

Лекция 3 Обзор физики полупроводников

Статистика носителей заряда в полупроводниках

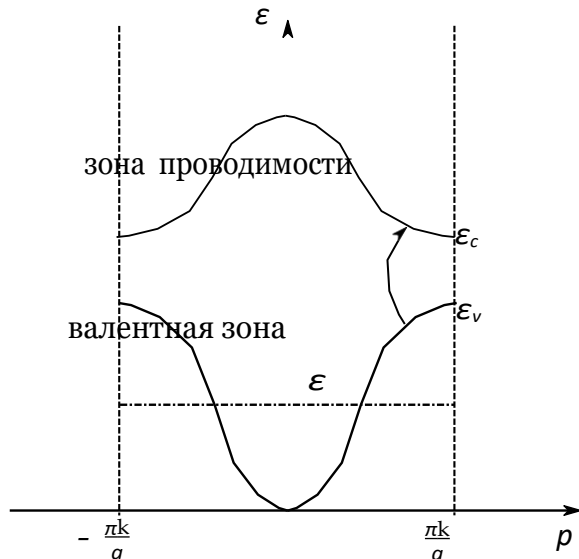


Рис. 1 Первая зона Бриллюэна для одномерной структуры. Тире с точками указывает энергия Ферми для металлов, стрелкой — термическая активация электронов. Обозначены дно зоны проводимости (ϵ_c) и потолок валентной зоны (ϵ_v).

Электроны в полупроводниках при ненулевой температуре: в идеальном полупроводнике они берутся из-за термической активации некоторой части электронов из валентной зоны в зону проводимости в связи с размытием Ферми-ступеньки. Таким образом, в валентной зоне появляются свободные места — дырки, а в зоне проводимости — электроны.

Какое будет количество электронов в нашем материале при $T = 0$ (n_v — плотность состояний в валентной зоне)?

$$n = \int_0^{\epsilon_v} v_v(\epsilon) d\epsilon$$

«Включаем температуру ($f(\epsilon)$ уже не ступенька!). Часть электронов возбуждается из валентной зоны в зону проводимости, но полное количество электронов не изменяется. Тогда можем написать

$$n = \int_0^{\epsilon_v} v_v(\epsilon) d\epsilon = \int_0^{\epsilon_v} f(\epsilon) v_v(\epsilon) d\epsilon + \int_{\epsilon_c}^{\infty} f(\epsilon) v_c(\epsilon) d\epsilon$$

В металле заняты все состояния ниже энергии Ферми и уровень Ферми располагается внутри разрешенной зоны (см. рис. 1). Для подсчета электропроводности надо посчитать концентрацию зарядов в металле:

$$n = \int_0^{\infty} f(\epsilon) v(\epsilon) d\epsilon$$

При температуре близкой к нулю верхний предел интегрирования становится ϵ_F (из-за Ферми-ступеньки). Что будет в полупроводниках? Нижняя зона на рис. 1 будет полностью заполнена, а верхняя — пуста при нулевой температуре. Где будет расположен уровень хим. потенциала в этом случае?

Происхождение электронов и дырок в полупроводнике

Для ответа на этот вопрос сначала узнаем, откуда берутся дырки и электроны

$$\int_0^{\varepsilon_v} (1 - f(\varepsilon)) v_v(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{\varepsilon_c}^{\infty} f(\varepsilon) v_c(\varepsilon) d\varepsilon$$

ве р., чт о сост. св.

Интеграл слева — не что иное, как полное количество состояний в валентной зоне (полное количество дырок), а интеграл справа — полное количество электронов в зоне проводимости. Таким образом, **в идеальном полупроводнике число дырок в валентной зоне и число электронов в зоне проводимости равны:**

$$n = p$$

$$1 - f(\varepsilon) = 1 - \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \xi}{kT}} + 1} = \frac{1}{1 + e^{-\frac{\varepsilon - \xi}{kT}}} \equiv f(\varepsilon_h)$$

ε_h — энергия дырок. Это соотношение означает, что вероятность найти электрон на расстоянии $|\varepsilon - \xi|$ от хим. потенциала равняется вероятности найти дырку на расстоянии $|\varepsilon - \xi|$ ниже хим. потенциала. Будем отсчитывать энергию электронов от дна зоны проводимости, а энергию дырок — от потолка валентной зоны (вниз):

$$\varepsilon_e = \varepsilon - \varepsilon_c$$

$$\varepsilon_h = -(\varepsilon - \varepsilon_v)$$

Будем считать, что хим. потенциал для электронов находится внутри щели при энергии

$$\varepsilon_e = -\xi_e,$$

а уровень хим. потенциала для дырок — внутри щели при энергии

$$\varepsilon_h = -\xi_h.$$

Вблизи потолка зоны валентности и дна зоны проводимости зависимость энергии от квазиимпульса квадратичная, а раз так, то зависимость $v(\varepsilon)$ — корневая, отсчитанная от дна соответствующей зоны. Раньше мы говорили о том, что для трехмерного

материала, обладающего законом дисперсии $\varepsilon = \frac{p^2}{2m}$, плотность состояний $\nu \sim \sqrt{\varepsilon}$. Здесь энергия отсчитывалась от нуля, а сейчас мы отсчитываем ее от дна зоны проводимости и от потолка валентной зоны, но в другую сторону (см. рис. 25).

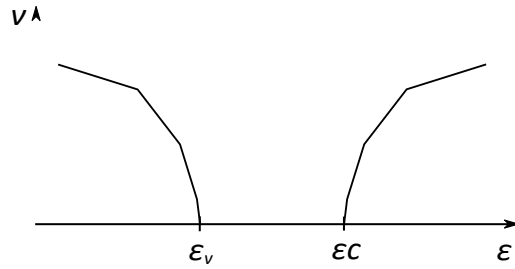


Рис. 25. Зависимость плотности состояний от энергии вблизи потолка валентной зоны и дна зоны проводимости

Запишем соотношение $n = p$ в новых переменных:

$$p = \int_0^{\infty} f(\epsilon_{h+\xi_h}) v_v(\epsilon_h) d\epsilon_h$$

— концентрация дырок; можем поставить бесконечность, так как экспоненциальное убывание вероятности заполнения уничтожит увеличивающуюся плотность состояний.

$$n = \int_0^{\infty} f(\epsilon_e + \xi_e) v_c(\epsilon_e) d\epsilon_e$$

— концентрация электронов. Теперь заметим, что $\xi_h + \xi_e = \epsilon_g$ — ширина запрещенного зоны (от англ. gap). Поскольку температура мала по сравнению с характерными

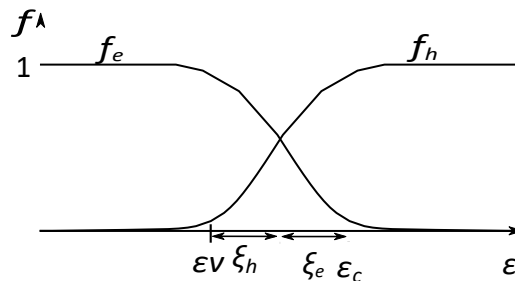


Рис. 26. Зависимости вероятностей заполнения состояний для электронов и дырок от энергии. Пунктирная линия соответствует хим. потенциалу.

расстояниями ξ_h, ξ_e , ниже потолка валентной зоны и выше дна зоны проводимости играют роль только экспоненциальные хвосты. Это означает, что для таких энергий

$$f(\epsilon) \sim e^{-\frac{\epsilon - \xi}{kT}}$$

Из этого следует, что для электронов

$$f(\epsilon_e + \xi_e) \sim e^{-\frac{\epsilon_e + \xi_e - \xi_e}{kT}} = e^{-\frac{\epsilon_e}{kT}}$$

Тогда плотность состояний вблизи дна зоны (где $(\varepsilon - \varepsilon_c) = \frac{p^2}{2m_e}$ — энергия, отсчитанная от дна зоны, зависит квадратично от квазиимпульса):

$$v_e(\varepsilon_e) = \frac{1}{2\pi^2} \frac{2m_e}{\hbar^2} \sqrt{\varepsilon_e}$$

Подставим в формулу для n :

$$\begin{aligned} n &= \int_0^\infty e^{-\frac{\varepsilon_e + \varepsilon_c}{kT}} \frac{1}{2\pi^2} \frac{2m_e}{\hbar^2} \sqrt{\varepsilon_e} d\varepsilon_e = \frac{1}{2\pi^2} \frac{2m_e}{\hbar^2} \int_0^\infty e^{-z} \sqrt{z} dz \\ &= \frac{1}{2\pi^2} \frac{2m_e}{\hbar^2} \frac{1}{kT} \int_0^\infty e^{-z} \sqrt{z} dz \end{aligned}$$

Интеграл дает некоторое число, и, в результате, получим

$$n = 2 \frac{m_e kT}{2\pi \hbar^2} e^{-\frac{\varepsilon_c}{kT}}$$

Проделав те же операции с дырками, получим

$$p = \frac{\hbar^2 kT}{2\pi \hbar^2} e^{-\frac{\varepsilon_v}{kT}}$$

Теперь перемножим эти две величины:

$$np = \frac{kT}{2\pi \hbar^2} (m_e m_h)^2 e^{-\frac{\varepsilon_c + \varepsilon_v}{kT}} = \frac{kT}{2\pi \hbar^2} (m_e m_h)^2 e^{-\frac{\varepsilon_g}{kT}}$$

Также нам известно, что $n = p$. Возьмем корень из np :

$$n = p = \frac{kT}{2\pi \hbar^2} (m_e m_h)^2 e^{-\frac{\varepsilon_g}{2kT}}$$

— концентрация электронов и дырок **экспоненциально** (при фиксированной температуре) зависит от характерного энергетического параметра (ширины запрещенной зоны ε_g) — при совсем небольшом его изменении концентрации меняются очень сильно.

Химический потенциал в прямозонном проводнике

Где находится хим. потенциал в полупроводнике при нуле и не при нуле температуры? Пусть полупроводник будет **прямозонный** — у него максимум зоны проводимости и минимум валентной зоны находятся в одной и той же точке Бриллюэна, и мы будем отсчитывать ρ от этой точки, а энергию — от середины запрещенной зоны (см. рис. 27). При нулевой температуре хим. потенциал будет располагаться ровно посередине между потолком валентной зоны и дном зоны проводимости. При увеличении температуры уровень ξ хим. потенциала несколько смещается по направлению к более тяжелой эффективной массе (обычно эффективная масса электронов меньше или равна эффективной массе дырок).

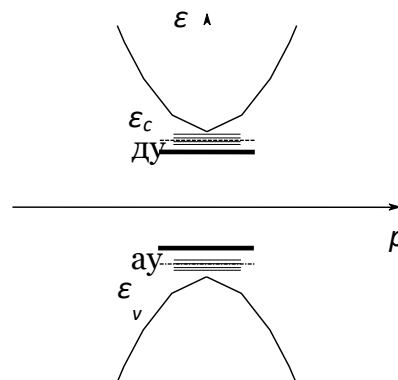


Рис. 27. Законы дисперсии для валентной зоны и для зоны проводимости. Отмечены донорный (ду) и акцепторный (ау) уровни.

Легирование полупроводников.

Доноры и акцепторы

У идеального (в котором нет дефектов и примесей) полупроводника есть определенная ширина запрещенной зоны, которая может не очень подходить для каких-то применений. Один из приемов для избежания этой проблемы — **легирование полупроводников**.

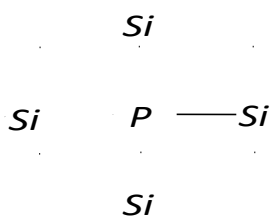


Рис. 28.

рис. 28).

Легирование полупроводников — это специальное добавление примесных атомов, которые являются либо **донорами**, либо **акцепторами**.

Типичным **донором** является атом фосфора в кремнии (обозначается $Si(P)$). Если у нас есть кристалл кремния и к нему добавляется небольшое количество (около 1 атома фосфора на 10-100 тысяч атомов кремния) фосфора, то происходит следующее: Фосфор — элемент пятой, а кремний — четвертой группы периодической системы. Рассмотрим атом фосфора, окруженный атомами кремния (см.

Кремний соединен ковалентными связями с себе подобными атомами. У атома фосфора 5 электронов на внешней электронной оболочке, а у кремния — 4. Этот один лишний электрон не вступает в создание химической связи с окружающими

атомами кремния. С другой стороны, заряд ядра атома фосфора больше, чем у кремния. Если мы уберем «лишний» электрон у фосфора, то остаток атома фосфора останется заряженным. **Донорный** уровень находится ниже дна зоны проводимости и при $T = 0$ этот уровень будет заполнен. То есть этот электрон не будет отрываться от атома фосфора и вращаться где-то рядом с ним и образовывать атомные уровни. Эти атомные уровни будут описываться таким же образом, как и электрон в атоме водорода. Разница будет только в том, что радиус локализации электрона не будет вблизи фосфора, а будет размазан в довольно широкой области, захватывающей много узлов кристаллической решетки, а, следовательно, электрон будет «видеть» периодичность атомного потенциала. Это значит, что энергия этих водородоподобных уровней будет определяться с помощью такой же модели, как и энергия атома водорода, но энергия в соответствующем выражении будет отсчитываться от дна зоны проводимости и в нем будет стоять не масса свободного электрона, а эффективная масса электрона, что ведет к тому, что соответствующее значение энергии отщепления (ухода электрона в зону проводимости) окажется гораздо меньше, чем в атоме водорода (в энергии атома водорода масса электрона стоит в числителе). Второе обстоятельство, уменьшающее энергию отщепления по сравнению с атомом водорода — нахождение электрона в кристаллической решетке, которая обладает диэлектрической постоянной ϵ . При повышении температуры электрон может перейти в возбужденное состояние или уйти в зону проводимости (аналог ионизации атома водорода). Где в легированном акцептором полупроводнике будет находиться хим. потенциал? Посередине между донорным уровнем и дном зоны проводимости (отмечен пунктиром на рис. 28).

Легуем кремний **акцептором** (элементом третьей группы). В этой ситуации наоборот одна из связей окажется ненасыщенной и появится пустое состояние при низкой температуре, такое, что электрону нужна небольшая энергия, чтобы перейти в это состояние при ненулевой температуре. Это полный аналог того, что происходит с электронами, но в данном случае мы имеем дело с дыркой. В этой ситуации уровень хим. потенциала будет находиться посередине между акцепторным уровнем и потолком валентной зоны (отмечен точкой с тире на рис. 28).

Что будет, если есть и доноры, и акцепторы, но доноров больше ($N_D > N_A$)? В таком случае хим. потенциал будет совпадать с донорным уровнем при $T = 0$.

Зачем нам нужна информация про хим. потенциал? Если мы приведем в контакт два полупроводника с различным уровнем хим. потенциала, то произойдет перетекание электронов или дырок из одного полупроводника в другой таким образом, чтобы уровень хим. потенциала выровнялся в двух материалах.

Полупроводниковый диод

Легируем кремний фосфором (n -тип) и легируем кремний любой акцепторной примесью (p -тип). В полупроводнике n -типа изначально больше электронов, а в полупроводнике p -типа — больше дырок. При приведении в контакт этих двух материалов электроны из n -полупроводника начнут диффундировать в p , а дырки — наоборот, из p в n . Когда из n уходят электроны, там остаются их родительские атомы, которые начинают притягивать ушедшие электроны. Аналогично и с дырками. Переток дырок и атомов будет происходить до тех пор, пока не выровняется хим. потенциал материалов (на рис. 29 пунктиром уже показана эта ситуация). В приграничной области материалов образовался заряженный слой, образующий потенциальный барьер, который препятствует дальнейшему прохождению электронов из n области в p . То же и для дырок.

Чем будет определяться ток в такой структуре? При $T \neq 0$ у нас будет некоторое количество возбужденных электронов. Только электроны с энергией выше ϵ_c смогут принять участие в проводимости (для дырок та же ситуация, но с энергией ϵ_v). Как мы можем повлиять на это? Приложим отрицательное напряжение к области n -типа и положительное к области p -типа. Тогда система уже не будет термодинамически равновесной. В такой ситуации уровень хим. потенциала в области n поднимается относительно хим. потенциала в p -области на величину eU (U — приложенное напряжение). Также на величину eU поднимутся и энергии ϵ_c и ϵ_v (см. рис. 29). Из этого следует, что оба потенциальных барьера уменьшатся. Следовательно, так как от высоты барьера экспоненциально зависит концентрация носителей заряда, способных принять участие в проводимости, количество носителей заряда сильно увеличится. При приложении напряжения противоположной полярности уровень хим. потенциала понизится и потенциальные барьеры возрастут, а, значит, и экспоненциально уменьшится количество носителей заряда. ВАХ диода показана на рис. 30. Один из способов сделать из переменного напряжения постоянное — подключить его к диоду. Тогда будет оставаться часть тока, идущая только в прямом направлении через диод. Для ее «спрямления» подключают емкость, после чего получается более-менее постоянный ток.

Еще раз подчеркнем, что для всех полупроводниковых приборов характерна экспоненциальная зависимость эффективных электронов, принимающих участие в проводимости от энергетического параметра, который мы можем варьировать, прикладывая совсем небольшое напряжение. Характерная ширина запрещенной зоны у полупроводников по порядку величины ~ 1 эВ. Характерная энергия ионизации примесей — десятые доли эВ. Значит напряжение, которое нужно приложить, чтобы экспоненциально изменить концентрацию электронов по порядку величины — доли вольта.

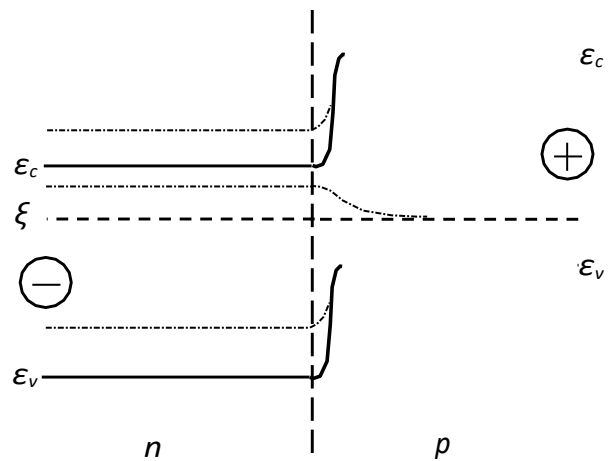
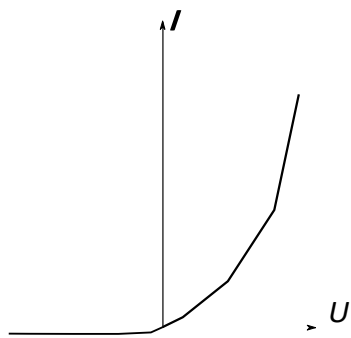


Рис. 29. Пунктиром показано равенство химических потенциалов после окончания диффундирования дырок и электронов. Точкой с тире показана ситуация подключения напряжения, способом, приведенным на рисунке.



ВАХ полупроводникового диода.