

где c и n — постоянные, зависящие от типа кристаллической структуры. На рис. 2.17 показана такая зависимость для ряда двойных соединений со структурой NaCl *). Подобная зависимость имеет место и для двойных соединений с другими структурами.

В кристаллах двойных соединений элементов II и VI групп $A^{II}B^{VI}$, имеющих одинаковую кристаллическую структуру (ZnS, ZnTe, HgTe и др.), наблюдается четкая зависимость E_g от среднего порядкового номера элементов $Z = \frac{1}{2}(Z_A + Z_B)$: E_g уменьшается при увеличении Z .

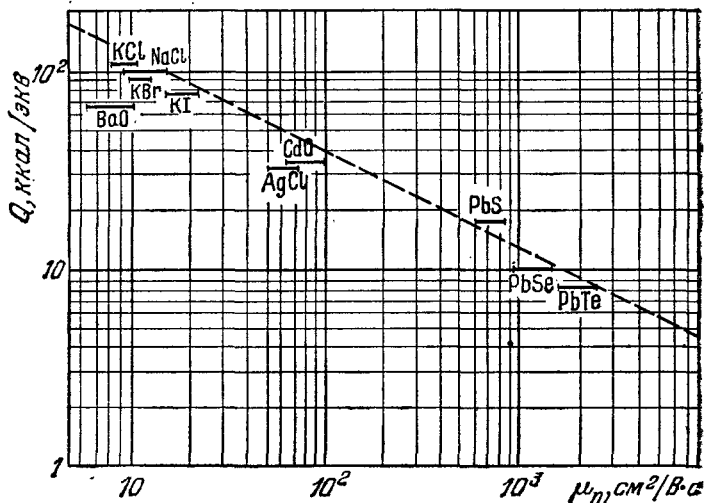


Рис. 2.17. Зависимость подвижности электронов от теплоты образования кристалла для двойных соединений со структурой NaCl.

Существуют также зависимости E_g и μ от других макроскопических величин, отражающих характер химических связей. Хотя такие закономерности носят полуэмпирический характер, они тем не менее представляют большой интерес, так как, во-первых, являются хорошим подтверждением правильности общих представлений о тесной зависимости между типом химической связи и полупроводниковыми свойствами и, во-вторых, могут быть полезны для суждения об электрических свойствах новых полупроводниковых материалов.

§ 8. Полупроводники с малой подвижностью

В различных полупроводниках движение электронов может иметь весьма различный характер. Для разъяснения этого обстоятельства оценим величину средней длины свободного пробега элек-

*) Из работы В. П. Жузе, ЖТФ 25, 2079 (1955).

тронов $l = v_T \tau$. Значение τ можно найти из величины подвижности μ (формула (I.3.13)). Полагая для оценки порядка величин $m = m_0 = 9 \cdot 10^{-28}$ г и $v_T \simeq 1 \cdot 10^7$ см \cdot с $^{-1}$ (300 К), находим

$$l \simeq 5 \cdot 10^{-9} \mu \text{ (см)},$$

где μ — в см 2 \cdot с $^{-1}$ \cdot В $^{-1}$.

Сравним теперь эту величину, во-первых, с длиной волны де Бройля, которая при 300 К ($m = m_0$) равна $\lambda = 7 \cdot 10^{-7}$ см, и, во-вторых, с постоянной решетки кристалла a , которая для большинства кристаллов лежит в пределах $(3-6) \cdot 10^{-8}$ см. Мы видим, что в полупроводниках, в которых $\mu \lesssim 100$ см 2 \cdot с $^{-1}$ \cdot В $^{-1}$, значения $l < \lambda$, а при подвижности $\mu \lesssim 10$ см 2 \cdot с $^{-1}$ \cdot В $^{-1}$ величина l становится даже меньше постоянной решетки a .

Приведенные выше оценки показывают, что следует различать два случая. В полупроводниках с большой подвижностью ($\mu \gtrsim 100$ см 2 \cdot с $^{-1}$ \cdot В $^{-1}$) электроны за время свободного пробега успевают пройти пути, содержащие много постоянных решетки. Это движение с хорошим приближением можно рассматривать как движение в периодическом поле кристалла, которое лишь от времени до времени нарушается процессами рассеяния, скачкообразно изменяющими энергию и импульс электрона. Именно к таким полупроводникам с большой подвижностью (германий, кремний, соединения A III B V и др.) применима зонная теория, рассматриваемая в гл. III, IV.

Напротив, в полупроводниках с малой подвижностью ($\mu \lesssim 10$ см 2 \cdot с $^{-1}$ \cdot В $^{-1}$) движение электронов имеет совсем другой характер. В этом случае гораздо правильнее представлять, что электроны преимущественно связаны с определенными атомами решетки и сравнительно редко перескакивают между соседними узлами решетки. Существование такого «прыжкового» механизма электропроводности было впервые указано А. Ф. Иоффе и, независимо, Н. Моттом. К полупроводникам с малой подвижностью зонная теория неприменима.

Впрочем, как показывают оптические и электрические измерения, и в таких полупроводниках существуют зоны разрешенных и запрещенных энергий. Отсюда можно заключить, что представление об энергетических зонах является гораздо более общим, чем это следует из их обоснования в зонной теории (ср. гл. XVII, гл. XIX).

Оба механизма электропроводности характеризуются различной зависимостью подвижности от температуры, о чем уже упоминалось в § I.5. В чистых полупроводниках с большой подвижностью повышение температуры всегда уменьшает величину подвижности. В полупроводниках с малой подвижностью при повышении температуры увеличивается вероятность перескоков электронов, и поэтому подвижность тоже увеличивается.

Отметим также, что прыжковый механизм электропроводности может проявляться при известных условиях и в полупроводниках

с большой подвижностью при очень низких температурах. Так, например, в германии, содержащем доноры и акцепторы (при концентрациях $< 10^{15} \text{ см}^{-3}$, когда еще не проявляется так называемая проводимость в примесной зоне, ср. гл. IV), при гелиевых температурах концентрация подвижных электронов или, соответственно, дырок в зонах ничтожно мала, так как практически все они локализованы на примесных атомах. Однако и в этом случае все же наблюдается очень малая электропроводность, которая, по-видимому, обусловлена прыжковым механизмом.

§ 9. Примесные атомы

Кристалл, в котором все узлы решетки заполнены только атомами данного вещества и решетка которого безгранично простирается во всех направлениях, мы будем называть идеальным кристаллом. Однако все реальные кристаллы имеют различные несовершенства, искажающие строгую периодичность кристаллической решетки.

Исследование особенностей дифракции рентгеновских лучей показывает, что в реальных кристаллах правильное расположение атомов в решетке сохраняется лишь в пределах небольших областей с линейными размерами $\sim 0,1 \div 1 \text{ мкм}$. Сами же эти области слегка разориентированы друг относительно друга (повернуты на малые углы), образуя так называемую мозаичную структуру.

Другим типом несовершенств являются примесные атомы. Последние могут быть в решетке кристалла в двух состояниях: либо занимать узлы решетки, замещая некоторые атомы основного вещества кристалла (твердый раствор замещения), либо внедряться между узлами решетки (твердый раствор внедрения). В обоих случаях каждая примесь характеризуется определенной максимальной растворимостью, т. е. максимальной концентрацией примесных атомов, которую можно создать в решетке при данной температуре при термодинамическом равновесии. Отметим также, что оба типа твердых растворов сильно отличаются по величине коэффициентов диффузии примесей: как правило, при одной и той же температуре коэффициенты диффузии междоузельных атомов на несколько порядков больше, чем коэффициенты диффузии узельных атомов.

Несовершенствами в реальных кристаллах являются также пустые узлы решетки или вакансии, линейные дислокации и винтовые дислокации (см. ниже). Указанные несовершенства могут создавать дополнительные уровни энергии электронов, которые влияют на многие физические процессы в полупроводниках.

Рассмотрим сначала поведение примесных атомов. Наиболее простой и ясный случай мы имеем для примесей элементов III и V групп периодической системы в полупроводниках подгруппы IVB