

лизованные состояния зонной модели. Зонная модель теряет справедливость при рассмотрении сплавов или аморфных фаз. В какой степени можно тогда все еще применять концепции зонной модели, мы рассмотрим в гл. 3. Там мы обсудим также локализацию электронов, связавшую с нарушением периодичности.

Введение *среднего межэлектронного взаимодействия* необходимо, чтобы можно было, в одноэлектронном приближении, считать возможные состояния рассматриваемого электрона полностью не зависящими от заполнения электронами других состояний. Поведение блоховского электрона всецело определяется периодическим потенциалом, в котором он движется. Это подразумевает пренебрежение *корреляциями* между валентными электронами в кристалле. В следующем параграфе мы исследуем, в какой мере можно включить корреляции в зонную модель. Мы обнаружим, что в так называемой модели Хаббарда можно проследить переход от нелокального описания электронов посредством зонной модели к локальному их описанию.

Экспериментальные признаки несостоятельности зонной модели наиболее очевидны в твердых телах, зонная структура которых содержит узкие *d*-зоны. Нам знакомы такие зоны по переходным металлам (см., например, ч. I, рис. 34). Там, однако, нет аномалий, поскольку *d*-зоны перекрываются *s*-зоной. Во многих *соединениях переходных металлов* относительное расположение зон смещено таким образом, что *d*-зоны отделены от более низких и более высоких зон и охватывают область энергий, в которой лежит энергия Ферми. Согласно зонной модели все эти соединения должны бы быть металлами (поскольку их *d*-зоны заполнены не полностью). В действительности, однако, среди них можно найти как металлы, так и изоляторы с различием в проводимости порядка  $10^{20}$ . Некоторые из них с увеличением температуры претерпевают переход из изоляторов в металлы. Такие (и другие) *переходы металл — изолятор* мы рассмотрим в § 9.

Предположение *слабой электрон-фононной связи* было использовано для определения концепции полярона в гл. VIII, ч. II. Единственно, чем эта квазичастица отличается существенно от блоховского электрона, это — ее эффективной массой  $m^{**}$  [см. (ч. II.50.15)]. Частичное включение электрон-фононной связи в зонную модель оказывается недостаточным, если связь становится слишком сильной [параметр связи  $\alpha$ , определенный в (ч. II.50.14), становится слишком большим]. Это приводит к предельному случаю *малого полярона*, который в гл. VIII, ч. II не рассматривался. Мы обсудим его в § 11. Представленная в гл. VIII ч. II теория переноса исходила из уравнения Больцмана. Мы увидим, что когда теряет силу одноэлектронное приближение, уравнение Больцмана не является более справедливым (§ 10). В этой связи мы вводим более общее выражение для проводимости — *формулу Кубо*.