

## § 2. Механизмы поглощения

Процессы поглощения света следует классифицировать по тому, на что непосредственно расходуется энергия поглощенных фотонов. Можно выделить следующие механизмы:

1) Решеточное поглощение: электромагнитная волна непосредственно возбуждает колебания решетки. Этот механизм поглощения особенно важен в ионных кристаллах, в которых генерация оптических фононов приводит к заметному изменению вектора поляризации; однако такое поглощение наблюдается и в гомеополярных материалах. Его испытывают волны, частоты которых близки к предельной частоте оптических фононов  $\omega_0$  (§ XII.3). (Обычно это соответствует энергии в несколько сотых долей электрон-вольта.)

2) Поглощение свободными носителями заряда: энергия расходуется на создание тока высокой (оптической) частоты и в конечном счете переходит в джоулево тепло.

3) Примесное поглощение: энергия поглощается носителями заряда, локализованными на примесных или иных структурных дефектах решетки. Она расходуется либо на перевод носителей с основного уровня примесного центра на возбужденный, либо на ионизацию примеси. В последнем случае электроны (дырки) попадают в зону проводимости (валентную), т. е. имеет место внутренний примесный фотоэффект. Таким путем можно определять энергии ионизации ряда примесей.

4) Междузонное поглощение: энергия фотона расходуется на создание пары «электрон проводимости + дырка». В отсутствие сильного электрического поля и/или большой концентрации примеси этот тип поглощения опознается по наличию граничной частоты  $\omega_m$ , близкой к  $E_g/\hbar$ . При  $\omega < \omega_m$  поглощение этого типа отсутствует. Следует, однако, заметить, что вид спектра поглощения вблизи частоты  $\omega = \omega_m$  в разных материалах оказывается различным. На рис. 18.2 представлен спектр поглощения арсенида галлия\*). Видны два края поглощения. Первый из них приблизительно

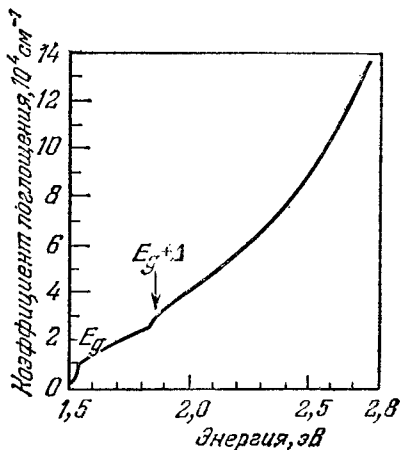


Рис. 18.2. Спектр поглощения пленки арсенида галлия.

\*) По данным работы *M. Sturge, Phys. Rev. 127, 768 (1962)*.

соответствует значению  $\hbar\omega_m = E_g^*$ ), второй отвечает энергии  $E_g + \Delta$ , где  $\Delta$  — расстояние между потолком валентной зоны и верхним краем валентной подзоны, отщепленной из-за спин-орбитального взаимодействия.

Примерно такие же (в измененном масштабе частот) кривые получаются и при исследовании многих других материалов — антимонида и арсенида индия, антимионида галлия и др. С другой стороны, у ряда интересных полупроводников частотная зависимость

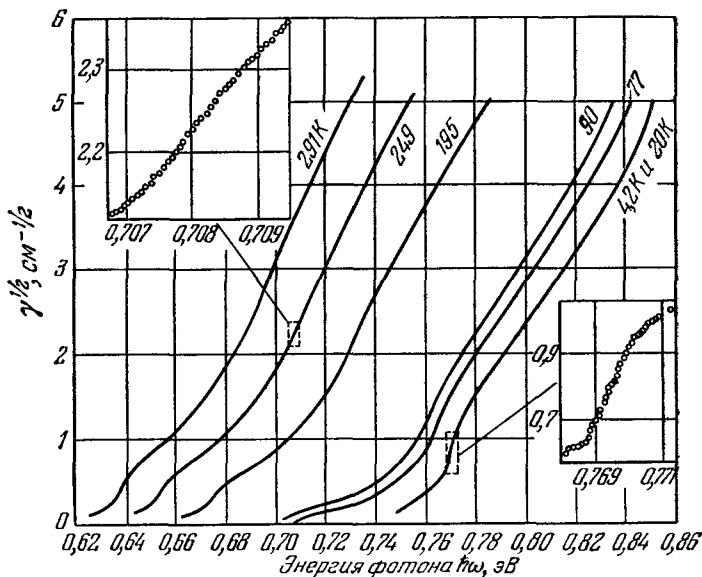


Рис. 18.3. Край поглощения германия при различных температурах.

и величина коэффициента поглощения вблизи красной границы оказываются существенно иными. Так, на рис. 18.3 изображен ход коэффициента поглощения света в германии при различных температурах\*\*). При  $\omega = \omega_m$  ( $\hbar\omega_m = E_g = 0,66$  эВ при комнатной температуре) коэффициент поглощения относительно мал; он становится сравнимым с тем, что наблюдается в арсениде галлия, лишь при  $\hbar\omega \simeq E_g + 0,1$  эВ. Похожая картина (в другом масштабе частот) наблюдается также в кремнии, фосфиде галлия и других материалах. Как будет видно из дальнейшего (§ 5, 7, 9), это различие

\*) Как будет показано в § 4, вблизи красной границы коэффициент поглощения очень мал, поэтому поглощение становится заметным при несколько больших частотах.

\*\*\*) По данным работы G. G. Macfarlane, T. P. McLean, J. E. Quarrington, V. Roberts, Phys. Rev. 108, 1377 (1957).

имеет глубокую физическую природу: оно обусловлено тем, что в материалах первого типа экстремумы зон проводимости и валентной лежат в одной точке зоны Бриллюэна, а в материалах второго типа — в разных.

5) Экситонное поглощение: энергия фотона расходуется на образование экситона.

В материалах первого типа экситонному поглощению отвечают узкие пики  $\gamma$  при частотах, несколько меньших  $\omega_m$ ; в материалах второго типа вместо пиков наблюдаются «ступеньки».

### § 3. Поглощение и отражение электромагнитных волн газом свободных носителей заряда

Рассмотрим поглощение света свободными носителями заряда с изотропным законом дисперсии. Комплексная электропроводность такой системы вычислена в § XIII.8 с помощью кинетического уравнения Больцмана. Согласно (XIII.8.6) и (1.21')

$$\gamma = \frac{4\pi e^2}{3c\epsilon_0^{1/2}} \int_0^\infty \frac{N(E) \tau(E) v^2(E)}{1 + \omega^2 \tau^2(E)} (-f'_0) dE. \quad (3.1)$$

Начало отсчета энергии здесь совмещено с нижней границей соответствующей зоны.

В отсутствие вырождения  $-f'_0 = \frac{1}{kT} \exp \frac{F-E}{kT}$  и, как и в статическом случае (§ XIII.7), правая часть (3.1) оказывается пропорциональной концентрации электронов  $n$ .

Коэффициент поглощения (3.1) обращается в нуль как при очень сильном рассеянии ( $\tau \rightarrow 0$ ), так и в отсутствие его ( $\tau \rightarrow \infty$ ). В первом случае носители заряда практически не могут свободно двигаться и образец, в сущности, представляет собой диэлектрик. Во втором случае функция распределения не успевает изменяться вместе с полем (§ XIII.8). В результате обращается в нуль компонента плотности тока, синфазная с полем, и поглощение энергии отсутствует.

Явный вид функции  $\gamma(\omega)$  зависит, вообще говоря, от механизма рассеяния. Положение упрощается, если частота достаточно велика, так что в существенном интервале энергий время релаксации удовлетворяет условию

$$(\omega\tau)^2 \equiv \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \tau\right)^2 \gg 1. \quad (3.2)$$

При этом равенство (3.1) принимает вид

$$\gamma = \frac{C}{\omega^2} \sim \lambda^2. \quad (3.3)$$