

положений, сделанных в контексте приближения эффективной массы. В Si и Ge вместо изотропного параболического минимума находим ряд эквивалентных минимумов, центрированных вокруг k -векторов звезды в зоне Бриллюэна. Энергетические поверхности вблизи

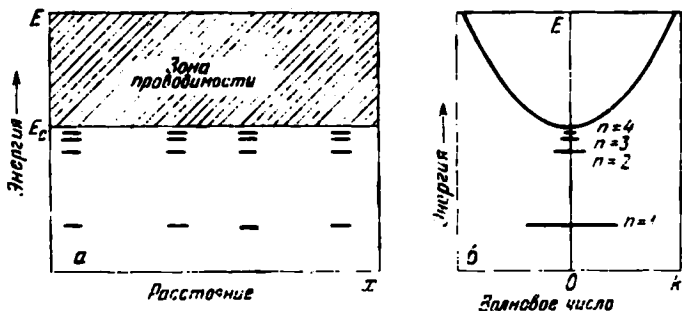


Рис. 18. Примесные уровни в зонной модели: a — на диаграмме энергия — пространственная координата локализованные примесные уровни лежат под делокализованными состояниями зоны проводимости; b — на $E-k$ -диаграмме локализованные примесные уровни лежат под минимумом зоны проводимости (предполагаемым здесь изотропным и параболическим). Ширина примесных уровней дает меру протяженности состояния в k -пространстве, согласно (2.14).

этих минимумов являются эллипсоидами вращения, которые определяются двумя эффективными массами:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{k_i^2}{m_l} + \frac{k_j^2 + k_k^2}{m_t} \right). \quad (2.15)$$

Здесь m_l — продольная, а m_t — поперечная массы (обратная кривизна параллельно и перпендикулярно большой оси этих эллипсоидов). k_i , k_j , k_k — компоненты k в подходящим образом ориентированной системе декартовых координат с центром на соответственном k -векторе данного минимума k_c . Мы трактуем эту аналогию, составляя уравнение эффективной массы (2.11) для каждого экстремума и записывая оператор кинетической энергии в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m_l} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} - \frac{\hbar^2}{2m_t} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_j^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_k^2} \right). \quad (2.16)$$

Вследствие эллиптической формы энергетических поверхностей появляется выделенное направление. Собственные значения уравнения Шредингера (2.11), которые были вырожденными в изотропном случае, тогда расщепляются. Расщепившиеся уровни классифицируются дополнительным квантовым числом m , которое соответствует магнитному квантовому числу в случае свободного атома. Появляются, следовательно, отклонения от кулоновского спектра.