

$E'_v < E < E'_c$  — дискретному. Соответственно меняется и вид волновых функций: носители заряда, находящиеся в состояниях первого типа, можно с отличной от нуля вероятностью обнаружить в любой точке образца; в состояниях второго типа они локализованы вблизи соответствующих потенциальных ям. При изучении явлений переноса именно величины  $E'_c$  и  $E'_v$  надо рассматривать как границы запрещенной зоны.

### § 3. Иерархия энергий

В различных явлениях относительная роль носителей заряда различных энергий оказывается различной. Так, при вычислении уровня Ферми важен вклад электронов от всех возможных состояний; в явлениях переноса в вырожденном материале главную роль играют носители заряда с энергией, близкой к фермиевской; при исследовании края оптического поглощения важны электроны и дырки вблизи границ зон и в примесных областях спектра. Особенности сильно легированных полупроводников, рассмотренные в предыдущем параграфе, по-разному сказываются на поведении носителей заряда различных энергий и, следовательно, в разных эффектах проявляются по-разному.

Рассмотрим сначала некомпенсированный и, следовательно, вырожденный материал (для определенности  $n$ -типа).

При вычислении уровня Ферми следует принять во внимание три характерные величины: отсчитанную от дна зоны среднюю энергию электронов, которой бы они обладали в идеальном кристалле,  $E_k$  (мы будем для краткости называть ее «кинетической»), среднюю потенциальную энергию взаимодействия их друг с другом  $E_{ee}$  и с примесью  $E_{et}$ . По порядку величины мы имеем (при параболическом законе дисперсии) \*)

$$E_k \simeq \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{m}, \quad E_{ee} \simeq \frac{e^2 n^{1/3}}{\varepsilon}, \quad E_{et} \simeq \frac{e^2}{\varepsilon} N_t^{1/3}. \quad (3.1)$$

Следовательно,

$$\frac{E_k}{E_{ee}} \sim a_B n^{1/3}, \quad \frac{E_k}{E_{et}} \sim a_B n^{1/3} \left( \frac{n}{N_t} \right)^{1/3}. \quad (3.2)$$

Видим, что относительная роль «кинетической» энергии повышается при увеличении концентрации носителей заряда. Это есть следствие параболичности закона дисперсии и того факта, что электроны подчиняются статистике Ферми (§ V.6). Величины  $a_B n^{1/3}$  и  $a_B N_t^{1/3}$  называются параметрами сильного легирования. Теорию сильно легированных некомпенсированных полупроводников обычно строят в предположении, что

$$a_B n^{1/3} \gg 1, \quad a_B N_t^{1/3} \gg 1. \quad (3.3)$$

\*) Мы опускаем несущественные для дальнейшего численные коэффициенты.

Условия (3.3) довольно хорошо выполняются в материалах с малыми эффективными массами — сплавах висмута с сурьмой, соединениях PbS, PbTe и т. д. В полупроводниках типа германия левые части неравенств (3.3) даже при наибольших достижимых концентрациях примеси лишь незначительно превышают единицу. Тем не менее расчеты, выполненные в предположениях (3.3), все же дают известную ориентацию в свойствах сильно легированных материалов.

В условиях (3.3) «кинетическая» энергия свободных носителей заряда значительно превышает  $E_{ee}$  и  $E_{et}$ . Далее, согласно (1.3а, б) при изменении знаков неравенств (1.1) радиус экранирования оказывается значительно меньше  $a_B$ , но больше  $N_t^{-1/3}$ . По этой причине эффект экранирования должен значительно уменьшить концентрацию примесных состояний по сравнению с  $N_t$ . Иначе говоря, при любой температуре большинство электронов должно перейти в область непрерывного спектра. И действительно, расчет, выполненный методами многоэлектронной теории твердого тела [2], показывает, что в рассматриваемых условиях

$$\frac{N_t - n}{N_t} \sim (N_t a_B^3)^{-3/5}. \quad (3.4)$$

Таким образом, в сильно легированном некомпенсированном полупроводнике положение уровня Ферми близко к тому, что имело бы место в идеальном вырожденном газе носителей заряда с концентрацией  $n \simeq N_t$ : с точностью до малых величин оно дается (в электронном образце) формулой (V.6.2). Эти соображения, в частности, позволяют оценивать величину сдвига Бурштейна—Мосса (см. § XVIII.7) в рассматриваемом материале так, как если бы примесь вообще не влияла на поведение свободных носителей заряда.

Обратимся теперь к явлениям переноса в электрическом, магнитном и температурном полях. Согласно (XIV.2.226) в рассматриваемом случае теория, основанная на кинетическом уравнении Больцмана, оправдана, коль скоро выполняется неравенство (2.1), в котором в качестве  $\tau(E)$  надо использовать время релаксации, обусловленное рассеянием носителей заряда атомами заряженной примеси. Согласно (XIV.5.19) с точностью до несущественных численных множителей порядка единицы

$$\frac{1}{\tau(E)} \simeq \frac{e^4 N_t}{\varepsilon^2 E^{3/2} \sqrt{m}} \ln \frac{m E r_0^2}{\hbar^2}. \quad (3.5)$$

При  $E = \xi$  мы получаем, с учетом (V.6.2),

$$\frac{\hbar}{\tau(\xi)} \simeq \frac{N_t}{n} \frac{m e^4}{\varepsilon^2 \hbar^2} \ln (n^{2/3} r_0^2).$$

Как уже отмечалось, в рассматриваемых материалах  $n \simeq N_t$ . Поскольку  $\ln(n^{2/3} r_0^2)$ , как правило, не превышает нескольких

единиц, неравенство (2.1) принимает вид

$$n^2/a_B^3 \gg 1. \quad (3.6)$$

В условиях (3.3) это неравенство действительно выполняется.

Видим, что в рассматриваемых материалах роль примеси в явлениях переноса состоит лишь в рассеянии носителей заряда. Представление о законе дисперсии в области  $E \sim F - E_c = \zeta$  сохраняет смысл. Вместе с тем относительное изменение подвижности в результате примесного рассеяния может оказаться очень значительным. Так, в *n*-Ge, содержащем  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> мелких доноров, подвижность электронов при комнатной температуре близка к 250 см<sup>2</sup>/В·с (а не 3800 см<sup>2</sup>/В·с, что было бы в чистом материале).

Итак, на большинство термодинамических, электрических и оптических характеристик сильно легированных некомпенсированных полупроводников существенное влияние оказывает лишь первая особенность этих материалов — фермиевское вырождение газа свободных носителей заряда. Причина этого очевидна: примесная область спектра не играет роли в рассматриваемых явлениях. Исключения составляют спектральная зависимость коэффициента рекомбинационного излучения (§ 6) и вольтамперная характеристика туннельного диода (§ VIII.3 и § 5).

Положение меняется в сильно компенсированных материалах, содержащих как мелкие доноры, так и мелкие акцепторы, причем

$$\frac{|N_d - N_a|}{N_d} \ll 1. \quad (3.7)$$

Концентрация свободных носителей заряда здесь невелика и уровень Ферми расположен в запрещенной зоне. Следовательно, газ носителей заряда не вырожден вплоть до довольно низких температур, а относительная роль различных видов энергии оказывается совсем не такой, как в отсутствие компенсации. Важную роль здесь играет взаимодействие носителей заряда с примесными атомами и все особенности сильно легированных полупроводников (кроме первой) проявляются в полной мере.

#### § 4. Плотность состояний

Особенности сильно легированных полупроводников, связанные с ролью случайного поля примеси и с многоэлектронными эффектами, делают сравнительно малоэффективной привычную нам схему исследования электронных свойств этих материалов. Вместо закона дисперсии здесь целесообразно использовать другие понятия — с одной стороны, более общие, чем представление об этом законе, а с другой — более простые, чем волновая функция всей многоэлектронной системы. Важнейшее из таких понятий есть плотность состояний. Оно возникает уже в обычной зонной