

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение
высшего образования
«КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

Утверждено
учебным управлением КГЭУ

**Лабораторная работа №3
по курсу**

**МЕТОДЫ И СРЕДСТВА КОНТРОЛЯ МАТЕРИАЛОВ
ЭЛЕКТРОНИКИ И МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ**

**Тема: Оптический метод определения ширины
запрещенной зоны полупроводников по краю
собственного поглощения**

(Продолжительность лабораторного занятия - 4 часа)

Казань 2019

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПО КРАЮ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Введение

Различные свойства твердого тела определяются или существенно зависят от состояния находящихся в нем электронов. В отличие от атомов и молекул электроны в твердом теле могут находиться как в связанном по отношению к определенному узлу кристаллической решетки, так и в свободном состояниях. Изучение свойств твердого тела связано с изучением энергетического спектра электронов, входящих в состав твердого тела. В общем случае в состав твердого тела входят четыре типа носителей заряда: электроны внутренних оболочек входящих в состав твердого тела атомов, валентные электроны атомов твердого тела, свободные носители зарядов (электроны и дырки) и электроны, связанные с локализованными примесными центрами или какими-либо дефектами решетки. Все типы электронов, кроме первого, определяют взаимодействия света с твердым телом, которые можно классифицировать как взаимодействия с сохранением кванта энергии (пропускание, рассеяние и отражение света твердым телом) и взаимодействия с превращением кванта энергии, в результате которых образуются частицы, не имеющие электрического заряда (фотолюминесценция, превращение в теплоту, генерация экситонов), или частицы с зарядом (внутренний и внешний фотоэффект, генерация пары электрон-дырка). Во всех взаимодействиях с превращением кванта энергии имеет место поглощение света. Среди механизмов поглощения света в твердом теле можно выделить **с о б с т в е н н о е** поглощение, обусловленное переходами между энергетическими зонами твердого тела. Объединение атомов в кристаллическую решетку приводит к тому, что вместо одного одинакового для всех N атомов уровня энергии возникают N очень близких уровней, то есть каждый уровень изолированного атома расщепляется на N густо расположенных уровней, образующих **э н е р г е т и ч е с к у ю з о н у**. Самая высоколежащая из полностью заполненных электронами зон называется **в а л е н т н о й** (V - зона), следующая зона после валентной называется зоной **п р о в о д и м о с т и** (C - зона). Между

разрешенными зонами располагается запрещенная зона (рис.1). В металлах зона проводимости частично заполнена электронами, в полупроводниках и диэлектриках зона проводимости свободна от

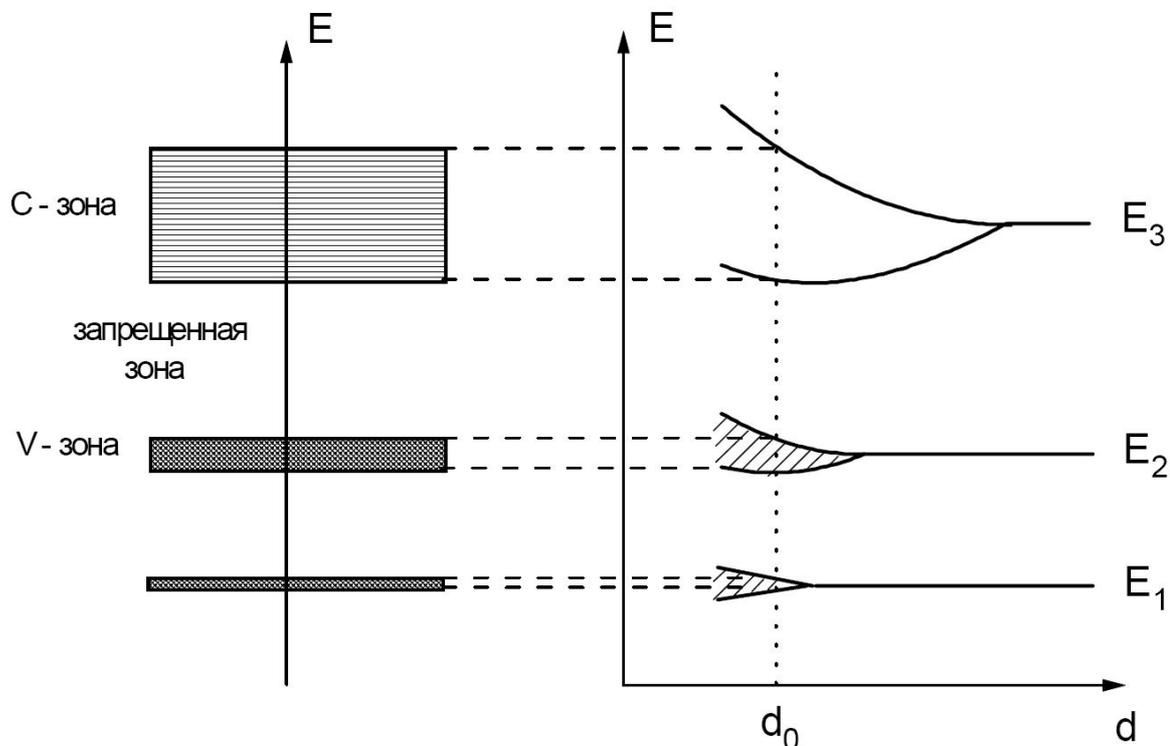


Рис.1. Образование энергетических зон в кристалле из атомных состояний. Уровни E_1 , E_2 и E_3 являются разрешенными энергетическими уровнями изолированного атома (уровни E_1 и E_2 заняты электронами, на уровне E_3 электронов нет). d - расстояние между соседними атомами, d_0 - равновесное расстояние между соседними атомами

электронов, и для перевода в нее электронов им необходимо сообщить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. В отличие от диэлектриков, ширина запрещенной зоны которых велика (несколько электрон-вольт), перевод электронов в зону проводимости в полупроводниках, ширина запрещенной зоны которых составляет величину порядка электрон-вольта, можно осуществить достаточно легко, в том числе путем облучения полупроводника светом. Собственное или фундаментальное поглощение света в полупроводниках, обусловленное переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости в результате поглощения ими фотонов, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны, является характеристическим для вещества, поскольку оно определяется структурой зон. Спектр поглощения

представляет собой непрерывную кривую, более или менее круто спадающую в области больших длин волн (рис.2).



Рис.2. Спектр собственного поглощения полупроводника

Ц е л ь р а б о т ы: определение ширины запрещенной зоны полупроводника и определение типа межзонного оптического перехода, приводящего к собственному поглощению.

Основные понятия зонной теории твердых тел

Электрон в твердом теле движется в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки. Для того, чтобы понять, какой энергетический спектр будет иметь электрон в этом случае, можно рассмотреть простую одномерную модель движения электрона вдоль цепочки атомов длиной L с межатомными расстояниями a .

Как известно, движение свободного электрона с энергией E и импульсом p описывается волновой функцией

$$\Psi(x, t) = A \exp\left[i \frac{p}{\hbar} x - i \frac{E}{\hbar} t\right], \quad (1)$$

частота ω и волновое число k которой связаны с энергией E и импульсом p электрона соотношениями де Бройля:

$$\omega = \frac{E}{\hbar} = \frac{1}{\hbar} \frac{p^2}{2m}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{p}{\hbar}. \quad (2)$$

Физический смысл волновой функции (1) заключается в том, что квадрат ее модуля определяет вероятность обнаружения электрона в точке x в момент времени t , то есть волна $\psi(x,t)$ является волной вероятности, получившей название волны де Бройля. С другой стороны, если электрон рассматривать как частицу, которая может свободно (без рассеяния) перемещаться вдоль цепочки атомов, то его энергия E увеличивалась бы квадратично при увеличении его импульса (2). На рис.3 эта зависимость $E(p)$ для свободного электрона показана в виде кривой 1. Однако взаимодействие электрона с атомами цепочки приводит к тому, что при определенных значениях импульса электрон начинает тормозиться решеткой, что приводит к разрыву параболической зависимости E от p . Чтобы учесть это взаимодействие электрона с атомами кристаллической решетки, необходимо учитывать волновые свойства электрона, то есть рассматривать волну вероятности электрона.

Увеличение p означает, согласно (2), уменьшение длины волны. Если $\lambda \gg a$, то волна практически не рассеивается регулярной периодической структурой. Однако при $\lambda \sim a$ необходимо учитывать явление дифракции, аналогичное рассеянию (дифракции) рентгеновских лучей в кристаллах. Максимально сильное рассеяние происходит при условии, когда отраженные от двух соседних атомов волны усиливают друг друга, то есть когда разность хода между ними $2a$ становится равной целому числу n длин волн:

$$2a = n\lambda_n. \quad (3)$$

Это соотношение определяет значения волнового вектора

$$k_n = \frac{2\pi}{\lambda_n} = n \frac{\pi}{a}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (4)$$

при которых волна не может распространяться вдоль цепочки атомов и отражается от нее. В корпускулярной интерпретации это означает, что, когда импульс электрона приближается к значениям $p_n = \hbar k_n = n \frac{\hbar \pi}{a}$, его скорость $v_{гр}$

уменьшается и при $p_n = n \frac{\hbar \pi}{a}$ обращается в нуль. Так как скорость электрона равна

$$v_{гр} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE}{dk}, \quad (5)$$

то в точках $p_n = n \frac{\hbar \pi}{a}$ равна нулю производная $\frac{dE}{dp}$, что приводит к разрыву зависимости E от p на границах зон Бриллюэна, как показано на рис.3 (кривые 2).

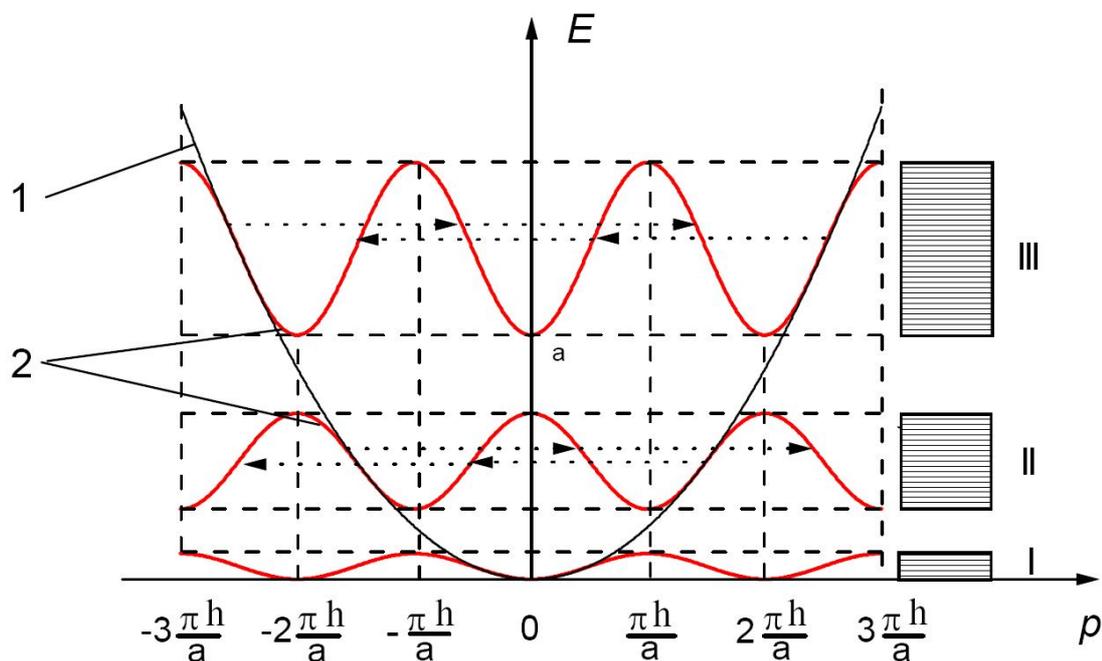


Рис.3. Схема формирования энергетического спектра электрона в периодическом потенциальном поле

Согласно теореме Блоха решением уравнения Шредингера для электрона в периодическом поле кристаллической решетки является плоская волна Блоха

$$\Psi(x, t) = A(x) \exp\left[i \frac{p}{\hbar} x - i \frac{E}{\hbar} t\right], \quad (6)$$

которая является обобщением волны де Бройля и которая отличается от нее тем, что амплитуда волны является пространственной периодической функцией с периодом, равным постоянной решетки a , каковой является и потенциальное поле, то есть

$$A(x+a) = A(x).$$

В этом случае волновые векторы, значения которых k и k' различаются на $n \frac{2\pi}{a}$ (n - целое число), то есть

$$k = k' + n \frac{2\pi}{a},$$

описывают физически неразличимые состояния $\psi(x)$ и $\psi'(x)$ ($|\psi(x)|^2 = |\psi'(x)|^2$):

$$\Psi(x) = A(x) \exp\left[i \frac{2\pi}{a} nx\right] \exp[ik'x] = A'(x) \exp[ik'x] = \Psi'(x),$$

то есть импульсы со значениями p и $p' = p + \hbar \frac{2\pi}{a} n$ становятся неразличимыми.

Физически неразличимым значениям импульса должны соответствовать одни и те же значения энергии, поэтому куски разорванной зависимости E от p на рис.3

(кривые 2) можно перенести параллельно оси p на величину $\hbar \frac{2\pi}{a} n$ (n - целое

число) (на рис.3 эта операция показана пунктирными стрелками), в результате чего энергия становится периодической функцией импульса. Физически

различимые p лежат в интервале $\Delta p = \hbar \frac{2\pi}{a}$, каждый из которых называется зоной Бриллюэна.

Первая зона Бриллюэна соответствует интервалу

$$\left(-\frac{\pi\hbar}{a}, \frac{\pi\hbar}{a}\right).$$

Таким образом, электрон в периодическом поле кристаллической решетки движется как некоторая свободная квазичастица, при этом его движение подчиняется уравнению

$$\frac{dV_{rp}}{dt} = \frac{1}{h} \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{1}{h} \frac{d^2 E}{dk^2} \frac{dk}{dt} = \frac{1}{h^2} \frac{d^2 E}{dk} \frac{dp}{dt} = \left(\frac{1}{h^2} \frac{d^2 E}{dk^2} \right) F, \quad (7)$$

которое является уравнением Ньютона движения точечной частицы массы m^* в потенциальном поле силы F , если m^* определить следующим образом:

$$m^* = \frac{h^2}{\left(d^2 E / dk^2 \right)}. \quad (8)$$

Величина m^* называется эффективной массой квазичастицы, она определяет крутизну зависимости E от p . Величина $p = \hbar k$ носит название квазиимпульса.

Энергетическое представление, приведенное на рис.3, носит название представления энергии в пространстве квазиимпульсов. Оно объясняет появление зон I, II, III и т.д. разрешенных состояний (заштрихованные области), разделенных интервалами запрещенных значений энергии. Число энергетических состояний в зоне равно числу атомов в цепочке. Полученные результаты можно обобщить на случай трехмерного кристалла. В этом случае границами зон Бриллюэна являются замкнутые поверхности, заключенные одна в другой. При этом нужно учесть, что, так как в общем случае вид периодического потенциала зависит от структуры кристалла и различен для различных направлений, то зависимость энергии от волнового вектора также различна для разных направлений в кристалле.

Прямые и не прямые межзонные переходы

Из рис.3 видно, что вблизи верхнего края разрешенной зоны сила, действующая на электрон со стороны кристаллической решетки, будет его тормозить, то есть электрон приобретает отрицательное ускорение. Такое движение с точки зрения классической механики равносильно движению

частицы с отрицательной массой. Это означает, что вблизи верхней границы разрешенной зоны эффективная масса электрона отрицательна. Если учесть, что электрон имеет отрицательный электрический заряд, то его движение в состояниях, соответствующих верхней части энергетической зоны, можно рассматривать как движение положительно заряженной частицы с положительной эффективной массой - дырки.

Наоборот, вблизи нижнего края разрешенной зоны под действием поля кристаллической решетки электрон приобретает положительное ускорение, то есть его эффективная масса положительна. Поэтому на энергетической диаграмме в пространстве квазиимпульсов вблизи границ зон кривизна параболической зависимости энергии от импульса различна: для валентной зоны она отрицательна, а для зоны проводимости - положительна.

Если границы энергетических зон располагаются так, что минимум зоны проводимости располагается над максимумом валентной зоны (рис.4а), то при взаимодействии фотона с электроном должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_V + \mathbf{P}_{\text{фот}} &= \mathbf{P}_C , \\ E_V + h\nu &= E_C , \end{aligned} \quad (9)$$

где \mathbf{p}_V , \mathbf{p}_C и E_V , E_C - импульсы и энергии электрона соответственно в валентной зоне и зоне проводимости, а $\mathbf{p}_{\text{фот}}$ и $h\nu$ - импульс и энергия фотона. Так как в оптическом диапазоне импульс фотона много меньше импульса электрона, то после поглощения фотона электрон из валентной зоны переходит в зону проводимости без изменения импульса. Такому переходу соответствует вертикальная стрелка на рис.4а, переход носит название прямого, а соответствующий полупроводник называют прямозонным (пример - соединения типа InSb, GaSb, PbS, CdS, CdSe и т.д.).

Если минимум зоны проводимости находится при другом значении \mathbf{p} , то после поглощения фотона электрон из валентной зоны в зону проводимости переходит с изменением импульса, который передается фону или у него отбирается:

$$\mathbf{p}_V + \mathbf{P}_{\text{фон}} = \mathbf{P}_C , \quad (10)$$

$P_{\text{фон}}$ - импульс фонона. Такие переходы носят название непрямых межзонных переходов (рис.4б), а полупроводник, в котором они имеют место, называют непрямозонным (пример - германий, кремний).

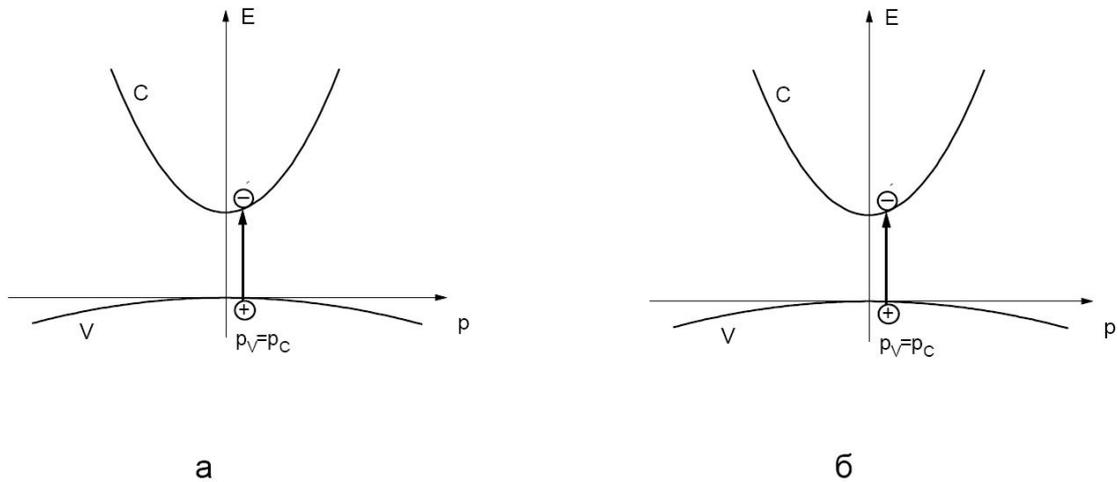


Рис.4. Прямой (а) и непрямой (б) межзонные переходы

Плотность состояний электронов в разрешенной зоне

Согласно принципу неопределенности Гейзенберга ($\Delta x \Delta p \approx h$) объем, который занимает один электрон в фазовом пространстве координат и импульсов, равен

$$v = \int dx dy dz dp_x dp_y dp_z = h^3.$$

Все состояния, классически изображаемые в пределах фазовой ячейки h^3 , неразличимы и должны считаться одним и тем же квантовым состоянием. Число состояний $g(E)dE$, приходящихся на интервал энергий dE , будет равно числу элементарных объемов h^3 , содержащихся в объеме фазового пространства dV , в котором энергия электронов изменяется в пределах $E, E+dE$. Так как энергия электрона определяется его импульсом

$$E = \frac{p^2}{2m^*}, \quad (11)$$

то фазовый объем dV является произведением геометрического объема тела V_q и объема dV_p в пространстве импульсов, в котором импульс электрона изменяется в пределах $p, p+dp$:

$$g(E)dE = \frac{V_q dV_p}{h^3}, \quad \text{где} \quad dV_p = 4\pi p^2 dp. \quad (12)$$

Тогда с учетом того, что в одной фазовой ячейке могут находиться два электрона с противоположно ориентированными спинами, имеем в единичном геометрическом объеме твердого тела

$$g(E)dE = 2 \frac{dV}{h^3} = 2 \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (13)$$

Учитывая (11), получим выражение для плотности энергетических состояний электрона в разрешенной зоне:

$$g(E)dE = 8\pi \frac{\sqrt{2m^* E}^{3/2}}{h^3} dE. \quad (14)$$

Поглощение света при прямых межзонных переходах

Коэффициент поглощения света частоты ν при прямых межзонных переходах определяется вероятностью такого перехода и числом состояний в валентной зоне и зоне проводимости, разделенных энергетическим расстоянием $h\nu$. Очевидно, что при прямых переходах каждому состоянию в валентной зоне с данным значением волнового вектора k_j соответствует только одно состояние в зоне проводимости с тем же значением k_j , то есть при переходе энергия электрона в валентной зоне E_i и энергия электрона в зоне проводимости E_j однозначно определяются энергией фотона $h\nu$.

Вблизи $k=0$ зависимость $E(k)$ представляет собой параболу (11). В этом случае будем иметь у нижней границы зоны проводимости (рис.5)

$$E_j - E_C = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad (15)$$

а у верхней границы валентной зоны

$$E_V - E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}. \quad (16)$$

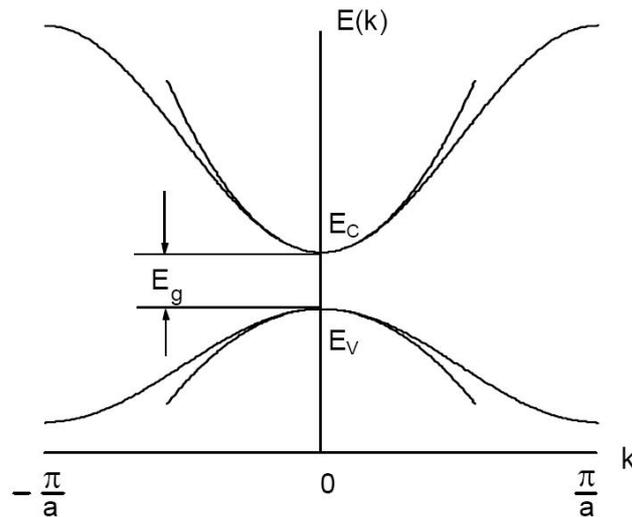


Рис.5. Схема стандартных, или параболических, зон в полупроводниках.

$$E_C - E_V = E_g$$

В этом случае из соотношения (14) можно определить число энергетических состояний электрона на единицу объема кристалла у нижней границы зоны проводимости

$$g_C(E_j)dE_j = 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E_j - E_C)^{1/2} dE_j \quad (17)$$

и у верхней границы валентной зоны

$$g_V(E_i)dE_i = 4\pi \frac{(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} (E_V - E_i)^{1/2} dE_i. \quad (18)$$

В межзонных переходах с поглощением энергии фотона $h\nu$ участвуют только состояния E_i и E_j , удовлетворяющих условию

$$h\nu = E_j - E_i = E_C - E_V + \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_n^*} + \frac{1}{m_p^*} \right),$$

откуда с учетом (15) и (16) и того, что $E_C - E_V = E_g$, получим, что в процессе прямых переходов участвуют только состояния E_i и E_j , энергии которых выражаются как

$$E_i = \frac{m_n^*}{m_n^* + m_p^*} E \quad \text{и} \quad E_j = \frac{m_p^*}{m_p^* + m_n^*} E, \quad (19)$$

где $E = h\nu - E_g$ (E_g - ширина запрещенной зоны). Тогда число состояний, участвующих в прямых переходах с поглощением света в частотном интервале $[\nu, \nu + d\nu]$, будет равно

$$g(E)dE = \frac{2\pi}{h^3} \left(\frac{2m_p^* m_n^*}{m_n^* + m_p^*} \right)^{3/2} E^{1/2} dE. \quad (20)$$

Если вероятность перехода не зависит от энергии, то коэффициент поглощения света для прямых межзонных переходов равен

$$\alpha(\nu) = \text{const}(h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (21)$$

Таким образом, собственное межзонное поглощение будет иметь место, если энергия фотона превышает ширину запрещенной зоны, то есть собственное поглощение имеет сплошной спектр (рис.2), длинноволновая граница которого определяется условием

$$\lambda_{\text{ГР}} = \frac{c}{\nu_{\text{ГР}}} = \frac{hc}{E_g}. \quad (22)$$

Выражение (21) справедливо для разрешенных переходов, которые имеют место, если волновые функции валентной зоны и зоны проводимости определяются состояниями индивидуальных атомов, для которых орбитальные квантовые числа различаются на единицу.

В противном случае прямые межзонные переходы будут запрещены. Для коэффициента поглощения света в случае запрещенного прямого межзонного перехода может быть получено выражение, аналогичное (21):

$$\alpha(\nu) = \text{const}'(h\nu - E_g)^{3/2}. \quad (23)$$

Таким образом, длина волны $\lambda_{\text{гр}}$, соответствующая границе собственного поглощения, позволяет по формуле (22) определить ширину запрещенной энергетической зоны, а зависимость коэффициента поглощения от частоты вблизи края собственного поглощения - тип оптического перехода: для разрешенного перехода $\alpha(\nu) \sim \nu^{1/2}$, для запрещенных - $\alpha(\nu) \sim \nu^{3/2}$.

Поглощение света слоем полупроводника конечной толщины

При падении светового пучка интенсивностью I_0 на поверхность слоя полупроводника толщиной d часть его RI_0 отражается на границе раздела воздух/полупроводник (R - френелевский коэффициент отражения), а оставшаяся часть $(1-R)I_0$ проходит внутрь полупроводника. По мере распространения внутри слоя интенсивность света согласно закону Бугера-Ламберта экспоненциально уменьшается и после частичного отражения света на второй границе раздела полупроводник/воздух из слоя выходит световой поток с интенсивностью, определенной следующим образом (рис.6):

$$I_T = I_0(1-R)^2 \exp(-D), \quad (24)$$

где $D = \alpha d$ - оптическая плотность слоя толщиной d , α - коэффициент поглощения полупроводника.

Для вычисления коэффициента поглощения полупроводника α при нормальном падении пренебрегая интерференцией выходящих лучей можно использовать два выражения.

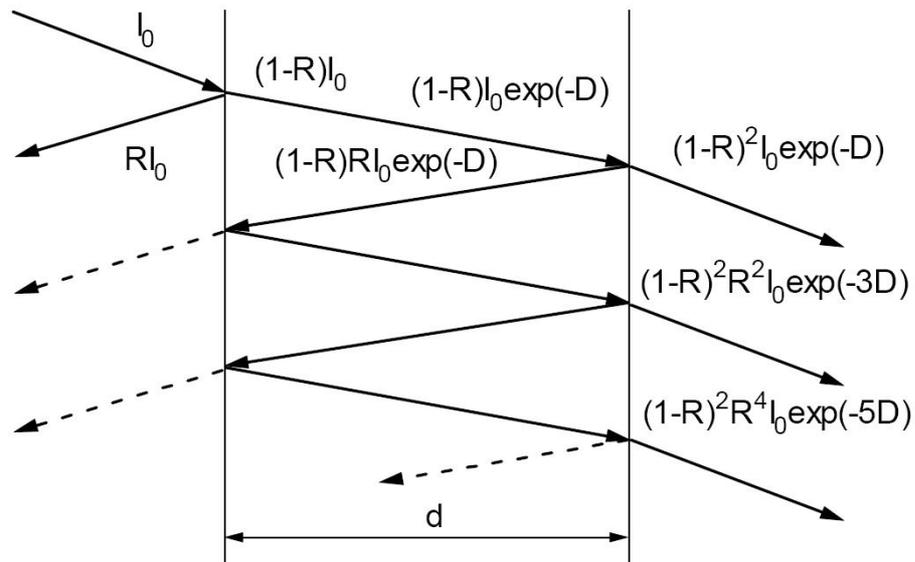


Рис.6. Изменение интенсивности светового пучка при его прохождении через слой полупроводника

В случае, когда оптическая плотность образца $D < 1$, интенсивность прошедшего через него светового потока будет являться суммой интенсивностей всех составляющих его компонентов и пропускание образца можно оценить как

$$T = \frac{I_{\text{ВЫХ}}}{I_0} = \frac{(1-R)^2 I_0 \exp(-D) + (1-R)^2 R^2 I_0 \exp(-3D) + \dots}{I_0} =$$

$$= \frac{(1-R)^2 \exp(-D)}{1 - R^2 \exp(-2D)}. \quad (25)$$

В случае, когда $D > 1$, справедливым становится выражение

$$T = (1-R)^2 \exp(-D). \quad (26)$$

Величина α у полупроводниковых материалов меняется в широких пределах: от 10^{-2} до 10^5 см^{-1} . Поэтому при измерении коэффициента поглощения обычно подбирается такая толщина образца, чтобы его оптическая плотность

$D = \alpha d$ была порядка 1. В этом случае можно с допустимой погрешностью пользоваться выражением (26), которое дает возможность по измеренным значениям R , T и d определить коэффициент поглощения:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{(1-R)^2}{T}. \quad (27)$$

Схема установки

В работе исследуется образец полупроводникового материала на основе $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ ($x=0,6$), граница собственного поглощения которого находится в видимой области спектра. Ее можно наблюдать визуально с помощью монохроматора УМ-2, который используется в экспериментальной установке.

Схема установки приведена на рис. 7. Излучение лампы накаливания (1) фокусируется линзой (2) на входную щель монохроматора УМ-2 (3). Изображение сплошного спектра излучения лампы формируется в плоскости выходной щели монохроматора. Перемещая диспергирующую призму прибора с помощью барабана длин волн (4), можно через выходную щель пропускать свет различных диапазонов спектра излучения лампы (1). Этот квазимонохроматический поток падает на приемную площадку фотодиода ФД-24 (5), кожух которого надевается непосредственно на корпус выходной щели УМ-2.

Ток фотодиода регистрируется с помощью чувствительного цифрового вольтметра GDM-8135 (6), работающего в режиме гальванометра: он измеряет падение напряжения на входном сопротивлении вольтметра, обусловленное током фотодиода. Перед входной щелью УМ-2 устанавливается исследуемый образец (7), заключенный между двумя стеклянными пластинами, или стеклянные пластины без образца (8) (последние необходимы для учета френелевского отражения от стеклянных пластин). Блок (9) служит для питания лампы накаливания (1).

Для построения градуировочного графика прибора УМ-2 вместо лампы накаливания устанавливается ртутная лампа (типа ДРШ-250) (на рис. 7 не приведена).

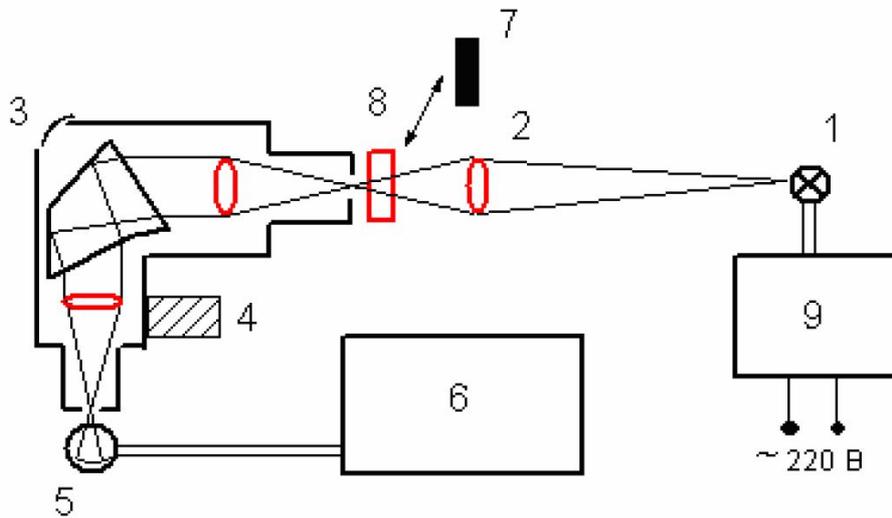


Рис.7. Схема установки

Задание 1. Градуировка шкалы монохроматора в длинах волн.

Градуировка УМ-2 производится с помощью ртутной лампы, которая служит источником известного линейчатого спектра.

Порядок градуировки.

1. Отодвинуть кожух фотодиода вместе с подставкой от выходной щели монохроматора.

2. Установить вместо головки с выходной щелью окулярную головку для визуального наблюдения спектра.

3. Установить входную щель монохроматора 0,05 мм.

4. Установить ртутную лампу.

5. Включить ртутную лампу тумблерами "Сеть" и "ДРШ" на блоке питания (на рис.7 не показаны). Если лампа не зажглась, несколько раз коротко нажать кнопку "Пуск". Прогреть лампу 5 минут.

6. Сфокусировать с помощью линзы 2 изображение дуги разряда на входную щель монохроматора так, чтобы размеры светового пятна были приблизительно равны высоте щели.

7. Вращением окуляра добиться резкого изображения иглы-указателя. При правильно съюстированном монохроматоре должны наблюдаться резкие спектральные линии. Юстировка монохроматора производится обслуживающим персоналом ЛАФ.

8. Отградуировать монохроматор. Для этого вращением барабана длин волн только в одну сторону совмещать последовательно середины линий спектра ртути с иглой-указателем, записывая каждый раз значения длины

тра ртути с иглой-указателем, записывая каждый раз значения длины волны и делений барабана.

9. Построить градуировочный график УМ-2 в координатах: длина волны - деление барабана.

Задание 2. Измерение спектра пропускания полупроводникового образца.

1. Установить вместо ртутной лампы лампу накаливания 1.

2. Включить блок питания лампы накаливания 10.

3. Сфокусировать с помощью линзы 2 излучение лампы на входную щель монохроматора так, чтобы размер светового пятна был приблизительно равен высоте щели.

4. Установить перед входной щелью монохроматора две стеклянные пластинки 9 без исследуемого образца.

5. Вращением окуляра добиться резкого изображения иглы-указателя. Убедиться в наличии сплошного спектра излучения лампы накаливания.

6. Установить перед входной щелью исследуемый образец 8, ориентировочно определить область делений барабана длин волн УМ-2, соответствующих границе спектра собственного поглощения полупроводникового материала.

7. Снять окулярную головку монохроматора, заменить ее на головку с выходной щелью.

8. Кожух фотодиода плотно вставить на выступ корпуса входной щели так, чтобы посторонний свет не попадал на фотоэлемент.

9. Установить ширины входной и выходной щелей монохроматора 0,1 мм.

10. Установить перед входной щелью УМ-2 стеклянные пластинки 9 без образца.

11. Включить вольтметр В7-27 (7). Положение переключателя рода работы и диапазона измеряемых величин должен находиться в положении 200 мВ. Белый штекер должен быть вставлен в гнездо с маркировкой «0», красный штекер – в гнездо с маркировкой «U-R».

12. Вращением барабана длин волн 4 только в одну сторону измерить величину напряжения на нагрузке фотоэлемента в 20 - 25 точках, соответствующих визуально определенной области границы спектра поглощения исследуемого образца, для каждой точки фиксируя показания барабана длин волн.

14. Установить перед входной щелью монохроматора исследуемый образец 8.

15. Вращением барабана длин волн 4 только в одну сторону измерить величину напряжения на нагрузке фотоэлемента в тех же самых 20 - 25 точках, соответствующих визуально определенной области границы спектра поглощения исследуемого образца.

16. Определить значения коэффициента пропускания исследуемого образца для выбранных точек, поделив значения показаний вольтметра п.15 на значения показаний вольтметра п.13, соответствующие одним и тем же значениям делений барабана длин волн.

17. Пользуясь полученным в задании 1 градуировочным графиком УМ-2, рассчитать значения коэффициента пропускания исследуемого образца для значений длин волн в области границы собственного поглощения полупроводникового материала.

Задание 3. Обработка экспериментальных данных. Определение ширины запрещенной зоны E_g и типа межзонного перехода.

1. Рассчитать коэффициент поглощения полупроводника для различных частот по формуле (27), используя результаты задания 2 и данные по исследуемому образцу: $d = 20$ мкм, $R = 0,15$. Составить таблицу по нижеприведенной форме:

Деления барабана	λ , нм	ν , Гц	$h\nu$, эВ	T	α , см ⁻¹	α^2 , см ⁻²

2. Построить графическую зависимость $\alpha^2 = f(h\nu)$.

3. Выявить на графике участок спектра, где экспериментальные точки удовлетворяют линейной зависимости. Наличие такого участка показывает, что межзонный оптический переход является прямым разрешенным переходом.

4. Экстраполировать линейную зависимость до пересечения ее с осью абсцисс. Точка пересечения определяет ширину запрещенной зоны E_g , выраженную в эВ.

Контрольные вопросы

1. Зонная структура полупроводника. Энергетическое представление полупроводника в пространстве квазиимпульсов.
2. Что такое собственное или фундаментальное поглощение? Каковы типы оптических переходов?
3. Чем определяется плотность состояний электронов в разрешенной зоне?
4. Чем различаются спектры поглощения для разрешенных и запрещенных прямых межзонных переходов?
5. Метод определения спектра поглощения полупроводника по спектру его пропускания.
6. Методика определения ширины запрещенной зоны полупроводника по спектру поглощения.

Литература

- Шпольский Э.В. Атомная физика. М., 1974.
- Сивухин Д.В. Общий курс физики. М., 1986. Т.5.
- Савельев И.В. Курс общей физики. М., 1979. Т.3.
- Добрецов Л.Н. Атомная физика. М., 1960.
- Баранов Л.И. Элементы теории полупроводников. Саратов. 1976.
- Руководство к практическим занятиям по курсу "Методы исследования полупроводниковых материалов, приборов и ИМС". Учебное пособие. Под ред. Д.И.Биленко. Саратов. 1980.
- Брандт Н.Б. Новый класс фотопроводящих радиационностойких полупроводниковых материалов. // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. №4. С.65-72.