом, во время остановки кольца на электроны будет действовать сила инерции, которая создает напряженность сторонних сил:



$$E^{\text{ст}} = \frac{F_{\text{ин}}}{e} = \frac{-m \frac{dv}{dt}}{e} = -\frac{m}{e} \cdot \frac{dv}{dt}.$$

Если l – длина кольца, R – его сопротивление и S – площадь поперечного сечения, то сила тока J будет равна:

$$J = jS = \lambda E^{\text{ст}} S = -\lambda \frac{m}{e} \cdot \frac{dv}{dt} S \cdot \frac{l}{l} = -\frac{m}{e} \cdot \frac{l}{R} \cdot \frac{dv}{dt}.$$

Заряд, протекающий по кольцу за время dt равен:

$$dq = Jdt = -\frac{m}{e} \cdot \frac{1}{R} dv,$$

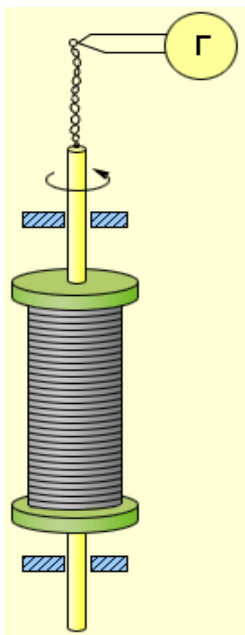
а за все время остановки:

$$q = -\int_v^0 \frac{m}{e} \cdot \frac{1}{R} dv = \frac{m}{e} \cdot \frac{lv}{R}.$$

Измеряя заряд баллистическим гальванометром, и зная остальные легко определяемые величины, можно найти значение удельного заряда e/m , а по направлению отклонения стрелки гальванометра – судить о знаке заряда:

$$\frac{e}{m} = \frac{lv}{qR}.$$

Идея опыта была высказана в 1913 г. русскими физиками Леонидом Исааковичем Мандельштамом и Николаем Дмитриевичем Папалекси. Мандельштам и Папалекси накануне первой мировой войны успели провести лишь качественные опыты, показав, что при крутильных колебаниях проволочной катушки вокруг ее геометрической оси возникает переменный ток (см. рис.). Затем этот опыт был вновь предложен Хендриком Антоном Лоренцем и осуществлен с количественными результатами американским физиком Ричардом Чейсом Толменом и Т. Стюартом в 1916 г.



При помощи специальных катушек с током компенсировалось магнитное поле Земли так, что при равномерном вращении не возникало никаких индукционных токов. Линейная скорость вращения достигала $v = 300$ м/с, длина проволоки – $l = 500$ м. Материал катушек варьировался – Cu, Al, Ag. Направление отклонения гальванометра показало, что носителями тока в металлах являются отрицательные заряды.

Удельный заряд во всех опытах был одинаков и оказался таким же, как и у электронов в опытах с катодными лучами английского физика Джозефа Томсона в 1897 г.

Энергия Ферми

Энергия (уровень) Ферми E_F – значение энергии, ниже которой все состояния системы фермионов, при абсолютном нуле температуры заполнены, а выше – пусты.

Существование энергии Ферми непосредственно следует из **принципа Паули**. Энергия Ферми зависит от природы вещества и его состояния, для данного вещества определяется концентрацией фермионов (электронов).

Для описания поведения электронов в зоне проводимости можно воспользоваться методами статистической физики и рассматривать электроны, как **своеобразный электронный газ в очень грубом приближении свободных заряженных частиц с полуцелым спином**, пренебрегая потенциальной энергией взаимодействия с полем, в котором движутся электроны. В этом случае связь между энергией (которая отсчитывается от дна зоны проводимости E_c и является кинетической энергией) и импульсом будет $E = \frac{p^2}{2m}$ и поверхность рав-

ной энергии есть сфера. **Поверхность в пространстве импульсов, соответствующая максимальной энергии (энергии Ферми) – сфера Ферми** с величиной импульса $p_{\max} = \sqrt{2mE_F}$.

Свяжем энергию Ферми с числом электронов, входящих в полосу проводимости проводника, с характерным линейным размером L . В соответствии с соотношением неопределенностей Гейзенберга

$$\Delta x \Delta p_x \geq h$$

где Δx и Δp_x – неопределенности значений координаты x и сопряженной ей компоненты импульса p_x .

Проекция импульса не может быть определена точнее, чем h/L . Поэтому в качестве микросостояния (квантового состояния) электрона в пространстве импульсов выступает ячейка объемом $(h/L)^3 = h^3/V$. В этой ячейке в соответствии с принципом Паули могут находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. Следовательно, внутри сферы Ферми для N электронов будет $N/2$ состояний:

$$\frac{4}{3} \pi p_{\max}^3 = \frac{N}{2}, \quad \frac{4}{3} \pi p_{\max}^3 = \frac{N}{2} \cdot \frac{h^3}{V}, \quad (2mE_F)^{3/2} = \frac{3N}{8} \cdot \frac{h^3}{V\pi} = \frac{3nh^3}{8\pi},$$

$$E_F = \frac{1}{2m} \left(\frac{3nh^3}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} = \frac{\hbar^2}{2m} (3\pi^2 n)^{2/3}.$$

Оценим энергию Ферми при $n \cong 3 \cdot 10^{28} \text{ 1/м}^3$:

$$E_F \cong \frac{(6.6 \cdot 10^{-34})^2}{1.6 \cdot 10^{-19} \cdot 2 \cdot 9.1 \cdot 10^{-31}} \left(\frac{3 \cdot 3 \cdot 10^{28}}{8 \cdot 3.14} \right)^{2/3} \cong 5.4 \text{ эВ}.$$

Это означает, что электроны даже при $T \sim 0 \text{ К}$ находятся в весьма быстром ($v_{\max} \sim 10^6 \text{ м/с}$) движении по сравнению с тепловым движением, так как энергия теплового возбуждения гораздо (в сотни раз) меньше энергии Ферми:

$$p_{\max} = \sqrt{2mE_F}, \quad v_{\max} = \sqrt{\frac{2E_F}{m}} \cong \sqrt{\frac{2 \cdot 5.4 \cdot 1.6 \cdot 10^{-19}}{9.1 \cdot 10^{-31}}} \cong 1.4 \cdot 10^6 \text{ м/с},$$

$$kT \cong \frac{1.38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{1.6 \cdot 10^{-19}} \cong 0.026 \text{ эВ} \ll E_F.$$

Другими словами, пропорциональная связь кинетической энергии и температуры, имеющая место для молекул, не применима для электронов.

Электроны в металлах и полупроводниках в приближении невзаимодействующих частиц являются идеальным ферми-газом, который подчиняется статистике Ферми-Дирака.

Плотность состояний и распределение электронов по энергии

Плотность состояний. Число электронных состояний $dZ(E)$ с заданными значениями энергии в интервале от E до $E + dE$ равно удвоенному (из-за различных направлений спина) числу элементарных ячеек h^3 / V в импульсном пространстве в сферическом слое радиуса $p = \sqrt{2mE}$ и толщины dp :

$$dZ(E) = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3 / V} = 2 \frac{4\pi \cdot 2mE \cdot 2mdE}{2h^3 \sqrt{2mE}} V = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} V E^{1/2} dE.$$

Таким образом, **плотность состояний (уровней) электронов с энергией E (функция плотности состояний) $g(E)$ равна**

$$g(E) \equiv \frac{dZ}{dE} = V \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} E^{1/2}.$$

Как видим, плотность состояний зависит от энергии по корневому закону. Заполнение электронами каждого из этих состояний определяется функцией распределения Ферми-Дирака.

Распределение электронов по энергии с учетом распределения Ферми-Дирака по состояниям и распределением состояний по энергии будет:

$$dN = f(E)dZ(E) \equiv f(E)g(E)dE = V \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \frac{E^{1/2}}{1 + e^{\frac{E-\mu}{kT}}} dE.$$

Заметим, что площадь под кривой зависимости распределения электронов по энергии при любой температуре дает полное число электронов в системе

$$N = \int_0^{\infty} f(E)g(E)dE = V \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{E^{1/2}}{1 + e^{\frac{E-\mu}{kT}}} dE.$$

Если полное число электронов не меняется с температурой, то полученное выражение можно использовать для определения химического потенциала системы при заданной температуре.

Применение полупроводников

Применение полупроводников основано на использовании свойств однородных и неоднородных полупроводников, содержащих гомо- и гетеро- р–n-переходы. В полупроводниковых приборах используются различные явления, связанные с чувствительностью полупроводников к внешним воздействиям – изменению температуры, свету, электрическим и магнитным полям, а также контактные явления. Примеры полупроводниковых устройств:

- полупроводниковые диоды,
- транзисторы (трехэлектродные, содержащие два р–n-перехода),
- тиристоры – электронные ключи (трехэлектродные, содержащие три р–n-перехода, обладают двумя устойчивыми состояниями),
- варисторы ($R(U)$),
- варакторы ($C(U)$),
- полупроводниковые детекторы (частиц и гамма-квантов),
- фотодиоды,
- фоторезисторы,
- фотоэлемент, солнечная батарея,
- магнеторезисторы (датчик Холла),
- терморезисторы ($R(T)$),
- оптические фильтры,
- рабочее вещество для лазера,
- термопара и термогенератор,
- холодильник Пельтье.

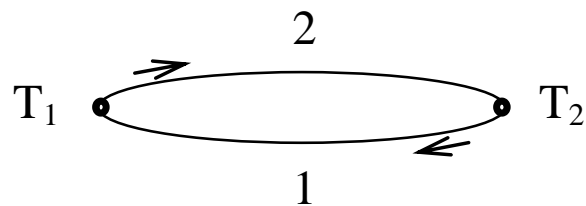
Фото-э.д.с. – э.д.с., возникающая в полупроводнике при поглощении в нем электромагнитного излучения. Фото-э.д.с. обусловлена пространственным разделением генерируемых излучением носителей заряда. Разделение фотоносителей происходит в процессе их диффузии и дрейфа под действием электрического и магнитного полей.

Фотоэлемент – фотоэлектронный прибор, в котором в результате поглощения энергии падающего электромагнитного излучения генерируется фото-э.д.с. Действие основано на фотоэлектронной эмиссии – внешнем фотоэффекте или на внутреннем фотоэффекте.

Явление Зеебека (термо-э.д.с.)

Немецкий физик Томас Иоганн Зеебек в 1821 г. на примере пары медь-висмут открыл **явление термо-э.д.с.**

Явление термо-э.д.с. (термоэлектричества) – явление возникновения э.д.с. (тока) в замкнутой цепи из разнородных металлов, спаи которых находятся при разных температурах. При этом изменение знака разности температур спаев приводит к изменению знака э.д.с. (направления тока).



Возникновение термо-э.д.с. вызвано двумя причинами – зависимостями от температуры (1) внутренней контактной разности потенциалов и (2) диффузии носителей заряда:

$$U_{\text{термо}} = U_{\text{конт}} + U_{\text{дифф}}$$

1. Внутренняя контактная разность потенциалов. Скачок потенциала при переходе из одного металла в другой для спаев, находящихся при разных температурах, не одинаков и сумма скачков потенциала для всей цепи отлична от нуля:

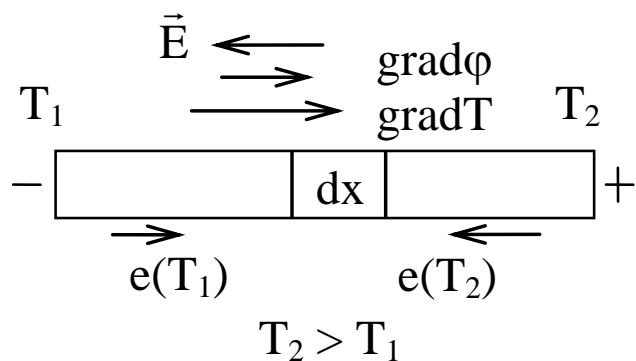
$$\begin{aligned} U_{\text{конт}} &= U_{12}(T_1) + U_{21}(T_2) = \frac{1}{e}(\mu_1(T_1) - \mu_2(T_1)) + \frac{1}{e}(\mu_2(T_2) - \mu_1(T_2)) = \\ &= \frac{1}{e}(\mu_2(T_2) - \mu_2(T_1)) - \frac{1}{e}(\mu_1(T_2) - \mu_1(T_1)). \end{aligned}$$

Или в интегральной форме с учетом изменения с температурой химического потенциала электронов вдоль однородного проводника:

$$U_{\text{конт}} = - \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \cdot \frac{d\mu_1(T)}{dT} \right) dT + \int_{T_1}^{T_2} \left(\frac{1}{e} \cdot \frac{d\mu_2(T)}{dT} \right) dT.$$

2. Диффузионный поток электронов. Концентрация электронов с более высокой кинетической энергией ($E_k > \mu$) у нагретого конца будет больше, чем у холодного, а концентрация электронов с более низкой кинетической энергией ($E_k < \mu$) будет, наоборот, у нагретого конца меньше. Вдоль проводника возникнет градиент концентраций электронов с данным значением энергии, что приведет к диффузии более быстрых электронов к холодному и более медленных электронов – к теплему концу. Диффузионный поток более быстрых электронов будет больше, чем поток более медленных. Поэтому вблизи

холодного конца образуется избыток электронов, а вблизи горячего – их недостаток.



В результате внутри металлического проводника возникнет электрическое поле, направленное навстречу градиенту температуры (рис.). Оно будет уменьшать поток быстрых и увеличивать поток медленных электронов. Когда оба потока

выравниваются в каждом сечении, наступит равновесное состояние. При этом на каждом участке dx будет происходить изменение потенциала $d\phi$, соответствующее изменению температуры dT . Если ввести

величину $\beta(T) \equiv \frac{d\phi/dx}{dT/dx} = \frac{d\phi}{dT}$, характеризующую материал провод-

ника то:

$$\phi(T_2) - \phi(T_1) = \int_{T_1}^{T_2} \beta(T) dT.$$

Описанный процесс диффузионного возникновения разности потенциалов на концах неравномерно нагретого проводника имеет место и в полупроводниках. Если носителями тока являются как у металлов электроны (полупроводники n-типа), то потенциал нагретого конца оказывается выше, чем потенциал холодного – $\beta > 0$. В случае дырочной проводимости – $\beta < 0$.

Для замкнутой цепи из двух проводников:

$$U_{\text{дифф}} = \int_{T_1}^{T_2} \beta_1(T) dT + \int_{T_2}^{T_1} \beta_2(T) dT = \int_{T_1}^{T_2} \beta_1(T) dT - \int_{T_1}^{T_2} \beta_2(T) dT.$$

Для обоих механизмов одновременно:

$$\begin{aligned} U_{\text{термо}} &= \int_{T_1}^{T_2} \left(\beta_1(T) - \frac{1}{e} \cdot \frac{d\mu_1(T)}{dT} \right) dT - \int_{T_1}^{T_2} \left(\beta_2(T) - \frac{1}{e} \cdot \frac{d\mu_2(T)}{dT} \right) dT = \\ &= \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_1(T) - \alpha_2(T)) dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{12}(T) dT = \alpha_{12}(T_{12})(T_2 - T_1). \end{aligned}$$

Здесь $\alpha(T) \equiv \beta - \frac{1}{e} \cdot \frac{d\mu}{dT}$ – (дифференциальный) коэффициент термо-э.д.с. металла, $\alpha_{12}(T_{12})$ – коэффициент термо-э.д.с. металла 1 по отношению к металлу 2 данной пары металлов или полупроводников при $T_{12} \in [T_1, T_2]$.

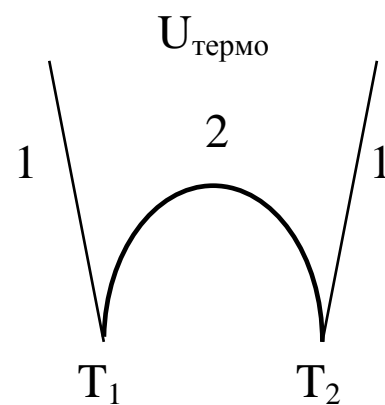
Термоэлектрические свойства у полупроводников выражены значительно сильнее, чем у проводников. Электроны в металлах находятся в состоянии вырождения, их энергия весьма слабо зависит от температуры, а концентрация имеет одинаковые значения, как при низких, так и при высоких температурах. Слабо зависит от температуры и положение уровня химического потенциала.

В полупроводниках, напротив, концентрации дырок и электронов проводимости, а также все выше перечисленные параметры сильно меняются с температурой. Поэтому для них коэффициент термо-э.д.с. значительно больше. Для большинства пар металлов коэффициент термо-э.д.с. α_{12} имеет порядок $10^{-5} \div 10^{-4}$ В/К, для полупроводников – до $1.5 \cdot 10^{-3}$ В/К.

Явление Зеебека используется для измерения температур с помощью устройства, называемого термопарой (см. рис.).

Термопара – датчик температуры, состоящий из двух соединенных между собой разнородных электропроводящих элементов (проводников и полупроводников). Для термопар характерны широкий диапазон и высокая точность (до сотых долей градуса) измерения температур.

В качестве термоисточников тока используются термопары не из металлов и их сплавов из-за их низкого к.п.д., а из полупроводниковых материалов.



Явление Пельтье

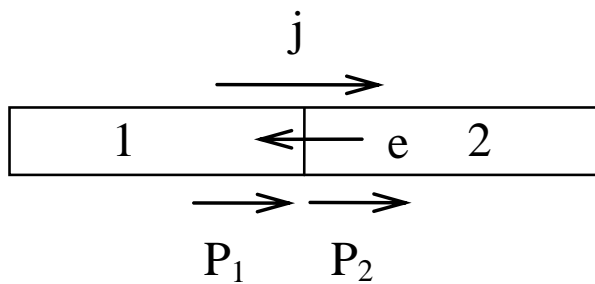
Французский физик Жан Шарль Атаназ Пельтье в 1834 г. обнаружил явление, которое в последствии было названо его именем.

Явление Пельтье – явление выделения или поглощения тепла в месте спая двух различных металлов (и полупроводников) в зависимости от направления текущего через него тока. Сам Пельтье не совсем уяснил механизм открытого им явления. Истинный механизм этого явления был установлен в 1838 г. русским физиком Эмилием Христиановичем Ленцем.

Эффект Пельтье имеет следующее объяснение. При наличии электрического тока электрон переносит не только свой заряд, но и присущую ему энергию – возникает определенный поток энергии.

При одной и той же плотности тока плотности потока энергии в разных проводниках различны. Энергия каждого электрона складывается из его кинетической энергии E_k и потенциальной энергии $-e\phi$.

Направление потока энергии, которую несут электроны, совпадает с направлением движения электронов (рис.), т.е. противоположно



направлению плотности тока j . Если \bar{E}_k – средняя кинетическая энергия для рассматриваемой совокупности электронов, то плотность потока энергии равна: $P = -\frac{j}{e}(\bar{E}_k - e\phi)$.

Разность приходящей к контактной плоскости и уходящей от нее энергии и есть тепло Пельтье:

$$Q_{12} = (P_1 - P_2)St = -\frac{Jt}{e}(\bar{E}_{k1} - \bar{E}_{k2} - e(\phi_1 - \phi_2)) = \Pi_{12}q;$$

$$\Pi_{12} = \frac{1}{e}(\bar{E}_{k2} - \bar{E}_{k1} - e(\phi_2 - \phi_1)).$$

где q – заряд, прошедший через спай, Π_{12} – **коэффициент Пельтье** (ток течет от звена 1 к звену 2), при этом $\Pi_{21} = -\Pi_{12}$.

В отличие от тепла Джоуля-Ленца тепло Пельтье пропорционально не квадрату, а первой степени силы тока и при перемене направления тока вместо выделения количества тепла наблюдается поглощение того же количества тепла при том же заряде q . В обычных условиях тепло Пельтье мало по сравнению с теплом Джоуля-Ленца.

Между коэффициентом Пельтье и коэффициентом термо-э.д.с. имеется вытекающее из законов термодинамики соотношение:

$$\Pi_{12} = \alpha_{12}T.$$

Для металлов коэффициент Пельтье имеет величину $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ В, для полупроводников – $3 \cdot 10^{-3} \div 10^{-1}$ В.

Если электронный газ в полупроводниках не вырожден, то распределение импульсов электронов подчиняется закону распределения Максвелла. Оно зависит только от температуры и поэтому одинаково в обоих проводниках. В этом случае $\bar{E}_{k1} \cong \bar{E}_{k2}$ и коэффициент Пельтье равен внутренней контактной разности потенциалов (контактному скачку потенциала):

$$\Pi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = U_{12},$$

а тепло Пельтье равно работе, совершаемой током вследствие перепада напряжений в контакте.

В другом крайнем случае – контакте двух металлов при температуре абсолютного нуля, ускоряются электроны только с кинетической энергией, равной химическому потенциалу электронов $\bar{E}_k = \mu$, поэтому:

$$\Pi_{12} = \frac{1}{e}(\mu_2 - \mu_1 - e(\varphi_2 - \varphi_1)) = 0.$$

Если же $T \neq 0$, то оба слагаемых в формуле уже не компенсируют друг друга, и коэффициент Пельтье отличен от нуля.

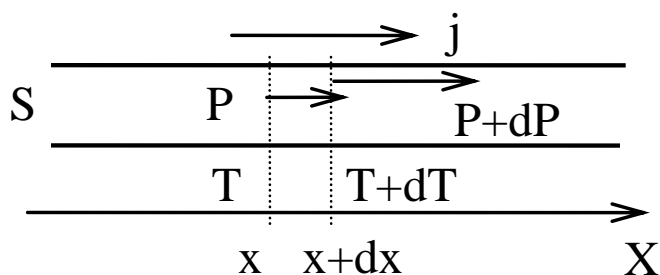
Явление Томсона

В 1856 г. английский физик Уильям Томсон (лорд Кельвин) предсказал и открыл еще одно термоэлектрическое явление, аналогичного явлению Пельтье, названное впоследствии его именем.

Явление Томсона – явление выделения или поглощения тепла при прохождении тока по однородному проводнику, вдоль которого имеется градиент температуры.

Если различные участки проводника (полупроводника) нагреты неодинаково, то их физическое состояние тоже неодинаково. Явление Томсона представляет собой, в сущности, своеобразное явление Пельтье в случае, когда неоднородность проводника вызвана не различием химического состава, а различием температур. Эффект Томсона, как и эффект Пельтье возникает потому, что в проводнике с током существует плотность потока энергии P , которая пропорциональна

плотности тока j : $P = -\frac{j}{e}(\bar{E}_k - e\varphi)$.



Рассмотрим в однородном проводнике физически бесконечно тонкий слой площадью S , ориентированный перпендикулярно направлению тока (см. рис.).

В объеме $dV = Sdx$ за время t будет выделяться энергия dQ :

$$dQ = (P(x) - P(x + dx))St = -\frac{dP}{dx} tSdx = -\frac{dP}{dx} tdV =$$

$$= \frac{j}{e} \left(\frac{d\bar{E}_k}{dx} - e \frac{d\varphi}{dx} \right) tdV = \frac{j}{e} \left(\frac{d\bar{E}_k}{dx} + eE \right) tdV = \left(\frac{1}{e} \cdot \frac{d\bar{E}_k}{dx} j + jE \right) tdV.$$

В этой формуле второе слагаемое есть тепло Джоуля-Ленца, а первое – тепло Томсона, которое пропорционально заряду q , прошедший через сечение проводника, и градиенту температуры:

$$dQ_T = \frac{1}{e} \cdot \frac{d\bar{E}_k}{dx} jt dV = \frac{1}{e} \cdot \frac{d\bar{E}_k}{dT} jt SdT = \frac{1}{e} \cdot \frac{d\bar{E}_k}{dT} qdT = \sigma qdT.$$

Здесь $\sigma \equiv \frac{1}{e} \cdot \frac{d\bar{E}_k}{dT}$ – коэффициент Томсона.

Для вычисления выделившегося тепла Томсона на конечном участке проводника запишем выражение в интегральной форме:

$$Q_T = \int_{T_1}^{T_2} \sigma q dT \cong \sigma q (T_2 - T_1).$$

Значение коэффициента Томсона мало, например, для висмута (Bi) при комнатной температуре $\sigma \cong 10^{-5}$ В/К. За положительное направление тока выбрано направление от холодного конца к горячему.

Применение сверхпроводников

А. Сверхпроводящие магниты – электромагниты, в которых ток, создающий магнитное поле, протекает в основном по сверхпроводнику, вследствие чего омические потери в обмотке магнита весьма малы. Сверхпроводящие магниты наматывают сверхпроводящим проводом. Обмотку помещают в криостат, поддерживающий температуру ниже температуры перехода проводов обмотки в сверхпроводящее состояние.

Параметры сверхпроводящих магнитов принципиально ограничены свойствами сверхпроводящего провода: значениями его критической температуры, критического магнитного поля и критического тока (токонесущей способностью). Ниобий-титановые магниты позволяют получать при 4,2 К магнитную индукцию $B \leq 10$ Тл, а ниобий-оловянные магниты – $B \leq 20$ Тл.

Специфическим недостатком сверхпроводящих магнитов является возможность его выхода из рабочего режима вследствие потери обмоткой сверхпроводимости даже при значениях тока, существенно меньших токонесущей способности провода, и при значениях индукции и температуры, соответствующих расчётным рабочим параметрам магнитов.

Б. Сверхпроводящие магнитометры.

В 1962 г. английским физиком Брайаном Дэвидом Джозефсоном было открыто явление туннелирования куперовских пар между двумя сверхпроводниками через тонкую диэлектрическую прослойку – **эффект Джозефсона**. Это явление легло в основу новой области применения сверхпроводников.

Сверхпроводящий магнитометр – магнитометр, действие которого основано на эффекте Джозефсона. Другое название сверхпроводящего магнитометра – «СКВИД» (от англ. «SQUID» – Superconducting Quantum Interference Device – сверхпроводящий квантовый интерференционный прибор).

Чувствительность сверхпроводящего магнитометра достигает 10^{-11} Гс (10^{-15} Тл), а при измерениях градиента магнитного поля – 10^{-12} Гс/см (10^{-14} Тл/м). Чувствительный элемент магнитометра представляет собой электрический контур из сверхпроводника с контактами Джозефсона (ими могут быть разделяющие сверхпроводник

тонкие ~ 10 Å плёнки изолятора, точечные контакты и т. п.). Чувствительный элемент реагирует на изменение напряжённости (индукции) магнитного поля, пронизывающего сверхпроводящий контур.

Очень высокая чувствительность сверхпроводящего магнитометра позволила осуществить ряд тонких экспериментов: уточнить значения ряда физических констант на основе измерения отношения h/e , освоить измерения малых электрических напряжений до значений 10^{-18} В, зафиксировать магнитокардиограммы и магнитоэнцефалограммы человека.

В. Сверхпроводниковые приемники излучения – приёмные устройства, основанные на изменении состояния сверхпроводника (или системы сверхпроводников) под действием излучения. Использование сверхпроводников, обладающих малым уровнем шума и сильно нелинейными свойствами, позволяет достигнуть высокой чувствительности сверхпроводниковых приемников излучения, приближающейся к теоретическому (квантовому) пределу. Наибольшее распространение получили следующие виды сверхпроводниковых приемников излучения: сверхпроводниковые болометры (приборы для измерения энергии излучения), приёмники на основе эффекта Джозефсона и приёмники на основе одночастичного туннелирования.

Практическое применение сверхпроводников непрерывно расширяется. Наряду со сверхпроводящими магнитами и сверхпроводящими магнитометрами существует целый ряд других технических устройств и измерительных приборов, основанных на использовании различных свойств сверхпроводников (криоэлектроника). Построены сверхпроводящие резонаторы, обладающие рекордно высокой (до 10^{+10}) добротностью; сверхпроводящие элементы для ЭВМ. Сверхпроводящие (туннельные) контакты применяют в сверхчувствительных вольтметрах и т. д.