

## ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

**Цель работы:** ознакомление с явлением поглощения оптического излучения полупроводником, измерение спектров поглощения кристаллов CdS и GaAs при комнатной температуре.

**Оборудование и принадлежности:** спектрофотометр СФ – 26, набор образцов кристаллов CdS и GaAs разной толщины.

### Собственное поглощение

Если при поглощении полупроводником кванта излучения электроны валентной зоны, приобретая дополнительную энергию, превышающую или равную ширине запрещенной зоны, переходят в зону проводимости, то такое поглощение называется собственным или фундаментальным. При изучении собственного поглощения полупроводника следует учитывать строение его энергетических зон. Известные в настоящее время полупроводники в соответствии с конфигурацией энергетических зон делятся на два основных вида. У первого из них минимум энергии в зоне проводимости, характеризуемый волновым вектором  $\vec{k}_{\min}$ , и максимум энергии в валентной зоне, определяемый волновым вектором  $\vec{k}_{\max}$ , расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна (обычно это точка  $\vec{k} = 0$ ). Другими словами, у этих полупроводников  $\vec{k}_{\min} = \vec{k}_{\max}$  (рис. 1). В качестве примера таких полупроводников можно назвать антимонид индия. У второго вида веществ экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся при различных  $\vec{k}$ , так что в этом случае  $\vec{k}_{\min} \neq \vec{k}_{\max}$ . К последнему типу веществ относится большинство полупроводников, в том числе германий и кремний (рис. 2).

Переходы электронов через запрещенную зону будут происходить, прежде всего, между энергетическими состояниями, соответствующими максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости, т.е. при

значениях квазиимпульса ( $\vec{p} = \hbar \vec{k}$ ) или волнового вектора  $\vec{k}$ , близких к нулю (рис. 1). При взаимодействии электрона с электромагнитным полем излучения должен выполняться закон сохранения энергии и закон сохранения квазиимпульса или волнового вектора:

$$E_b^{\text{эл}} = E_a^{\text{эл}} + \hbar \nu_{\phi}, \quad (1)$$

$$\vec{k}_b = \vec{k}_a + \vec{\eta}, \quad (2)$$

где  $\vec{k}_a, \vec{k}_b$  - волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях;

$\vec{\eta}$  - волновой вектор, которым обладает квант излучения.

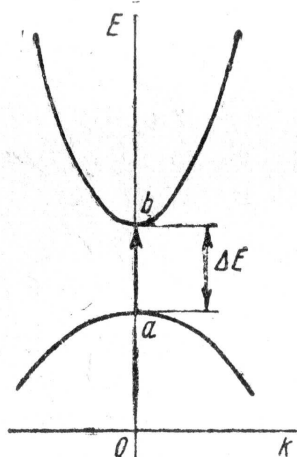


Рис.1. Собственное поглощение в антимониде

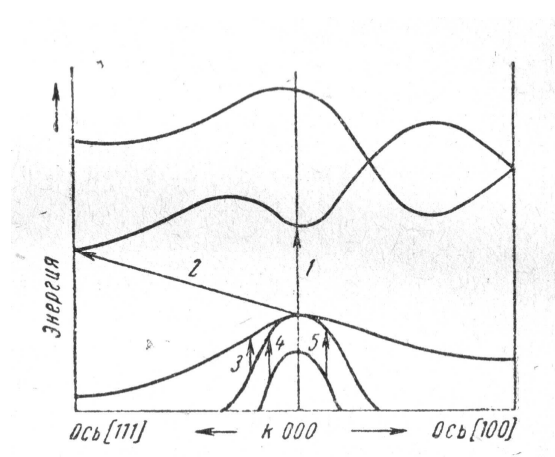


Рис.2. Энергетические зоны германия

Волновой вектор фотона  $\vec{\eta} = \frac{2\pi}{\lambda_{\phi}}$  очень мал по сравнению с волновым

числом электрона, так как длина волны электрона в кристалле при энергии электрона, соответствующей 300° К, составляет примерно  $5 \cdot 10^{-7}$  см, в то время как  $\lambda_{\phi}$  - порядка  $10^{-1} - 10^{-5}$  см. В связи с этим, в уравнении (2) волновым вектором фотона можно пренебречь. Поэтому

$$\vec{k}_b = \vec{k}_a. \quad (3)$$

Соотношение (3), называемое правилом отбора для электронных переходов, показывает, что в процессе взаимодействия электрона с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор электрона сохраняется. Эти переходы получили название вертикальных или прямых переходов (переход 1 на рис. 2).

В некоторых случаях существуют факторы, «смягчающие» правила отбора, в результате чего оказываются допустимыми также невертикальные переходы, но вероятность таких переходов намного меньше вероятности прямых переходов (переход 2 на рис. 2). В отличие от последних они происходят без сохранения квазиимпульса электрона. Закон сохранения импульса здесь обеспечивается взаимодействием электрона в процессе перехода не только с полем излучения, но и с колебаниями решетки. Другими словами, не прямые или невертикальные переходы осуществляются с испусканием или поглощением фотона. Эти переходы определяют поглощение, расположенное с длинноволновой стороны у границы собственного поглощения. Прямые и не прямые оптические переходы достаточно четко проявляются в спектре поглощения германия. Согласно рис. 3, пороговые значения энергии фотонов в германии, соответствующие появлению прямых и не прямых оптических переходов, при комнатной температуре равны 0,81 и 0,62 эВ. При температуре жидкого азота они соответственно составляют 0,88 и 0,72 эВ.

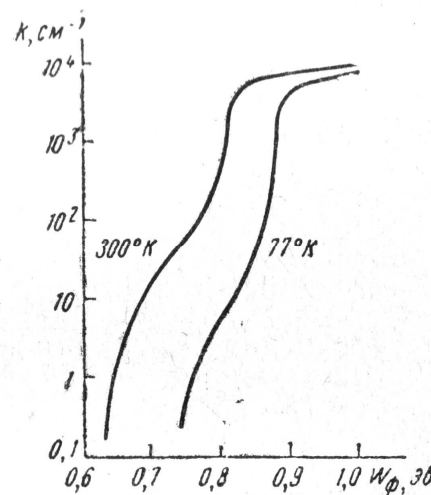


Рис. 3. Поглощение в германии

### Экситонное поглощение

При поглощении света полупроводником возможно такое возбуждение электрона валентной зоны, при котором он не переходит в зону проводимости, а образует с дыркой связанную систему. Такая система получила название *экситона*. Если размеры экситона велики по сравнению с постоянной решетки, то взаимодействие электрона и дырки можно представить как кулоновское взаимодействие двух точечных зарядов, ослабленное в  $\epsilon\epsilon_0$  раз, где  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная,  $\epsilon$  - относительная диэлектрическая проницаемость кристалла.

Пусть  $\vec{r}_n$  и  $\vec{r}_p$  — радиусы-векторы, определяющие положения электрона и дырки, а  $m_n$  и  $m_p$  — их скалярные эффективные массы. Тогда уравнение Шредингера для взаимодействующего электрона и дырки имеет вид

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla_n^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla_p^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}_n, \vec{r}_p) = E_{ex} \psi(\vec{r}_n, \vec{r}_p) \quad (4)$$

где  $\nabla_n^2$  и  $\nabla_p^2$  - операторы Лапласа в координатах электрона и дырки;  $E_{ex}$  — энергия экситона;  $\hbar = h / 2\pi$ .

Если ввести радиусы-векторы центра тяжести  $\vec{R}$  электронно - дырочной пары и положения  $\vec{r}$  электрона относительно дырки:

$$\vec{R} = \frac{m_n \vec{r}_n + m_p \vec{r}_p}{m_n + m_p}, \quad (5)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_n + \vec{r}_p, \quad (6)$$

то уравнение (4) в новых координатах будет иметь вид

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{R}, \vec{r}) = E_{ex} \psi(\vec{R}, \vec{r}) \quad (7)$$

где  $M = m_n + m_p$  — эффективная масса экситона;  $m$  - приведенная масса;

$$\frac{1}{m} = \frac{1}{m_n} + \frac{1}{m_p}.$$

Уравнение (7) допускает решение

$$\psi(\vec{R}, \vec{r}) = e^{(i\vec{k}_{ex}\vec{R})} \psi(\vec{r}), \quad (8)$$

отвечающее свободному (трансляционному) движению центра тяжести экситона с волновым вектором  $\vec{k}_{ex}$ . Можно показать, что  $\psi(\vec{r})$  есть решение водородоподобного уравнения:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_r^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}) = E \psi(\vec{r}). \quad (9)$$

Уравнение (9) описывает внутреннее движение экситона с собственными значениями энергии  $E_n$ , образующими водородоподобную серию:

$$E_n = \frac{e^4 m}{2\hbar^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2 n^2} = -\frac{R'}{n^2}, \quad (10)$$

где  $R'$  – постоянная;  $n$  – главное квантовое число.

Тогда полная энергия экситона

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2}{2M} k_{ex}^2 - \frac{R'}{n^2}. \quad (11)$$

При условии изотропности  $m_n$ ,  $m_p$ ,  $\epsilon$  и если оптический переход прямой и совершается при  $k = 0$ , экситон будет характеризоваться водородоподобной серией линий поглощения (рис. 4), удовлетворяющих условию

$$h\nu = h\nu_\infty - \frac{R'}{n^2}, \quad (12)$$

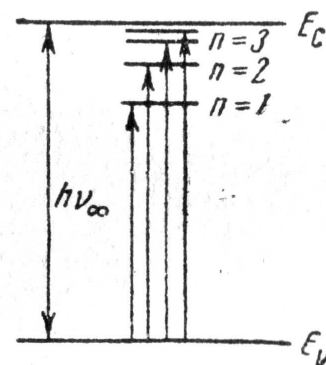


Рис.4. Уровни энергии экситона

где  $h\nu_\infty$  совпадает с шириной запрещенной зоны при  $k = 0$ .

## Примесное поглощение.

Оптическое поглощение, обусловленное ионизацией или возбуждением примесных центров в кристалле, называется примесным. Как известно, при наличии в полупроводнике донорной и акцепторной примесей в его запрещенной зоне появляются локальные энергетические состояния. При освещении полупроводника светом наблюдается непрерывная полоса поглощения, вызываемая переходами электронов с энергетических уровней примеси в зону проводимости. Подобным образом электрон валентной зоны может быть переведен при освещении на акцепторный уровень.

Кроме основных состояний примесные центры могут иметь и энергетические уровни возбуждения. Возбуждение электронов примеси, т. е. перевод электрона из основного состояния в возбужденное, приведет к появлению поглощения, в спектре которого будет наблюдаться несколько полос (рис. 5).

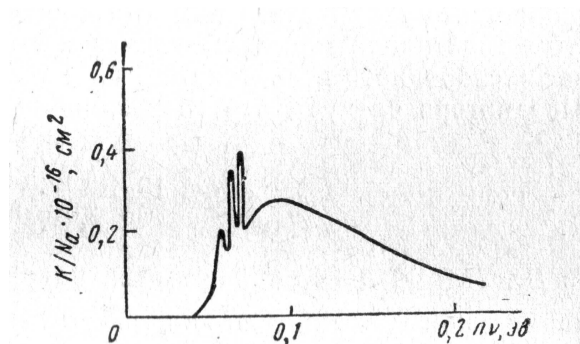


Рис. 5. Примесное поглощение алюминия в решетке кремния ( $N_a$  – концентрация примеси)

Произведем оценку энергии ионизации примеси в кристаллической решетке полупроводника. В качестве примера рассмотрим донорную примесь в решетке германия. Четыре ее валентных электрона участвуют в ковалентной связи. Характер движения пятого валентного электрона в атоме донорной примеси весьма сходен с движением электрона в поле протона водородного атома. Хотя электрон примеси и притягивается зарядом положительного иона, как и электрон атома водорода, однако этот заряд находится в диэлектрической среде, действие которой необходимо учитывать. Кроме того, следует отметить и тот факт, что эффективная масса  $m_n$  электрона в кристалле не равняется массе свободного электрона  $m_0$ . При

этих условиях из уравнения Шредингера следует, что энергия ионизации донорной примеси

$$E_d = -13,6 \frac{m_n}{m_0} \cdot \frac{1}{\varepsilon^2}. \quad (13)$$

Для атома донорной примеси, находящегося в решетке германия, при условии, что  $m_n = 0,25m_0$  и  $\varepsilon = 16$ , получаем  $E_d = 0,01$  эВ. Аналогичный расчет может быть произведен и для акцепторной примеси. Согласно эксперименту для атомов сурьмы и алюминия в решетке германия значения энергии ионизации соответственно равны 0,0097 и 0,010 эВ. Таким образом, в первом приближении теоретический расчет энергии ионизации для элементов V и III групп таблицы Менделеева, которые являются донорной и акцепторной примесью в полупроводниках типа германия и кремния, хорошо согласуется с экспериментальными данными.

### Поглощение свободными носителями

При освещении полупроводника светом соответствующей длины волны электроны зоны проводимости и электроны неполностью заполненной валентной зоны могут переходить внутри зоны с одного уровня на другой. Такие внутризонные переходы происходят с нарушением правила отбора. В силу закона сохранения импульса они осуществляются только тогда, когда, наряду с поглощением фотона, происходит поглощение или испускание фонона. Это поглощение пропорционально концентрации свободных носителей  $n$ , квадрату длины волны падающего света  $\lambda$  и обратно пропорционально дрейфовой подвижности  $\mu$ :

$$k \cong \frac{n \lambda^2}{\mu}. \quad (14)$$

Если же энергетические зоны у полупроводника сложные, как например у германия и кремния, то на поглощение свободными носителями

накладывается поглощение, обусловленное переходами дырок между отдельными подзонами сложной валентной зоны. Эти переходы происходят с соблюдением правила отбора. На рис. 2 они изображены стрелками (3, 4 и 5). В качестве иллюстрации такого поглощения на рис. 6 приведена кривая абсорбции для образцов германия р - типа. На этом рисунке участок 1 является собственным поглощением германия, а максимумы полос абсорбции 2 и 3 определяются переходами дырок между энергетическими подзонами валентной зоны.

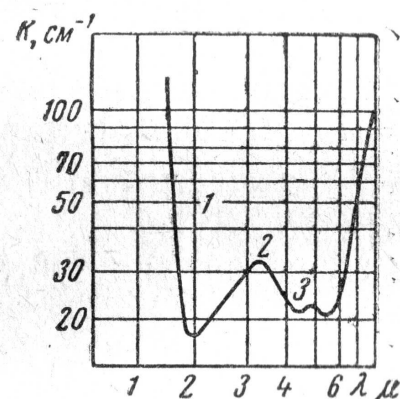


Рис. 6. Кривая поглощения германия р - типа.

### Поглощение решеткой

Если оптическое поглощение полупроводника связано с изменением колебательной энергии атомов его решетки, то такое поглощение называется решеточным. В связи с тем, что решетка может поглощать энергию электромагнитного поля излучения только при определенных значениях энергии фотона, то спектр ее характеризуется рядом пиков поглощения, которые обычно накладываются на абсорбцию свободных носителей. Интенсивность и положение полос поглощения решетки не меняется с изменением концентрации в ней примеси вплоть до концентрации  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Не зависит это поглощение и от концентрации несовершенств кристалла полупроводника, если эти концентрации не превышают величину  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . На рис. 7 приведены спектры абсорбции решетки германия и кремния.

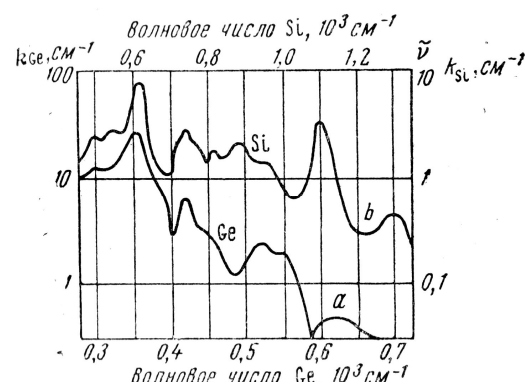


Рис. 7. Решеточное поглощение к кристаллах германия (а) и кремния (b)



## Экспериментальное определение коэффициента поглощения полупроводника

Если однородную поглощающую среду осветить пучком монохроматического излучения, то вследствие поглощения интенсивность его уменьшится. Если на образец толщиной  $d$  падает свет интенсивностью  $I_0$ , то интенсивность прошедшего через него излучения  $I$  может быть определена из соотношения, известного под названием закона Ламберта — Бугера:

$$I = I_0 \exp(-kd) \quad (15)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения.

Этот закон справедлив только для строго монохроматического излучения, перпендикулярно падающего к поверхности исследуемого вещества и не испытывающего отражения. Отклонение от этого закона может быть вызвано также и неоднородностью поглощающей среды и недостаточной параллельностью пучка излучения.

Согласно выражению (15), определение коэффициента поглощения полупроводника фактически сводится к измерению коэффициенту пропускания  $T = I / I_0$  или оптической плотности  $D = \ln(I_0 / I) = \ln(1/T) = -\ln T$  для данной длины волны излучения:

$$k = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I} = -\frac{1}{d} \ln T \quad (16)$$

Графическое изображение зависимости коэффициента поглощения исследуемого вещества от длины волны падающего излучения называют спектром поглощения. Длину волны обычно выражают в ангстремах или микронах.

В данной работе для экспериментального определения коэффициента поглощения полупроводника используется спектрофотометр СФ – 26, позволяющий непосредственно измерять коэффициент пропускания полупроводника в спектральном диапазоне от 186 нм до 1100 нм с точностью

не хуже 0,25 % (при использовании внешнего цифрового вольтметра точность измерения коэффициента пропускания повышается и составляет величину не хуже 0,1 %).

### ЗАДАНИЕ

1. Ознакомиться с кратким описанием спектрофотометра СФ – 26 и порядком работы на нем (техническое описание и инструкция по эксплуатации спектрофотометра прилагаются).
2. Включить спектрофотометр и подготовить его к работе согласно инструкции по эксплуатации.
3. Снять кривую спектрального распределения поглощения полупроводника, установленного в кюветном отделении спектрофотометра. Результаты измерений занести в таблицу.

**Внимание!** При измерении коэффициента пропускания полупроводника необходимо учитывать потери на отражение от обеих его поверхностей по формуле

$$T_{\lambda} = \frac{T'_{\lambda}}{(1 - r)^2},$$

где  $T'_{\lambda}$  – коэффициент пропускания исследуемого полупроводника для данной длины волны, измеренный на спектрофотометре;

$r$  – коэффициент отражения поверхности полупроводника. Значение  $r$  определяется по формуле Френеля

$$r = \left( \frac{n - 1}{n + 1} \right)^2,$$

где  $n$  – показатель преломления полупроводника.

4. Построить спектр поглощения полупроводника.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам. Под ред. К.В. Шалимовой.- М.: «Высшая школа», (1968).
2. М о с с Т. Оптические свойства полупроводников. ИЛ, ( 1961 ), стр. 11-66.
3. Алексеев С.А. и др. Экспериментальная оптика полупроводников. – СПб.: «Политехника», (1994), 248 с.
4. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. СПЕКТРОФОТОМЕТР СФ – 26, (1981).