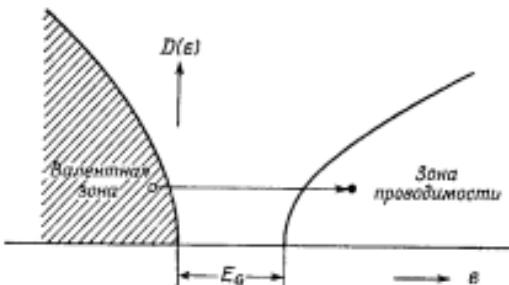


На фиг. 79 и 80 изображены случаи, когда некоторая зона при  $0^{\circ}\text{K}$  полностью заполнена или почти пуста. При более высоких температурах электроны распределены как в нижней, так и в верхней энергетических зонах. На схемах приведены как распределения электронов, так и распределения дырок. При рассмотрении верхней зоны удобнее пользоваться представлением о распределении электронов, а при рассмотрении нижней — распределением дырок.

### § 5. Полупроводники

Теория полупроводников — одна из важнейших областей применения статистики Ферми. В задачах мы предложим рассмотреть ряд соответствующих примеров. Однако основные положения будут приведены здесь<sup>1)</sup>.

*Полупроводниками с собственной проводимостью* (собственными полупроводниками) называют такие материалы, в которых при

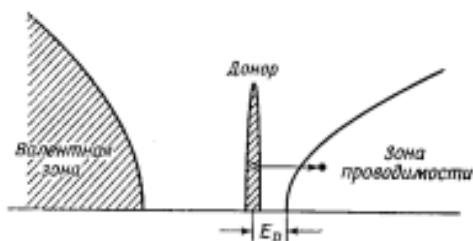


Фиг. 81. Полупроводник с собственной проводимостью

$0^{\circ}\text{K}$  имеются целиком заполненные зоны (называемые *валентными зонами*) и совершенно пустые зоны (часто называемые *зонами проводимости*). При конечных температурах возбужденные электроны переходят из нижней зоны в верхнюю. Как электроны, так и дырки, появившиеся при таких переходах в верхней и нижней зонах, обусловливают возникновение электропроводности. В результате кристалл, который был диэлектриком при  $0^{\circ}\text{K}$ , при более высоких температурах становится проводником. Температура, при которой появляется проводимость, зависит от ширины запрещенной зоны  $E_g$  между валентной зоной и зоной проводимости (фиг. 81).

<sup>1)</sup> С современной теорией полупроводников можно ознакомиться по монографии Шокли [8]. — Прим. ред.

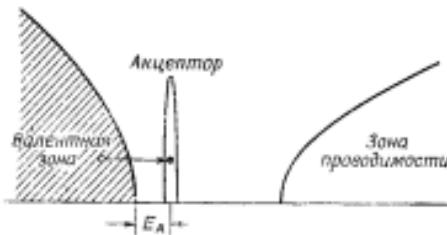
*Примесные полупроводники.* Некоторые кристаллы со сравнительно большой шириной запрещенной зоны обнаруживают проводимость при сравнительно низких температурах только в том



Ф и г. 82

случае, когда они содержат примеси. Это объясняется тем, что примеси создают новые уровни между валентной зоной и зоной проводимости (т. е. внутри запрещенной зоны). Существует два типа примесных полупроводников.

В полупроводниках *p*-типа имеются примесные уровни, заполненные электронами при 0° К. При более высоких температурах



Ф и г. 83

электроны переходят с этих уровней в зону проводимости, в результате чего возникает электропроводность. Примеси, которым принадлежат такие уровни, называются *донорами*. В качестве примера можно назвать примеси Р или As в Ge (фиг. 82).

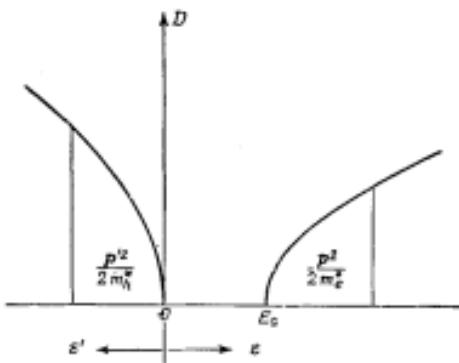
В полупроводниках *p*-типа имеются примесные уровни, не занятые электронами при 0° К. При конечных температурах электроны переходят из заполненной (валентной) зоны на эти уровни. При этом в валентной зоне появляются дырки, которые обуславливают проводимость. В этом случае примесные атомы называются *акцепторами*. Примером акцепторов являются В или Al в Ge (фиг. 83).

*Эффективная масса электронов и дырок.* Как энергия электрона в зоне проводимости, так и энергия дырки в валентной

зоне, вообще говоря, довольно сложным образом зависят от импульса. Однако обычно мы имеем дело только с электронами, находящимися вблизи дна зоны проводимости, или с дырками, находящимися вблизи вершины валентной зоны. В этих случаях можно пользоваться простым приближением

$$\begin{aligned} e(\mathbf{p}) &= E_0 + \frac{1}{2m_e^*} \mathbf{p}^2 && \text{(электроны),} \\ e'(\mathbf{p}') &= -\frac{1}{2m_h^*} \mathbf{p}'^2 && \text{(дырки).} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Это означает, что электроны в зоне проводимости ведут себя как свободные электроны с массой  $m_e^*$ , а дырки в валентной зоне — как свободные позитроны с массой  $m_h^*$  и зарядом  $|e|$ . Величины



Фиг. 84.

$m_e^*$  и  $m_h^*$  называются *эффективными массами*. Вообще говоря, эффективная масса является тензорной величиной и зависит от импульса частицы. В предположении (4.13) плотность состояний  $D$  ( $e$ ) становится простой параболической функцией (фиг. 84) подобно тому, как это имеет место для свободных электронов.

### § 6. Статистика Бозе. Жидкий гелий<sup>1)</sup>

Для бозонов справедливы следующие формулы (см. гл. 1, § 15):

$$\bar{n}_\tau = \frac{1}{e^{(e_\tau - \mu)/kT} - 1}, \quad (4.14)$$

$$E = \sum \varepsilon_\tau \bar{n}_\tau = \sum_\tau \frac{\varepsilon_\tau}{e^{(e_\tau - \mu)/kT} - 1}, \quad (4.15)$$

<sup>1)</sup> См. также книгу Хуана [9]. — Прим. ред.