

## 1.2. Поглощение света в полупроводниках

### 1.2.1. Основные виды поглощения

Поглощение фотонов твердым телом сопровождается передачей энергии фотона электрону или атомам. Интенсивность светового потока  $J$  при прохождении в теле расстояния  $x$  уменьшается от исходного значения  $J_0$  экспоненциально в соответствии с законом Бугера – Ламберта:

$$J = J_0 \exp(-\alpha x) \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения, определяющий вероятность поглощения фотона на единичной длине.

Вид спектра оптического поглощения полупроводника, то есть зависимость  $\alpha$  от частоты  $\nu$  или длины волны падающего света  $\lambda$ , определяется характером и концентрацией поглощающих центров, которыми могут быть свободные и связанные

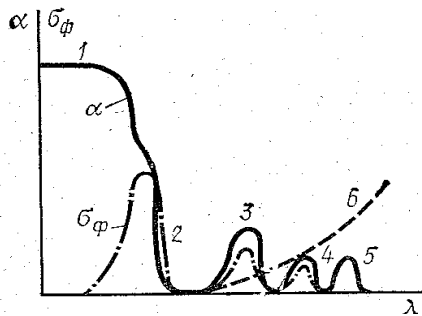


Рис. 3. Спектры поглощения (1, 2) и фотопроводимости (3–6)

электроны, а также кристаллическая решетка (рис. 3).

*Собственное* поглощение в полупроводнике сопровождается образованием пар неравновесных носителей заряда электрон-дырка и возникновением фотопроводимости  $\sigma_{\phi}$ . На спектре оптического поглощения полупроводника такое явление обуславливает проявление ступеньки в области граничной частоты, которую называют краем собственного поглощения (рис. 3, участок 1–2). Это позволяет определять ширину запрещенной зоны материала  $E_g$  по граничной частоте  $E_g/h$ . Смещение края собственного поглощения от длины волны, соответствующей  $h/E_g$ , происходит в соответствии с особенностями зонной структуры полупроводника. Так, в спектре поглощения двудольных полупроводников (GaAs, GaSb, InP и др.) присутствуют два края поглощения, обусловленные переходами электрона в разные долины зоны проводимости. Для непрямозонных материалов (Si, Ge, GaP и др.) край поглощения смещен в коротковолновую область спектра, поскольку более вероятным прямым (вертикальным) переходам соответствует энергия большая, чем зазор между

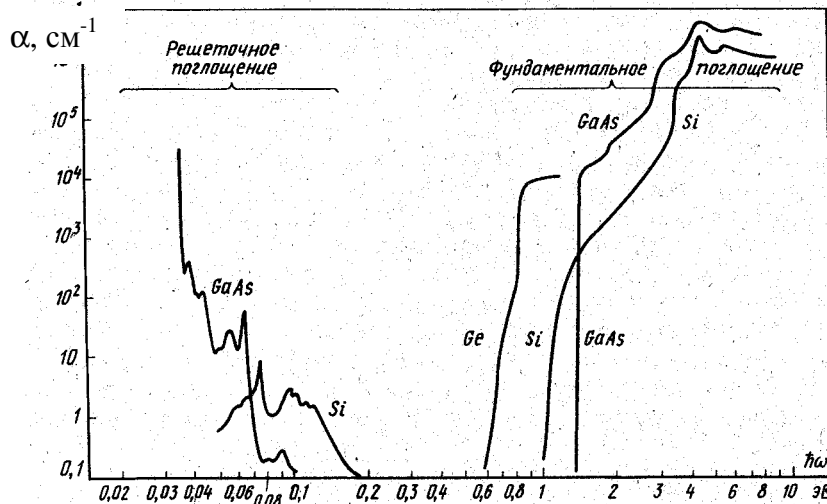


Рис. 4. Спектры собственного поглощения полупроводников.

потолком валентной зоны и дном зоны проводимости (рис. 4). Сведения по закономерностям данного вида поглощения подробнее представлены в источнике [16].

*Примесное* поглощение приводит к возбуждению или

ионизации примеси (рис. 3, области 4 и 3 соответственно). Если электрон в таком случае переходит в зону (проводимости) или из зоны (валентной), то происходит генерация неравновесных носителей заряда и увеличение проводимости материала (рис. 3, область 3). Однако, при изучении спектров поглощения примесных полупроводников следует помнить, что полосы примесного поглощения проявляются только для глубоких примесей, не ионизованных в условиях эксперимента за счет тепловой энергии.

Экситонное поглощение сопровождается возникновением возбужденного электрона, связанного с образовавшейся дыркой. Такое возбуждение, которое может распространяться по кристаллу, называется *экситоном*. Его энергия немного меньше ширины запрещенной зоны, которая определяет минимальную энергию образования пары носителей заряда (несвязанные электрон и дырка). Образование экситонов характерно для полупроводников и диэлектриков. Однако в последних притяжение между электроном и дыркой велико, что обуславливает повышенную устойчивость экситона. В полупроводниках же экситонные состояния охватывают несколько элементарных ячеек кристалла (десятки нм) и легко распадаются при рассеянии на дефектах с образованием двух носителей, что приводит к изменению проводимости и появлению узких пиков у края собственного поглощения (в области 2 на рис. 3). Количественно положение экситонных линий на спектре определяется выражением

$$h\nu = E_g - E_{ex}/z^2, \quad (2)$$

где  $E_{ex}$  — энергия связи в экситоне;

$z$  — целые положительные числа.

Поглощение *свободными носителями* заряда в полупроводниках проявляется на спектрах оптического поглощения при достаточно высокой концентрации носителей в виде участков монотонного возрастания коэффициента поглощения вплоть до длин волн порядка 100 мкм (неселективное поглощение, рис. 3, область б) или в виде узких полос (селективное поглощение). В первом случае не соблюдаются правила отбора (рис. 5а), согласно которым реализуются электронные переходы между разрешенными в

данном материале энергетическими уровнями с сохранением квазиимпульса электрона (рис. 5б).

неселективное поглощение возможно, если кроме процесса

поглощения фотона в полупроводнике происходит поглощение (испускание) фонона или рассеяние носителей на ионизованных примесях, поскольку

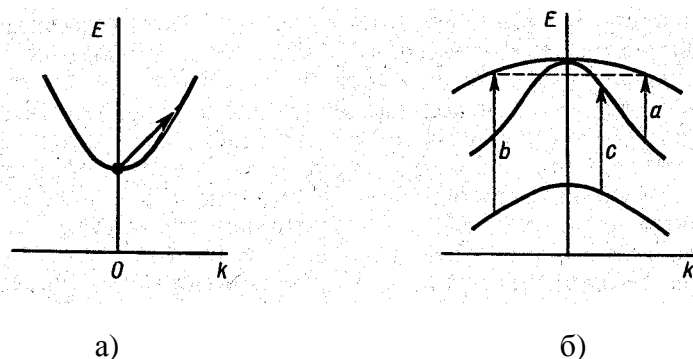


Рис. 5. Электронные переходы с нарушением (а) и выполнением (б) правил отбора

Такое

именно электрон-фононное взаимодействие обеспечивает соблюдение закона сохранения импульса при переходах с изменением квазиимпульса электрона (рис.5, а). В этом случае коэффициент поглощения  $\alpha$  связан с проводимостью  $\sigma$  соотношением

$$\alpha = \sigma / c \epsilon_0 n, \quad (3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме ( $3,00 \cdot 10^8$  м/с);

$\epsilon_0$  – электрическая постоянная ( $8,85 \cdot 10^{-12}$  Кл<sup>2</sup>/Н·м<sup>2</sup>);

$n$  – показатель преломления материала.

Селективное поглощение происходит с выполнением правил отбора и может быть связано, например, с переходами электрона между подзонами валентной зоны, образующимися за счет спин-орбитального взаимодействия электронов (рис. 5б). Поглощение носителями заряда расходуется на создание тока высокой (оптической) частоты и в конечном итоге выделяется в виде джоулева тепла.

*Междолинное* поглощение характерно для многодолинных полупроводников и можно рассматривать как разновидность неселективного поглощения носителями заряда. Особенностью этого поглощения является переход электрона из одного устойчивого (с минимальной потенциальной энергией) состояния в другое, которые отличаются эффективной массой и, следовательно, подвижностью, что отражается на проводимости полупроводника.

*Решеточное* поглощение особенно важно для веществ с достаточной долей ионности связи, поскольку генерация оптических фононов (изменение энергии колебания атомов или ионов) приводит к заметному изменению вектора поляризации диполей в материале. Наиболее сильно поглощаются фотоны, энергия которых близка к энергии собственных колебаний диполей и составляет десятки мэВ, что соответствует далекой инфракрасной области электромагнитного спектра (рис. 3, область 5). Импульс фотона  $h/\lambda$  (где  $\lambda$  в оптическом диапазоне спектра электромагнитного излучения составляет величину от 1 мм до сотен нм) существенно меньше квазиимпульса фонона  $h/a$  (где  $a$  – постоянная решетки, в большинстве случаев имеющая значение менее 1 нм). Поэтому закон сохранения импульса соблюдается при выделении нескольких фононов на 1 поглощенный фотон, что усложняет структуру спектра решеточного поглощения. Данный вид поглощения определяет окраску материалов.

*Плазменное* поглощение обусловлено взаимодействием фотонов с плазменными волнами. Последние представляют собой согласованные колебания напряженности электрического поля и объемной плотности заряда, в режиме, когда эти колебания взаимно поддерживают друг друга и затухают со временем за счет омических потерь. По сути, плазменные волны представляют собой один из типов нормальных колебаний поля в среде со свободными зарядами. Данный тип поглощения проявляется на так называемой плазменной частоте, которая для полупроводников составляет величину около  $10^{-12}$  с<sup>-1</sup>.

## 1.2.2. Влияние внешних факторов на поглощение полупроводнике

В

Изменение внешних условий, при которых происходит взаимодействие фотонов с полупроводником, может заметно изменить как характер, так и количественные показатели спектра поглощения.

При увеличении *температуры* материала усиливается расщепление разрешенных энергетических уровней, что приводит к увеличению ширины разрешенных зон и уменьшению ширины запрещенной зоны по закону, близкому к линейному. В результате край собственного поглощения материала смещается в длинноволновую область спектра (рис. 6). Для примесных полупроводников особый интерес представляют измерения при пониженных температурах, когда происходит «вымораживание» электронов из возбужденного состояния исходное, что обуславливает наличие полос примесного поглощения и позволяет выявлять все примесные состояния в запрещенной полупроводника.

Особенностью спектра поглощения ряда примесных полупроводников является реализация *эффекта Бурштейна*. Этот эффект характерен для материалов с *низкой плотностью энергетических состояний* в проводимости (например, для и проявляется в смещении края собственного поглощения при увеличении степени вырождения (легирования) полупроводника. В таком случае увеличение концентрации мелких примесей приводит к заполнению дна зоны проводимости и возбуждение электронов по механизму собственного поглощения (валентная зона – зона проводимости) требует энергий, заметно превышающих ширину запрещенной зоны (в InSb 0,5 эВ вместо 0,2 эВ.)

В сильном *электрическом* поле край собственного поглощения смещается в длинноволновую область спектра, что аналогично полевому уменьшению ширины запрещенной зоны. В *магнитных* полях наблюдается эффект *магнетопоглощения*, благодаря которому спектр поглощения представляет собой набор узких полос. Эти полосы соответствуют энергиям перехода электрона в пределах разрешенной зоны между уровнями Ландау, которые характеризуются наиболее высокой плотностью состояний. Такие уровни образуются в результате перераспределения плотности энергетических состояний при наложении магнитного поля (квантование Ландау). Изучение спектров поглощения, полученных в магнитных полях,

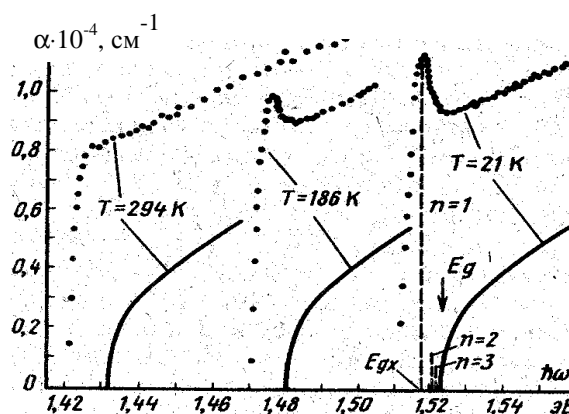


Рис. 6. Экспериментальный (точки) и расчетный (линии) спектры собственного поглощения арсенида галлия при различных температурах. Пунктир относится к экзитонному поглощению

В

зоне

зоне

InSb)

позволяет составлять представления о сложной структуре разрешенных зон полупроводника.