

СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

§ 1. Примесные уровни и примесные зоны

Определение понятия «сильно легированный полупроводник» можно дать, выяснив особенности материалов, содержащих достаточно много посторонней примеси *). Для этой цели посмотрим прежде всего, как изменяется зонный энергетический спектр при добавлении примеси в кристалл.

Как мы знаем (гл. II и § IV.7), изолированные примесные атомы могут создавать дискретные уровни в запрещенной зоне. Волновые функции электронов, занимающих эти уровни, локализованы вблизи соответствующих атомов примеси. Энергетический спектр такого полупроводника схематически изображен на рис. 19.1, *a* (для определенности мы считаем, что каждому примесному атому принадлежит лишь один дискретный уровень, и рассматриваем материал *n*-типа).

Электроны и дырки, локализованные на дискретных уровнях, могут перемещаться по кристаллу лишь путем «прыжков» — перескоков с одного уровня на другой. При этом для преодоления потенциального барьера, разделяющего примесные атомы, требуется энергия активации (даже при учете туннельного эффекта). Поэтому, а также из-за больших — в среднем — расстояний между атомами примеси, вероятность такого процесса оказывается небольшой и значения подвижности, соответствующие прыжковой проводимости, также весьма малы (порядка десятых долей $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и меньше). Прыжковую проводимость удается наблюдать лишь при достаточно низких температурах, когда концентрация свободных носителей заряда становится совсем небольшой. Вместе с тем температура не должна быть и слишком низкой: при $T = 0$ тепловая активация становится невозможной и прыжковая проводимость (в отсутствие подсветки) обращается в нуль.

Представление об изолированных примесных атомах оправдано, лишь если не перекрываются ни их силовые поля, ни волновые функции электронов, локализованных на дискретных уровнях. Так обстоит дело, если концентрация примеси N_i , боровский радиус

*) Роль примеси могут играть и иные структурные дефекты решетки — междоузельные атомы, вакансии и т. д.

в кристалле a_B и радиус экранирования r_0 удовлетворяют условиям

$$N_t^{-1/3} \gg r_0, \quad N_t^{-1/3} \gg a_B. \quad (1.1)$$

В наиболее интересном для дальнейшего случая «водородоподобных» примесей (§ IV.7) $a_B = \epsilon \hbar^2 / m e^2$. Этой формулой мы и

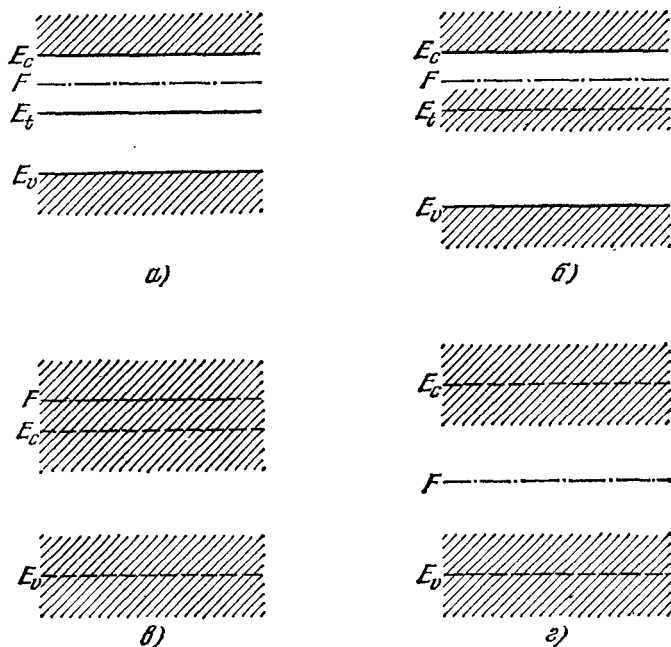


Рис. 19.1. Энергетический спектр полупроводника n -типа в зависимости от уровня легирования (заштрихованы области дозволённых значений энергии). а) Слабо легированный полупроводник. Штрихпунктиром указано положение уровня Ферми при низких температурах. б) Промежуточно легированный полупроводник. Пунктирная линия указывает положение бывшего уровня примеси, штрихпунктирная — положение уровня Ферми при низких температурах. в) Сильно легированный полупроводник. Пунктирными линиями указаны бывшие границы зон проводимости и валентной, штрихпунктирной — уровень Ферми в отсутствие компенсации. г) Сильно легированный компенсированный полупроводник.

будем далее пользоваться. При этом второе из неравенств (1.1) есть частный случай (IV.7.8) при квантовом числе $n = 1$. Полупроводники, параметры которых удовлетворяют неравенствам (1.1), называются *слабо легированными*. С ними мы имели дело, в частности, в §§ IV.7 и XIV.5, изучая энергетический спектр мелких доноров и акцепторов и рассеяние на заряженной примеси.

Заметим, что в этом случае радиус экранирования должен превышать «радиус орбиты», иначе отдельный атом примеси вообще не мог бы создать дискретный уровень (§ XVII.8). В справедливости неравенства

$$r_0 > a_B \quad (1.2)$$

в слабо легированных полупроводниках можно убедиться, пользуясь явными выражениями для радиуса экранирования (П. XII.6а, б) (эти выражения справедливы, если экранирование обусловлено только перераспределением свободных зарядов). В отсутствие вырождения и при полном вырождении мы имеем, соответственно,

$$\frac{r_0}{a_B} = \left(\frac{1}{8\pi} \frac{1}{na_B^3} \frac{kT}{E_B} \right)^{1/3} \quad (1.3а)$$

и

$$\frac{r_0}{a_B} = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/3} (n^{1/3} a_B)^{-1/2}. \quad (1.3б)$$

Здесь n — концентрация электронов, $E_B = mc^4/2\varepsilon^2\hbar^2$ — боровская энергия в кристалле.

Полагая теперь $n = N_t$ и пользуясь вторым из неравенств (1.1), видим, что соотношение (1.2) удовлетворяется в широком интервале концентраций примеси.

При повышении концентрации примеси сильные неравенства (1.1) рано или поздно перестанут выполняться. Прежде всего нарушится первое из них: электрон, локализованный вблизи одного из атомов примеси, начнет испытывать воздействие и со стороны других примесных атомов. В результате его энергетический уровень, оставаясь дискретным (пока соблюдается второе из неравенств (1.1)), несколько сдвинется по энергии. Величина этого сдвига зависит от расположения других примесных атомов относительно центра локализации: она тем больше, чем больше атомов примеси отстоит от данного на расстояние, не превышающее примерно r_0 . Однако распределение примеси в решетке никогда не бывает строго упорядоченным (см. Приложение XIII). Даже при постоянной по образцу средней концентрации примеси всегда имеют место локальные флуктуации концентрации. Поэтому и сдвиг энергии примесного уровня относительно E_c оказывается случайным и различным в разных местах образца. Иначе говоря, в запрещенной зоне вместо одного дискретного уровня появляется некоторый их набор (рис. 19.1, б). Это явление называется *классическим уширением уровней*.

При дальнейшем увеличении концентрации примеси знак строгого неравенства исчезает и во втором из условий (1.1). Тогда становится заметным перекрытие волновых функций электронов,

локализованных на различных (в основном соседних) атомах примеси, и примесный уровень «размывается» в примесную зону (§ IV.7). Об этом эффекте говорят как о *квантовом уширении уровней*.

Полупроводники, в которых образовалась примесная зона, отделенная запрещенными участками как от валентной зоны, так и от зоны проводимости, называют *промежуточно легированными*.

В германии, легированном донорами V группы, эффекты, связанные с образованием примесной зоны, становятся экспериментально заметными при $N_i \simeq 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При дальнейшем увеличении концентрации примеси примесная зона продолжает расширяться и в конце концов сливается (в образце *n*-типа) с зоной проводимости (рис. 19.1, в). Энергия активации примеси при этом обращается в нуль. В таком материале уже нельзя проводить четкое различие между зоной проводимости и примесной: имеется единая область дозванных значений энергии, проникающая в глубь запрещенной зоны*). Эту область мы тоже будем называть «примесной».

Полупроводник, в котором примесная зона слилась с ближайшей к ней «собственной» зоной кристалла, называется *сильно легированным*.

Более тщательное исследование (см. ниже § 2) показывает, что даже при легировании примесью только одного типа новая область спектра возникает у обеих собственных зон кристалла. Компенсация приводит лишь к расширению этой области и к очевидному смещению уровня Ферми (рис. 19.1, г).

§ 2. Особенности сильно легированных полупроводников

Две особенности сильно легированных полупроводников видны непосредственно из рис. 19.1, в, г.

Во-первых, в некомпенсированном материале уровень Ферми попадает в дозвленную область энергий: в сильно легированном некомпенсированном полупроводнике имеет место вырождение газа основных носителей заряда. По этой причине такие материалы часто называют вырожденными.

Во-вторых, в сильно (и промежуточно) легированном материале взаимодействие электронов и дырок с примесями играет двоякую роль: формируя определенные участки энергетического спектра системы, оно вместе с тем обуславливает и рассеяние носителей заряда (в том числе и тех, которые движутся в «примесных» областях спектра). С другой стороны, в условиях слабого легирования это взаимодействие играет альтернативную роль: оно либо создает

*) Здесь и в аналогичных случаях в дальнейшем термины «запрещенная зона», «эффективная масса» и т. д. относятся к соответствующему нелегированному полупроводнику.