

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

В. Дю,  
М. Г. Кистенева

**Определение ширины запрещенной зоны полупроводника из оптических измерений**

Методические указания по выполнению лабораторной работы  
по дисциплине «Оптическое материаловедение»  
для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавриата  
12.03.03 – «Фотоника и оптоинформатика»

Томск  
2023

УДК 535.343.2  
ББК 22.344  
Д 95

**Рецензент:**

**Смирнов С. В.**, профессор каф. ФЭ, д-р техн. наук, профессор

**Авторы:**

В. Дю, М. Г. Кистенева

**Дю, Валерия**

Д 95 Определение ширины запрещенной зоны полупроводника из оптических измерений: Методические указания по выполнению лабораторной работы по дисциплине «Оптическое материаловедение» для студентов, обучающихся по направлению подготовки бакалавриата 12.03.03 – «Фотоника и оптоинформатика» / В. Дю, М. Г. Кистенева. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2023. – 12 с.

Представлены методические указания по выполнению лабораторной работы «Определение ширины запрещенной зоны полупроводника из оптических измерений» для студентов, обучающихся по дисциплине «Оптическое материаловедение» по направлению подготовки бакалавриата 12.03.03 – «Фотоника и оптоинформатика».

Одобрено на заседании каф. ЭП, протокол № 02-23 от 22.02.2023 г.

УДК 535. 343.2  
ББК 22.344

© Дю В., Кистенева М. Г., 2023  
© Томск. гос. ун-т. систем упр. и  
радиоэлектроники, 2023

## Оглавление

1 Введение.....	4
2 Теория.....	4
2.1 Закон Бугера-Ламберта .....	4
2.3 Собственное поглощение.....	7
2.3 Собственное поглощение при прямых переходах.....	8
3 Описание экспериментальной установки .....	11
4 Порядок выполнения работы .....	12
5 Контрольные вопросы .....	14
Литература .....	14

## 1 Введение

Методы исследования оптического поглощения позволяют получить информацию о структуре зон кристаллов и сопоставить её с теоретическими расчётами. Целью работы является исследование спектра поглощения твёрдых тел в видимом диапазоне длин волн и определение ширины запрещённой зоны.

## 2 Теория

### 2.1 Закон Бугера-Ламберта

При распространении электромагнитных волн в различных средах могут изменяться направление, амплитуда, длина волны и их поляризация. Оптические постоянные среды – показатель преломления  $n$ , показатель поглощения  $\alpha$ , коэффициент отражения  $R$ , коэффициент пропускания  $T$  описывают эти изменения и зависят как от свойств среды, так и от длины волны излучения.

Если на кристалл падает внешнее световое электромагнитное излучение, характеризуемое длиной волны  $\lambda$  и интенсивностью  $I_0(\lambda)$ , то исследуя интенсивность отражённого  $I_R(\lambda)$  или прошедшего через образец света  $I_T(\lambda)$  (см. рис. 2.1), можно изучать процессы, происходящие в кристалле под действием падающего на него света.

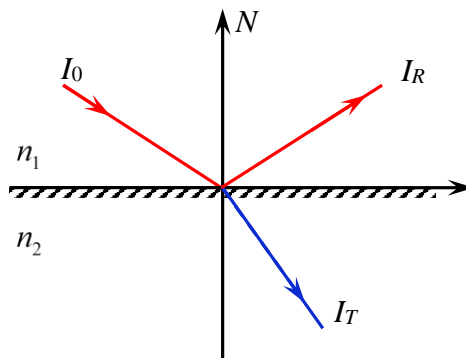


Рисунок 2.1

Для нахождения величины интенсивности прошедшего через образец света  $I_T(\lambda)$ , необходимо знать, какая доля света пройдет через освещаемую поверхность полупроводника (с учётом отражения от этой поверхности), какая доля света дойдёт внутри образца до поверхности, противоположной освещаемой (с учётом поглощения света в объёме образца), и, наконец, какая доля света выйдет из образца (с учётом внутреннего отражения от поверхности, противоположной освещаемой).

Величина интенсивности света, проходящего через поглощающую среду, на глубине  $x$  определяется законом Бугера–Ламберта:

$$I_x(\lambda) = I_0(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda)x], \quad (2.1)$$

где показатель поглощения

$$\alpha_x(\lambda) = \frac{1}{x} \ln \left[ \frac{I_0(\lambda)}{I_x(\lambda)} \right] \quad (2.2)$$

характеризует интенсивность света, поглощённого в образце с единичной толщиной. Исходя из экспоненциального вида закона ослабления интенсивности света (2.1) на глубине  $x$  образца можно интерпретировать величину  $\alpha(\lambda)$  как вероятность поглощения фотона на единице толщины образца, а величину  $\alpha^{-1}(\lambda)$  как среднюю длину свободного пробега фотона в

образце. Показатель поглощения  $\alpha_\lambda$  имеет размерность обратной длины и измеряется в  $\text{см}^{-1}$ .

Если  $\alpha(\lambda)x$  велико, то достаточно учесть отражение от передней и задней грани кристалла (см. рис. 2.2).

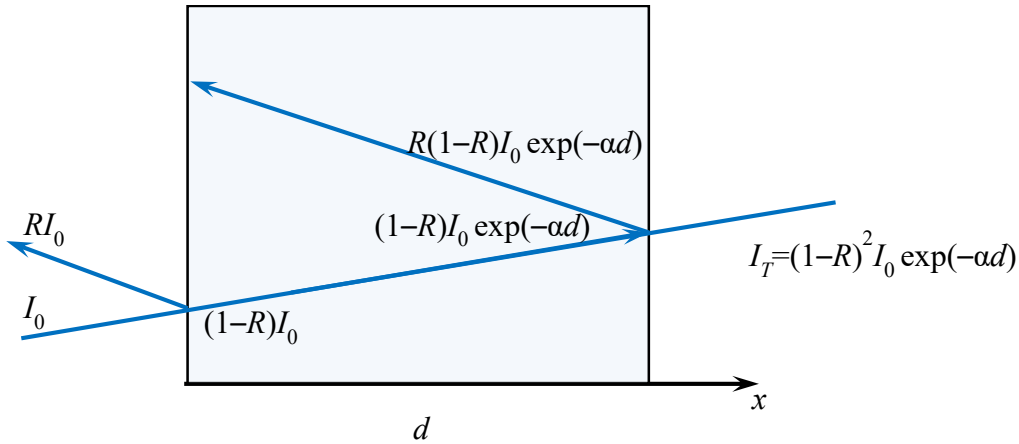


Рисунок 2.2 – Энергетические потоки в системе с отражением от передней и задней грани кристалла

В этом случае закон Бугера–Ламберта будет иметь вид

$$I_x(\lambda) = [1 - R(\lambda)]^2 I_0(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda)x], \quad (2.3)$$

С учётом выражения (2.3) показатель поглощения запишется следующим образом

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{x} \ln \left( \frac{I_0(\lambda) \cdot [1 - R(\lambda)]^2}{I_x(\lambda)} \right). \quad (2.4)$$

Спектральные зависимости  $R$ ,  $\alpha$  от длины волны, от частоты или от энергии квантов падающего света называются соответственно спектрами отражения или спектрами поглощения света для данного полупроводника.

Коэффициент отражения выражается классической зависимостью:

$$R = \left( \frac{n-1}{n+1} \right)^2. \quad (2.5)$$

При больших значениях показателя преломления ( $n \gg 1$ ) происходит почти полное отражение  $R \approx 1$ . Если наоборот, поглощение велико, то также  $R \approx 1$  и происходит почти полное отражение. Именно этому второму случаю соответствует обычно наблюдаемый зеркальный блеск металлов и многих полупроводников, так как коэффициент поглощения этих материалов в видимой области спектра очень высокий ( $\alpha > 10^4 \text{ см}^{-1}$ ).

Особенности спектральных зависимостей оптических коэффициентов  $R(\lambda)$ ,  $T(\lambda)$  и  $\alpha(\lambda)$  в разных областях спектра объясняются различными механизмами взаимодействия световой волны со средой кристалла и главным образом различными механизмами поглощения энергии световой волны кристаллом. Поэтому теория оптических явлений развита применительно к анализу спектров поглощения света. Однако при больших значениях показателя поглощения  $\alpha$ , как это видно из формулы (2.3), значение интенсивности прошедшего света очень мало и для того, чтобы определить его требуются измерения на очень тонких образцах (достаточно указать, что для  $\alpha \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$  приходится использовать образцы с толщиной  $d = 10^{-4} \text{ см} = 1 \text{ мкм}$ ). В этом случае растут экспериментальные погрешности как за счёт ошибки измерения толщины образца, так и за счёт увеличивающегося влияния качества обработки поверхности образца.

## 2.2 Основные механизмы поглощения света в полупроводниках

Пусть величина  $\alpha_i(\omega)$  имеет смысл вероятности поглощения фотона с частотой  $\omega$  на единице толщины образца при действии некоторого  $i$ -того механизма поглощения и все механизмы поглощения действуют независимо друг от друга, тогда полная вероятность поглощения будет выражаться следующим образом:

$$\alpha(\omega) = \sum_i^N \alpha_i(\omega). \quad (2.6)$$

Таким образом, в данном спектральном интервале следует учитывать механизмы поглощения, дающие наибольший вклад, т. е. имеющие наибольшее значение величины  $\alpha_i(\omega)$ . В различных спектральных интервалах можно выделить преобладающие механизмы поглощения.

Поскольку поглощение света связано с переходом энергии фотонов в другие виды энергии в кристаллах, то естественно классифицировать механизмы поглощения следующим образом (рис. 2.3):

- 1) собственное или фундаментальное поглощение, связанное с электронными переходами между разрешёнными зонами энергии;
- 2) экситонное поглощение, связанное с созданием или распадом экситонных состояний;
- 3) примесное поглощение, связанное с электронными (или дырочными) переходами между разрешёнными зонами и примесными уровнями в запрещённой зоне;
- 4) межпримесное поглощение, связанное с электронными (или дырочными) переходами между примесными состояниями в запрещённой зоне;
- 5) поглощение свободными носителями заряда, связанное с электронными (или дырочными) переходами внутри соответствующих разрешённых зон или между подзонами разрешённых зон;
- 6) фононное поглощение, связанное с поглощением энергии световой волны колебаниями атомов решётки и рождением в решётке при этом новых фононов;
- 7) плазменное поглощение, связанное с поглощением энергии световой волны электронно-дырочной плазмой и приводящее к переходу плазмы в более высокие квантованные состояния.

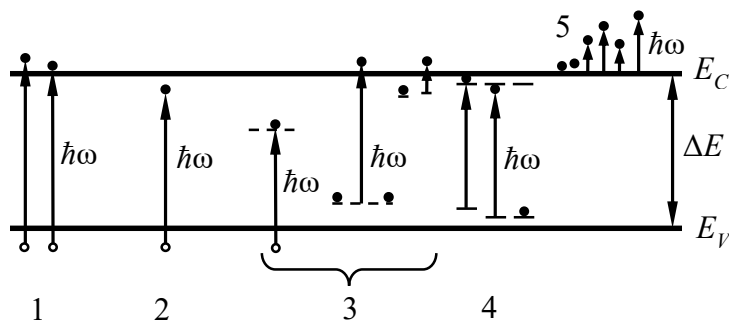


Рисунок 2.3 – Схема оптических переходов в полупроводниках

Следует отметить, что почти все механизмы оптического поглощения, связанные с различными электронными (или дырочными) переходами, сопровождаются поглощением или испусканием фононов. Необходимость участия фононов в процессах поглощения света, связанных с электронными (или дырочными) переходами, обусловлена требованием выполнения закона сохранения импульса. Это связано с тем, что большое изменение импульса электронов (или дырок) при некоторых переходах, не может быть вызвано обычно малыми

импульсами поглощаемых в этих переходах фотонов и требует участия фононов, которые могут иметь достаточно большой импульс. Таким образом, в механизмах поглощения 1 – 5 мы часто имеем дело с комбинированным поглощением, в котором участвуют, как электроны и дырки, так и фононы.

### 2.3 Собственное поглощение

Если при поглощении полупроводником кванта излучения имеет место возбуждение электронов из валентной зоны в зону проводимости, то такое поглощение называют собственным или фундаментальным (рис. 2.3). Со стороны длинных волн оно ограничено  $\hbar\omega_{\min}$  – "красной" границей. Минимальная энергия кванта, которая может быть поглощена при рассматриваемом механизме, равна ширине запрещённой зоны  $E_g$ , что и определяет "красную" границу  $\lambda_{\max}$ .

При  $\lambda > \lambda_{\max}$  показатель поглощения, описывающий данный вид поглощения, равен нулю ( $\alpha=0$ ), а при движении в сторону коротких волн наблюдается резкое возрастание  $\alpha$ , когда в узком спектральном интервале коэффициент поглощения возрастает на несколько порядков (от единиц обратных сантиметров до  $10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$ ). Эта область сильной зависимости  $\alpha(\lambda)$  или  $\alpha(\hbar\omega)$ , называемая краем основного поглощения, несёт важную информацию о зонной структуре исследуемого полупроводника. Конкретная зависимость показателя поглощения от энергии кванта излучения определяется особенностями зонной структуры полупроводника.

При изучении собственного поглощения полупроводника следует учитывать строение его энергетических зон. В соответствии с конфигурацией зоны проводимости и валентной зоны полупроводники делят на две группы: "прямозонные" и "непрямозонные" полупроводники. У первого из них минимум энергии в зоне проводимости, характеризуемый волновым вектором  $k_{\min}$ , и максимум энергии в валентной зоне, определяемый волновым вектором  $k_{\max}$ , расположены в одной и той же точке зоны Бриллюэна (обычно в точке  $k=0$ ). Другими словами, у этих полупроводников  $k_{\max}=k_{\min}$  (рис. 2.4, а). В качестве примера полупроводника с таким построением зон можно указать антимоноид индия.

Если полупроводник относится к первой группе, то край поглощения ( $\hbar\omega_{\min} = E_g$ ) определяется прямыми переходами, при которых волновой вектор электрона в исходном и конечном состояниях одинаков. Понятно название прямых переходов – вертикальные переходы. При увеличении энергии кванта возможны не прямые переходы, но вероятность их значительно меньше, чем прямых, которые и будут для полупроводника рассматриваемой группы определять форму края поглощения.

У второго вида веществ экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся при различных  $k$ , так что в этом случае  $k_{\max} \neq k_{\min}$ . К последнему типу веществ относится большинство полупроводников, в том числе германий и кремний (рис. 2.4, б).

Переходы в непрямозонных полупроводниках идут с существенным изменением волнового вектора электронов (это изменение в германии и кремнии должно составлять величину порядка размеров зоны Бриллюэна, т. е.  $\Delta k \approx 10^8 \text{ см}^{-1}$ ), и поэтому такое поглощение получило название непрямого собственного поглощения. В непрямом собственном поглощении обязательно участвуют фононы.

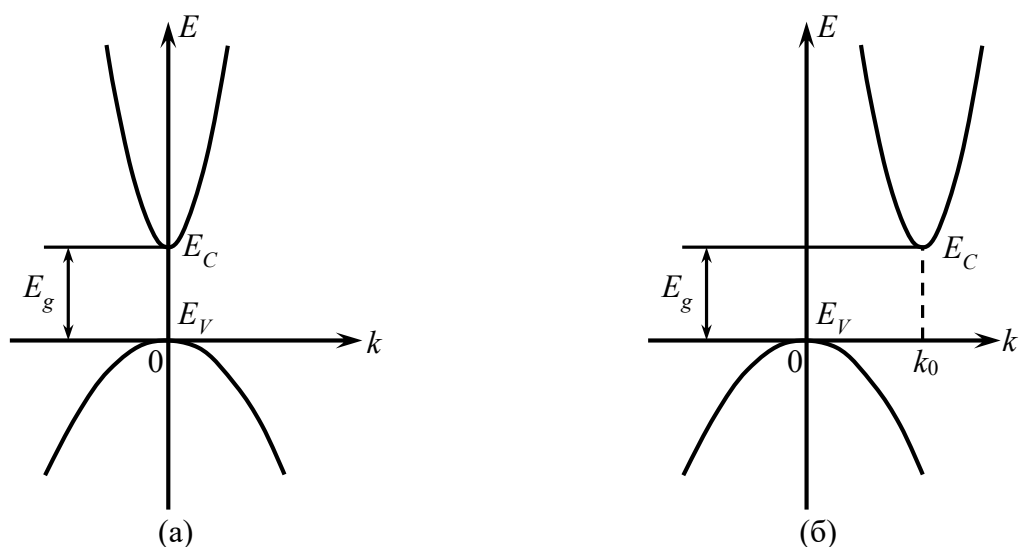


Рисунок 2.4 – Зависимость энергии электронов от волнового вектора для прямозонного (а) и непрямозонного (б) полупроводников

### 2.3 Собственное поглощение при прямых переходах

Переходы электронов через запрещённую зону будут происходить прежде всего между энергетическими состояниями, соответствующими максимуму валентной зоны и минимуму зоны проводимости, т. е. при значениях квазиимпульса  $p$  или волнового вектора  $k$ , близких к нулю, как это показано на рисунке 2.4.

При взаимодействии электронов с фотонами должны выполняться два закона: закон сохранения энергии и закон сохранения импульса. Если электрон до взаимодействия с фотоном, имеющим энергию  $\hbar\omega$  и импульс  $\hbar k_\phi$ , обладал энергией  $E$  и квазиимпульсом  $p$ , а после взаимодействия имел соответственно  $E'$  и  $p'$ , то эти законы запишутся в виде:

$$E' = E + \hbar\omega, \quad (2.7)$$

$$p' = p + \hbar k_\phi. \quad (2.8)$$

Импульс фотона  $\hbar k$  очень мал по сравнению с квазиимпульсом электрона, так как длина волны света  $\lambda_\phi$  составляет  $10^{-1} - 10^{-5}$  см, а длина волны электрона в кристалле при энергии электрона, соответствующей 300 К, равна примерно  $5 \cdot 10^{-7}$  см. В связи с этим импульсом фотона можно пренебречь, поэтому:

$$p' = p \quad (2.9)$$

или

$$k' = k. \quad (2.10)$$

Соотношение (2.9) или (2.10), называемое правилом отбора для электронных переходов, показывает, что в процессе взаимодействия электрона кристалла с полем излучения возможны только такие переходы, при которых волновой вектор электрона сохраняется. Эти переходы получили название вертикальных, или прямых, переходов.

Рассмотрим собственное поглощение при прямых межзонных переходах для полупроводника, у которого зона проводимости и валентная зона обладают сферической симметрией. Будем полагать, что валентная зона целиком занята электронами, а зона проводимости полностью свободна. Это условие справедливо для нелегированных полупроводников при 0 К.

Согласно рисунку 2.4 (а) каждому начальному состоянию  $E$  в валентной зоне при поглощении кванта света с энергией  $\hbar\omega$  отвечает такое конечное состояние  $E'$  в зоне проводимости, что выполняется условие (2.7).



В случае зон сферической симметрии:

$$\begin{aligned} E'_n &= E_c + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n^*}, \\ E_p &= E_v + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

Поэтому в соответствии с (2.7):

$$E_c + \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n^*} = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*} + \hbar\omega, \quad (2.12)$$

и учитывая правило отбора (2.10), получаем

$$\begin{aligned} \hbar\omega - (E_c - E_v) &= \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_n^*} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*} = \frac{\hbar^2 k'^2}{2} \left( \frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right) = \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*}, \\ \hbar\omega - E_g &= \frac{\hbar^2 k'^2}{2m^*} \end{aligned} \quad (2.13)$$

где  $m^*$  – приведённая масса электрона или дырки, определяемая соотношением:

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*}. \quad (2.14)$$

Коэффициент поглощения  $\alpha(\hbar\omega)$  обратно пропорционален длине свободного пробега фотона  $l_\phi$ , которая в свою очередь определяется скоростью движения фотона  $v_\phi$  и временем его свободного пробега  $\tau_\phi$ . Следовательно:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{1}{l_\phi} = \frac{1}{v_\phi \tau_\phi} = g(\hbar\omega) \frac{n}{c}, \quad (2.15)$$

где  $g(\hbar\omega) = 1/\tau_\phi$  – вероятность поглощения фотона в единицу времени;

$v_\phi = c/n$  – скорость движения фотона в веществе;

$n$  – показатель преломления вещества (действительная часть показателя);

$c$  – скорость света в вакууме.

Количество поглощённых в единицу времени квантов света с энергией, лежащей в интервале от  $\hbar\omega$  до  $\hbar(\omega+d\omega)$ , пропорционально вероятности перехода электронов  $P(\hbar\omega)$ , числу квантовых состояний в валентной зоне в интервале энергии  $|dE|$ :

$$g(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = 2P(\hbar\omega)N(E)|dE|, \quad (2.16)$$

где коэффициент 2 учитывает два возможных направления поляризации света;

$N(E)$  – комбинированная плотность квантовых состояний.

Комбинированная плотность состояний – это плотность начальных (занятых) и конечных (свободных) электронных состояний, разделённых энергией  $\hbar\omega$ , для которых выполняются правила отбора (2.7) и (2.10). То есть  $N(\hbar\omega) = N(E'_n - E_p)$  – плотность состояний, разделённых энергией  $E'_n - E_p$ .

Так как для прямых межзонных переходов должно выполняться условие (2.10), то комбинированную плотность состояний рассчитывают аналогично обычной плотности состояний для зоны проводимости или валентной зоны. Объем  $k$ -пространства между сферами, разделёнными по энергии от  $\hbar\omega$  до  $\hbar\omega+d(\hbar\omega)$ , равен  $4\pi k^2 dk$ . На одно состояние в  $k$ -пространстве приходится объем  $(2\pi)^3/V$ , где  $V$  – объем кристалла. Считая для удобства  $V=1$ , получаем с учётом (2.13)

$$k^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_g),$$

$$k dk = \frac{m^*}{\hbar^2} d(\hbar\omega),$$

$$4\pi k^2 dk = 4\pi \frac{m^{*3/2} [2(\hbar\omega - E_g)]^{1/2}}{\hbar^3} d(\hbar\omega). \quad (2.17)$$

Принимая, что в каждом состоянии может находиться два электрона, получаем число состояний в интервале энергий от  $\hbar\omega$  до  $\hbar\omega + d(\hbar\omega)$ :

$$N(\hbar\omega) d(\hbar\omega) = \frac{2 \cdot 4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{(2m^*)^{3/2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3} d(\hbar\omega). \quad (2.18)$$

Подставляя (2.18) в (2.16), получим

$$g(\hbar\omega) = \frac{(2m^*)^{3/2}}{\pi^2 \hbar^3} P(\hbar\omega) \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2}. \quad (2.19)$$

Для прямых разрешённых переходов с сохранением квазиимпульса вероятность перехода  $P(\hbar\omega)$  не зависит от энергии фотона. С учётом этого коэффициента собственного поглощения для прямых разрешённых переходов выражается формулой:

$$\begin{cases} \alpha(\hbar\omega) = A \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2}, & \hbar\omega > E_g, \\ \alpha(\hbar\omega) = 0, & \hbar\omega < E_g, \end{cases} \quad (2.20)$$

где

$$A = \pi q^2 \frac{\left( \frac{2m_n^* \cdot m_p^*}{m_n^* + m_p^*} \right)^{3/2}}{\hbar^2 \cdot c \cdot m_n^* \cdot \varepsilon \cdot n}. \quad (2.21)$$

Соотношение (2.20) справедливо в ограниченном интервале изменения  $(\hbar\omega - E_g)$ . Как следует из рисунка 2.5,  $\alpha^2$  линейно зависит от  $\hbar\omega$  в некотором интервале. Продолжение этой прямой до пересечения с осью абсцисс позволяет определить ширину запрещённой зоны  $E_g$  для прямых разрешённых переходов.

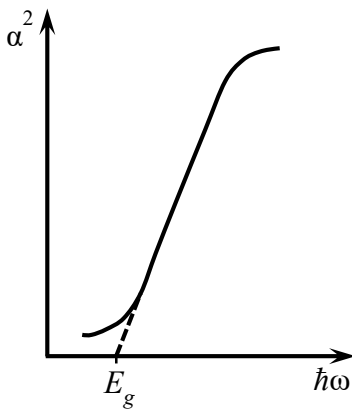


Рисунок 2.5 – Зависимость квадрата показателя поглощения при прямых разрешённых переходах

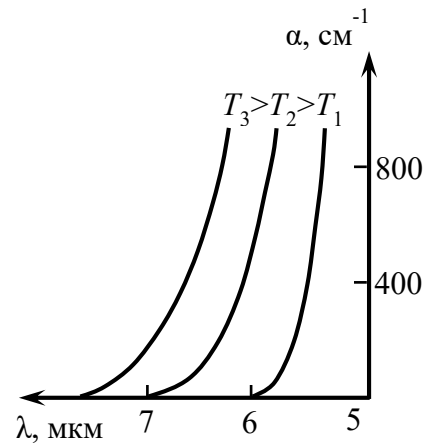


Рисунок 2.6 – Спектр собственного поглощения кристалла InSb

Из (2.20) следует, что для прямых переходов не должно иметь место поглощение квантов с энергией, меньшей ширины запрещённой зоны. В силу этого край собственного

поглощения со стороны длинных волн (или малых энергий) должен быть очень резким. Действительно, как следует из рисунка 2.6, у очень чистого монокристалла антимонида индия, имеющего непараболические зоны, наблюдается крутой рост поглощения.

**Методика измерения** собственного поглощения твёрдых тел: показатель поглощения  $\alpha$  рассчитывается по данным измерений прозрачности (коэффициента пропускания  $T$ ) образца. Вблизи края собственного поглощения, когда  $\alpha d \gg 1$  коэффициент пропускания  $T$  может быть рассчитан по формуле:

$$T = (1 - R^2) \exp(-\alpha d), \quad (2.22)$$

откуда:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left( \frac{(1 - R)^2}{T} \right). \quad (2.23)$$

Для определения типа оптических переходов и ширины запрещённой зоны необходимо построить зависимость  $\alpha^{1/2} = f(\hbar\omega)$  в случае прямых оптических переходов и  $\alpha^2 = f(\hbar\omega)$  в случае непрямых оптических переходов. Спрямление одной из этих зависимостей укажет на тип оптического перехода, а экстраполяция прямой к  $\alpha=0$  даст величину  $E_g$ .

### 3 Описание экспериментальной установки

Принцип действия спектрофотометра основан на измерении отношения двух световых потоков: светового потока, прошедшего через исследуемый образец, и потока, падающего на исследуемый образец (или прошедшего через контрольный образец).

В световой поток от источника излучения поочерёдно вводятся затвор для определения темнового сигнала, расположенный внутри спектрофотометра, контрольный образец и исследуемый образец.

Коэффициент исследуемого образца рассчитывается по формуле:

$$T = \frac{I - I_T}{I_K - I_T},$$

где  $I$  – сигнал, пропорциональный световому потоку, прошедшему через исследуемый образец;

$I_K$  – сигнал, пропорциональный световому потоку, прошедшему через контрольный образец;

$I_T$  – сигнал, пропорциональный темновому току приёмника.

Оптическая схема спектрофотометра приведена на рисунке 3.1. Она состоит из оптических схем двух каналов («У» и «В»). Каждый из каналов представляет собой полихроматор, построенный на основе вогнутой дифракционной решётки с коррекцией аберраций.

Свет от источника ультрафиолетового излучения 1, попадая на объектив 2, направляется им на образец 3 и затем проецируется на входную щель 4 канала «У» спектрофотометра. Затем световой пучок попадает на дифракционную решётку 6, после чего дифрагированный свет фокусируется на поверхности многоэлементного приёмника 5.

Аналогично, свет от видимого излучения 11, попадая на объектив 10, направляется на образец 3, проецируется на входную щель 9 канала «В» спектрофотометра. Затем световой пучок направляется на дифракционную решётку 7, после чего дифрагированный свет фокусируется на поверхности многоэлементного приёмника 8.

Каждый из многоэлементных приёмников регистрирует свой спектральный диапазон одновременно. Принцип многоэлементного приёмника состоит в преобразовании светового

сигнала в электрический, причём величина электрического сигнала прямо пропорциональна как величине светового сигнала, так и времени освещения приёмника (экспозиции).

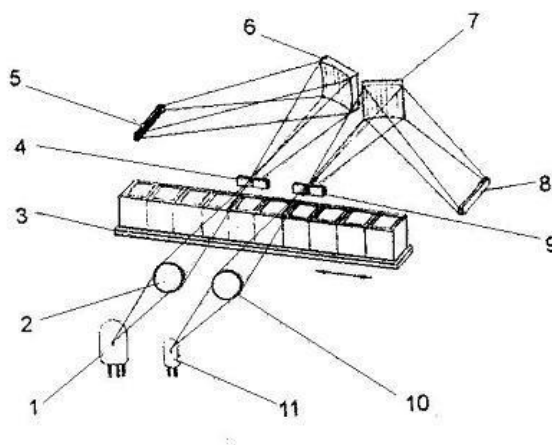


Рисунок 3.1 – Оптическая схема спектрофотометра СФ-2000

#### 4 Порядок выполнения работы

4.1 Включить компьютер. Дождаться загрузки операционной системы.

4.2 Включить спектрофотометр, установив тумблер **СЕТЬ** в положение **1** (Включено), при этом должен загореться светодиод, расположенный на передней панели спектрофотометра.

4.3 Запустить программу «Сканирование» (ярлык на рабочем столе  ).

Откроется рабочее окно управления спектрофотометром (рис. 4.1).

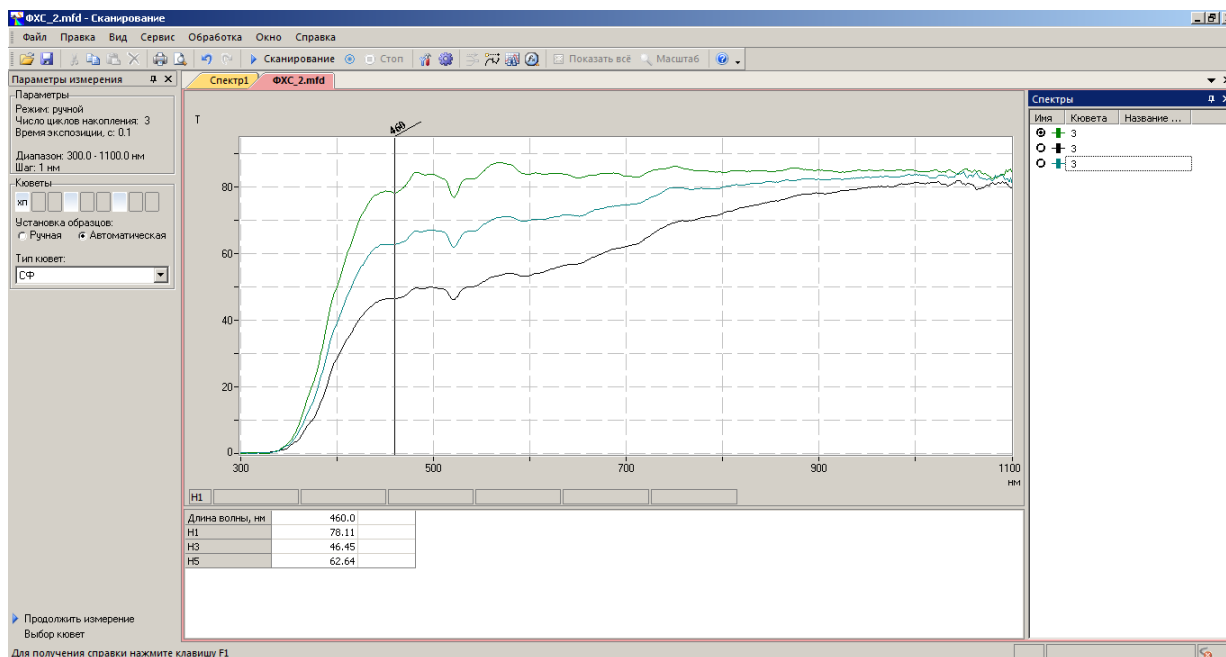


Рисунок 4.1 – Окно управления спектрофотометра

4.4 В меню «Вид» в качестве представления результатов измерения выбрать «**Единицы пропускания**».

4.5 На панели «Параметры измерения» в позиции «Установка образцов» отметить вариант «**Автоматическая**».

4.6 Нажать на панели инструментов кнопку **СКАНИРОВАНИЕ**. На экране появится окно установки параметров измерения (рис. 4.2).

4.7 Установить спектральный диапазон **от 300 до 1100 нм** и шаг измерения **1 нм**.

4.5 Нажав на кнопку «Выбрать» (рис. 4.2), выбрать кюветы с номерами **0** и **1**. Нажать кнопку «ОК», и окно выбора кювет исчезнет. В кювету №1 держателя поместить кристалл, выданный преподавателем.

4.6 Установить держатель с образцом на направляющие подвижной каретки таким образом, чтобы рукоятка держателя, отмеченная белой точкой, оказалась в кюветном отделении справа. Закрыть крышку прибора и нажать «ОК» на окне «Новый эксперимент», после чего запустится процедура сканирования.

4.7 После окончания сканирования в графическом окне появится спектр (рис. 4.1).

4.8 Сохранить полученные результаты в файле Excel.

4.9 Для завершения работы со спектрофотометром необходимо закрыть рабочее окно программы, при необходимости ответить на запросы о сохранении данных.

4.10 Установить сетевой тумблер спектрофотометра в положение «**0**».

4.11 С помощью штангенциркуля измерить толщину кристалла.

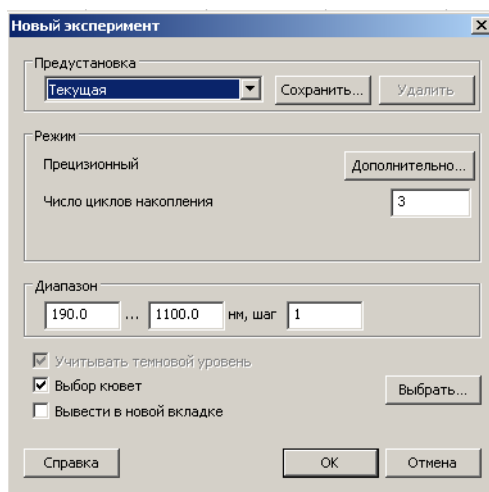


Рисунок 4.2 – Параметры измерения

4.12 Коэффициент отражения кристалла рассчитать по формуле (2.7). Спектральную зависимость показателя преломления кристалла в направлении X рассчитать по формуле Зельмейера (длина волны в мкм):

$$n^2(\lambda) = 3,0065 + \frac{0,03901}{\lambda^2 - 0,04251} - 0,01327 \cdot \lambda^2.$$

Формула дана для кристалла КТР (титанил-фосфат калия).

4.13 По формуле (2.23), используя полученные данные, рассчитать показатель поглощения  $\alpha$  для всех длин волн диапазона 300 – 1100 нм.

4.14 Нанести экспериментальные точки на график  $\alpha^2 = f(E)$ .

4.15. На графике  $\alpha^2 = f(E)$  определить участок линейной зависимости. Провести прямую с помощью метода экстраполяции (см. рис. 2.5) к  $\alpha=0$  и определить ширину запрещённой зоны  $E_g$ .

4.16 Оформить отчёт и проанализировать полученные результаты.

## 5 Контрольные вопросы

- 5.1 В чем состоит закон Бугера-Ламберта?
- 5.2 Каков физический смысл показателя поглощения?
- 5.3 Виды оптического поглощения в полупроводниках.
- 5.4 Понятие о прямозонных и непрямозонных полупроводниках.
- 5.5 Прямые переходы. Диаграмма взаимодействия и законы сохранения для прямых переходов.
- 5.6 Непрямые переходы.
- 5.7 Форма края собственного поглощения при прямых переходах.
- 5.8 Могут ли наблюдаться непрямые переходы в прямозонном полупроводнике?
- 5.9 Как определить тип оптических переходов в полупроводнике?
- 5.10 Как из измерений пропускания рассчитать показатель поглощения?

## Литература

- 1 Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 366 с.
- 2 Пихтин А. Н. Оптическая и квантовая электроника: Учеб. для вузов. М.: Высш. Шк., 2001. 573 с.
- 3 Войцеховский А. В., Петров А. С., Потахова Г. И. Оптика полупроводников. Издательство Томского университета, 1987. 221 с.
- 4 Саврук Е. В., Каранский В. В., Смирнов С. В. Физика конденсированного состояния: Учебно-методическое пособие. Томск: ТУСУР, 2016. 44 с.