

СТАТИСТИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Распределение Ферми-Дирака

- Носители заряда в твердых телах описываются статистикой Ферми – Дирака

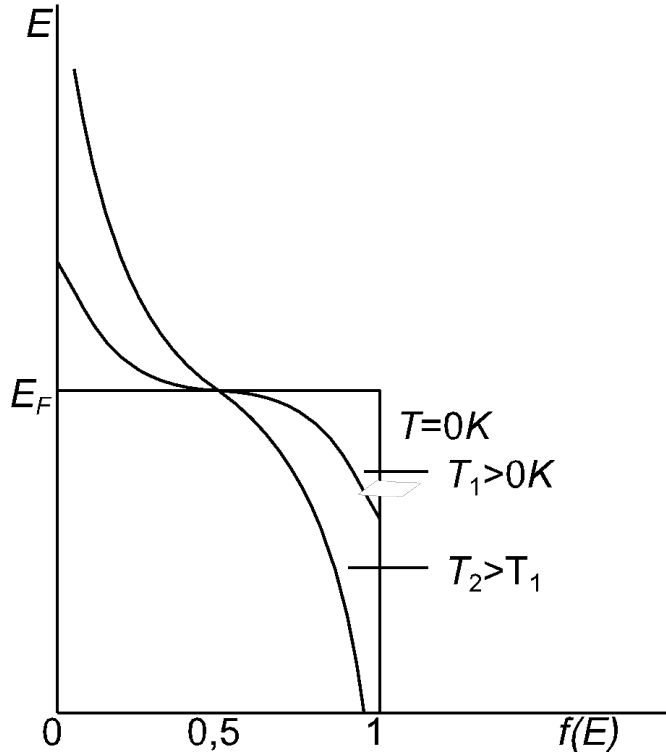


Рис. 1

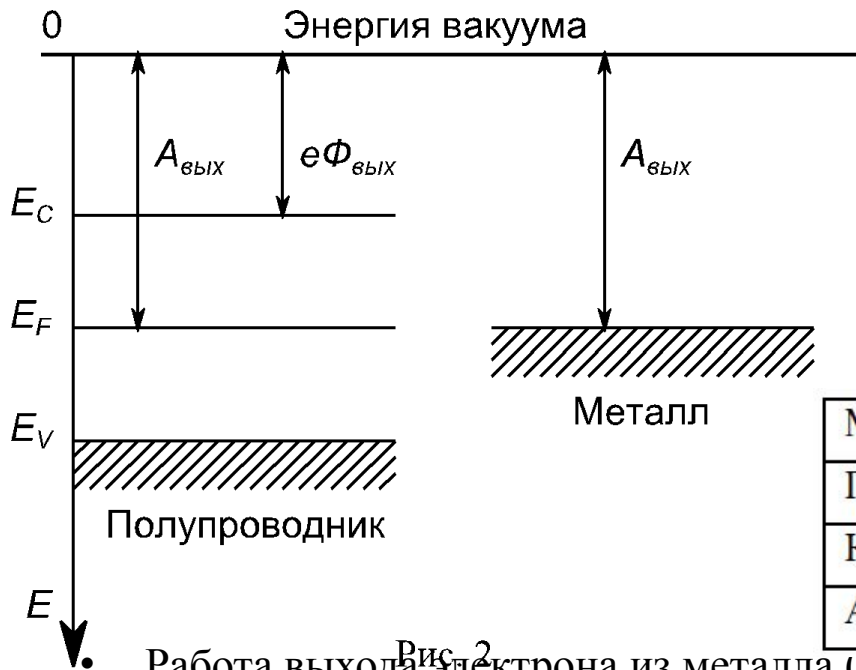
$$f(E) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - \mu}{kT}\right) + 1}$$

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)$$

- химический потенциал μ имеет смысл энергии Ферми ($\mu = E_F$ при температурах, существенно меньших T_F)

Зонная структура полупроводника и металла

- В металлах уровень Ферми находится в зоне проводимости, в химически чистом полупроводниковом материале уровень Ферми располагается вблизи середины запрещенной зоны.



$$E_F = \frac{\Delta E_g}{2} - \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}$$

$$\Delta E_g = \Delta E_{g\beta} - \alpha T$$

Материал	$\Delta E_{g\beta}$, эВ	α , эВ/К
Германий, Ge	0,782	$3,90 \cdot 10^{-4}$
Кремний, Si	1,205	$2,84 \cdot 10^{-4}$
Арсенид галлия, GaAs	1,549	$4,30 \cdot 10^{-4}$

Рис. 2
 Работа выхода электрона из металла ($A_{\text{вых}}$) и аналогичная ей величина в полупроводнике, которая носит название термодинамической работы выхода. Реально наблюдаемая работа выхода внешнего эффекта в полупроводнике представлена величиной $e\Phi_{\text{вых}}$.

Концентрация носителей заряда в полупроводнике

- В равновесном состоянии в полупроводнике носители тока определенным образом распределены по энергетическим состояниям в зоне проводимости и валентной зоне, а электропроводность полупроводника определяется их концентрацией в материале. В полупроводниках присутствуют носители заряда двух типов: носители отрицательного заряда – электроны, и носители положительного заряда – дырки. Мы понимаем, что и те и другие являются квазичастицами, свойства которых определяются особенностями строения полупроводникового кристалла.

Генерация и рекомбинация носителей заряда в собственном полупроводнике

- При низких температурах электронные состояния валентной зоны полупроводника заняты, в зоне проводимости электронные состояния вакантны. Повышение температуры (или иное энергетическое воздействие на образец) приводит к тому, что плотность вероятности заполнения вакантного состояния зоны проводимости становится отличной от нуля. В зоне проводимости можно использовать функцию Больцмана
- В свою очередь, становится отличной от нуля вероятность освобождения занятого состояния в валентной зоне, что приводит к возникновению пары подвижных носителей разных знаков (электрона и дырки), которые могут участвовать в процессе электропроводности

- Этот процесс называется генерацией носителей, существует обратный процесс – рекомбинация, результатом которой является восстановление дефектной межатомной связи с исчезновением пары подвижных носителей. В условиях термодинамического равновесия скорости генерации и рекомбинации носителей выравниваются, в результате чего в полупроводнике устанавливается равновесная концентрация подвижных носителей заряда (носителей тока). Важно, что в собственном полупроводнике, где носители разного знака генерируются и рекомбинируют парами, равновесная концентрация (n_i) электронов равна равновесной концентрации (p_i) дырок
- Для нахождения концентрации носителей в полупроводнике (например, концентрации электронов) необходимо учесть тот факт, что число состояний в зоне проводимости ($N(E)$) будет различным, в зависимости от значения энергии конкретного состояния.

Концентрация носителей заряда в полупроводнике

- Генерация и рекомбинация носителей заряда

$$f(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right)$$

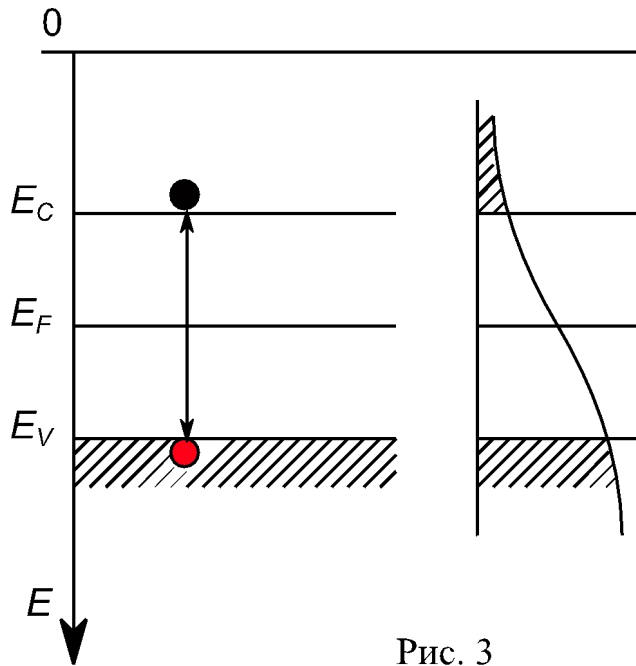


Рис. 3

$$N_C(E) = \frac{4\pi m_n^{*3/2} \sqrt{2} (E - E_C)^{1/2}}{h^3}$$

$$N_V(E) = \frac{4\pi m_p^{*3/2} \sqrt{2} (E_V - E)^{1/2}}{h^3}$$

$$n_i = 2 \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) f(E) dE = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2}$$

$$n_i = p_i$$

$$n_i p_i = (n_i)^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right)$$

- Произведение концентраций не зависит от положения уровня Ферми в полупроводнике, поэтому закон действующих масс остается справедливым для расчета концентраций носителей тока в полупроводниковом материале любого типа проводимости.
- Значение величины n_i для полупроводниковых материалов часто приводится в различных справочниках.

Электропроводность собственного полупроводника

- Учитывая, что концентрация носителей тока в полупроводнике полностью определяет его удельную проводимость, для плотности тока в полупроводнике получим

$$\mathbf{j} = en_i (\mu_n + \mu_p) \mathbf{E}$$

- \mathbf{j} – плотность тока, \mathbf{E} – вектор напряженности электрического поля. Удельная проводимость полупроводника будет расти с ростом температуры, что иллюстрируется графиками изменения концентрации носителей для некоторых материалов с различной шириной запрещенной зоны (от 0,6 эВ у германия до 1,5 эВ у арсенида галлия).
- Сопоставляя выражение для плотности тока с законом Ома, легко видеть, что удельная проводимость собственного полупроводника $(\mu_n + \mu_p)$

Зависимость концентрации от температуры

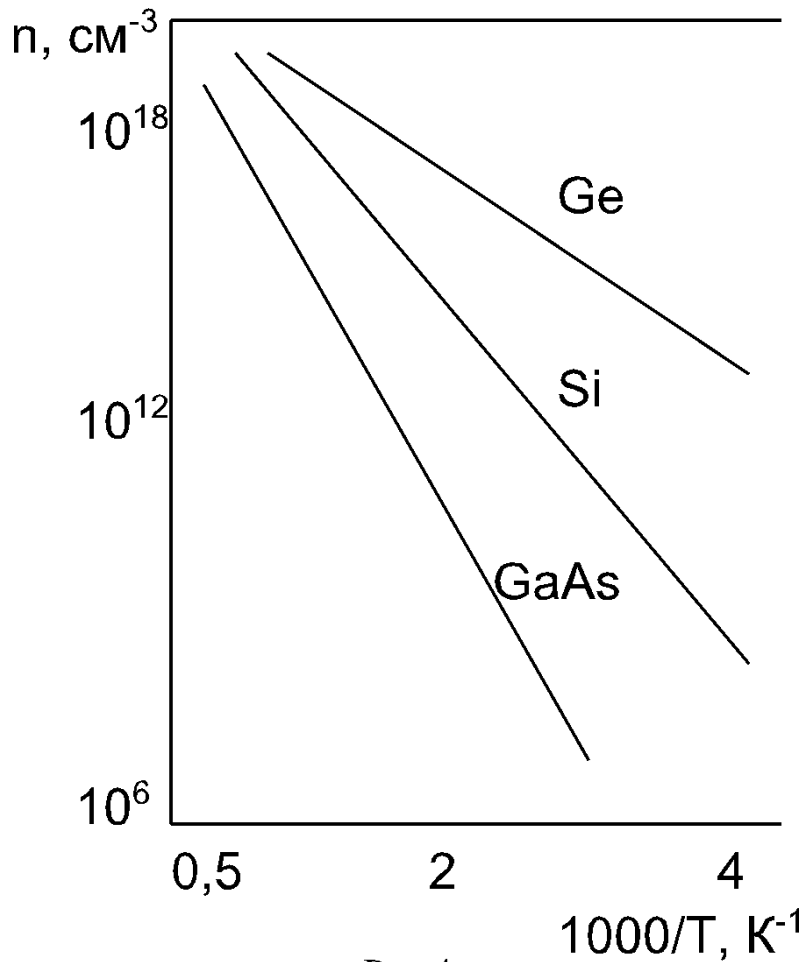


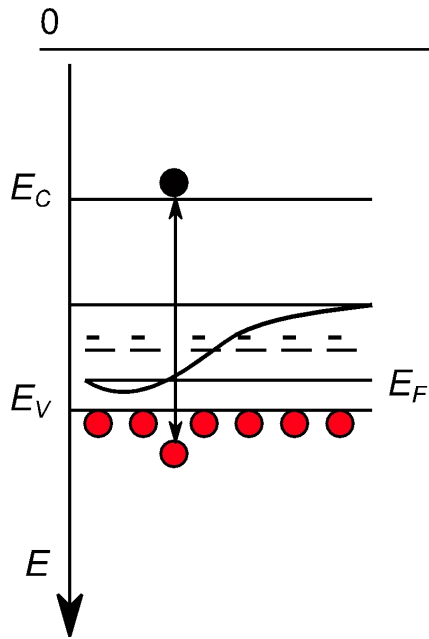
Рис.4

Генерация и рекомбинация носителей заряда в примесных полупроводниках

- Механизм проводимости примесного полупроводника определяется природой химического элемента, которым легирован исходный полупроводниковый материал. Различают акцепторные и донорные примеси, и, соответственно, дырочный (p) и электронный (n) типы электропроводности легированного материала.
- Атомы акцепторной примеси (например, бор в кремнии) содержат на внешней орбитали меньшее число электронов, чем атомы кристаллической матрицы. Это приводит к появлению дефектных межатомных связей (электронных вакансий) в местах расположения атомов примеси. В процессе теплового возбуждения вакансия может быть занята электроном из ближайшей межатомной связи, тем самым, возникая в другом месте кристалла. Такое перемещение вакансии трактуется, как движение положительно заряженной квазичастицы (дырки). Под действием внешнего электрического поля дырки дрейфуют в соответствующем направлении, обеспечивая электропроводность.

Носители заряда в примесных полупроводниках

- Механизм проводимости примесного полупроводника определяется природой химического элемента, которым легирован исходный полупроводниковый материал. Различают акцепторные и донорные примеси, и, соответственно, дырочный (p) и электронный (n) типы электропроводности легированного материала.



$$n_p p_p = n_i^2$$

$$E_{Fp} = \frac{\Delta E_g}{2} + kT \ln \frac{N_a}{n_i}$$

Рис. 5

- На зонной схеме акцепторные примеси изображаются системой уровней, расположенных в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны с зазором, исчисляемым долями электронвольт (рис. 5). Наличие примесей в полупроводнике существенно меняет положение уровня Ферми. При абсолютном нуле температуры уровень Ферми находится примерно посередине между потолком валентной зоны и уровнем акцепторов. По мере возбуждения акцепторных уровней (формирования отрицательно заряженных ионов акцепторной примеси) уровень Ферми смещается в сторону валентной зоны. Одновременно с этим, повышение температуры способствует росту генерации собственных носителей полупроводника, что смещает уровень Ферми в сторону зоны проводимости. В результате, при высокой температуре, когда все атомы примеси ионизированы, а скорость генерации собственных носителей велика, уровень Ферми стремится занять положение вблизи середины запрещенной зоны, как в собственном полупроводнике.
- В рабочей области температур практически все атомы акцепторной примеси ионизированы, следовательно, концентрация дырок, обусловленная наличием примеси, равна концентрации примесных атомов, $p_p = N_a$
- Носители тока, концентрация которых определяется легирующей примесью, называют основными носителями (в данном случае – это дырки), носители, обусловленные собственным механизмом генерации (в данном случае – электроны) называют неосновными носителями.

- Симметричные рассуждения для полупроводника, легированного донорной примесью (например, алюминий в кремнии), приводят к симметричной зонной картинке и симметричным выражениям для концентрации носителей и положения уровня Ферми, а именно:

$$n_n p_n = n_i^2$$

$$E_{Fn} = \frac{\Delta E_g}{2} - kT \ln \frac{N_d}{n_i}$$

- Проводимость примесного полупроводника определяется суммарным действием носителей обоих знаков

Вырожденные полупроводники

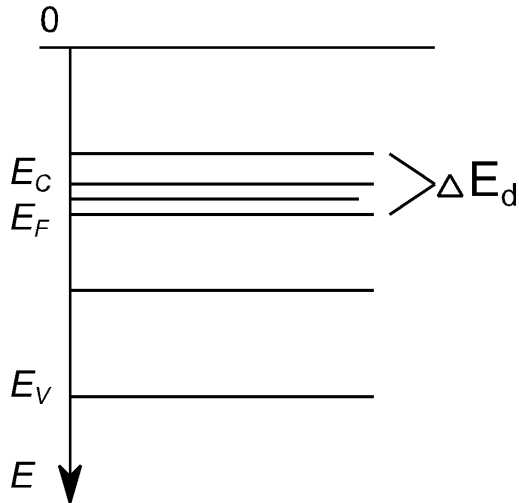


Рис. 6

- Сильное легирование полупроводника приводит к тому, что отдельные уровни примесных атомов преобразуются в энергетические зоны, которые могут частично перекрываться с близлежащей зоной. Вследствие такого перекрытия энергия ионизации примесных атомов становится практически равной нулю, а уровень Ферми оказывается внутри расщепленной зоны примесных атомов (рис. 6 для полупроводника донорного типа). Для полупроводника n-типа критическая концентрация, при которой наступает вырождение, рассчитывается по формуле

$$N_{\text{крит}} = 26,41 \left(\frac{m_n^* \Delta E_d}{h^2} \right)^{3/2}$$

- По механизму проводимости такой материал близок к металлу.