

ЭКСИТОНЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

ВВЕДЕНИЕ

Спектры поглощения полупроводников и изоляторов обнаруживают две характерные области: область относительной прозрачности, где коэффициент поглощения не велик, и область чрезвычайно сильного поглощения (коэффициент поглощения, K , равен 10^5 - 10^6 см^{-1}). Область сильного поглощения называют собственным, основным или характеристическим поглощением кристалла. С длинноволновой стороны эта область имеет «край», который у ряда полупроводников обрывается весьма резко. Сплошное поглощение соответствует освобождению электрона и переводу его в зону

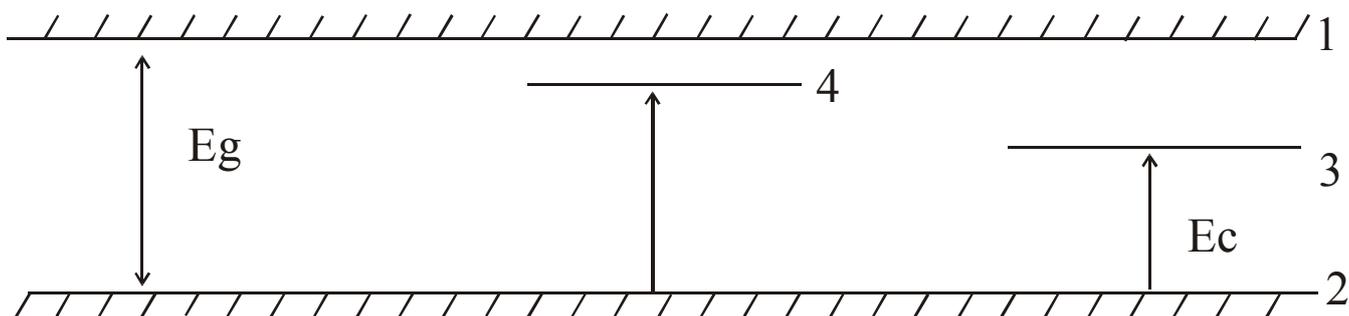


Рис. 1

проводимости. Край поглощения характеризует минимальную энергию, необходимую для перевода электрона с верхнего края валентной полосы на нижний край запрещенной зоны. (Предполагается, что студенты имеют элементарное представление о зонной структуре твердых тел (см. приложение))

Зонная схема полупроводника

1. зона проводимости
2. валентная зона
3. - уровень примеси
4. уровень экситона

E_g – энергетическая ширина запрещенной зоны.

Все фотоны, обладающие энергией большей, чем минимальная поглощаются кристаллом полностью. Типичная кривая поглощения для полупроводника показана на рис.2.

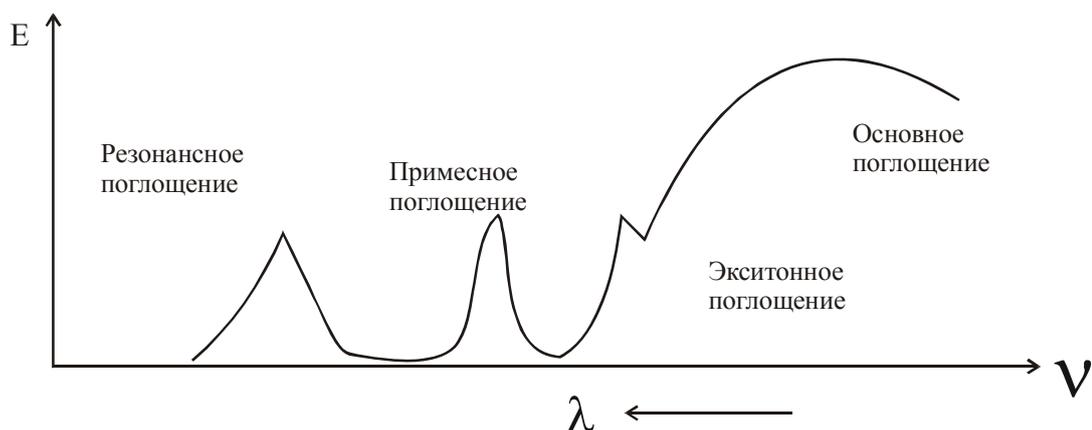


Рис. 2

Частотная зависимость электромагнитного поглощения в кристаллах.

характер возрастания поглощения с энергией фотонов, т.е. форма края полосы поглощения, определяется зонной структурой полупроводника. В ряде полупроводников переход электрона из вершины валентной зоны в минимум зоны проводимости осуществляется при поглощении веществом лишь кванта света (так называемые «прямые переходы» $K \approx h\nu^{1/2}$). В других полупроводниках обязательно участие, наряду с фотоном, колебательного кванта решетки – фотона (случай «непрямых переходов» $K \approx h\nu^2$).

На кривой рис.2 видно, что для частот, меньших основной, кристаллы в основном прозрачны, правда, для частот, меньших основной частоты поглощения, имеется несколько максимумов поглощения, но соответствующие им энергии возбуждения недостаточны для того, чтобы электроны могли преодолеть всю ширину энергетической щели. Максимум при наименьшей частоте обусловлен колебаниями атомов, входящих в решетку полупроводника.

В этой области энергия поглощенных квантов света вызывает колебания атомов с собственной (резонансной) частотой. Собственная частота колебаний ионов в твердом теле, равная примерно 10^{13} ГЦ, находится примерно в инфракрасной области спектра. Второй максимум поглощения назван на рис. 2 примесным, т.к. он обусловлен примесями и дефектами решетки. Реальный полупроводник может содержать различные примеси и дефекты различного рода. Это вызовет появление на кривой поглощения несколько максимумов. Отметим, что эти максимумы соответствуют локальному поглощению излучения электронами. Полосы примесного поглощения часто расположены в видимой области спектра и могут обуславливать окраску кристаллов.

Большой интерес представляет сравнительно узкая энергетическая область поглощения, непосредственно примыкающая к краю собственного поглощения, так называемое экситонное поглощение.

Цель настоящей работы – изучение экситонного поглощения света в полупроводниковых кристаллах Cu_2O .

ЭКСИТОНЫ В КРИСТАЛЛАХ.

Представление об экситонных состояниях (экситонах) было впервые введено в физику твердого тела советским ученым Френкелем в 1931 году. Согласно Френкелю, возбуждение одного из атомов не всегда приводит к появлению свободных носителей тока (электронов и «дырок» в полупроводниках). Возбужденный электрон и связанная с ним дырка могут оставаться локализованными около своего атома. Из-за трансляционной симметрии кристалла (равнозначность всех атомов) это электронно-дырочное возбуждение будет перемещаться в кристалле резонансным способом. Такие возбуждения Френкель назвал экситонами. Экситон есть электрически нейтральное, подвижное возбужденное состояние кристалла. Экситон может перемещаться в кристалле, отдавая свою энергию в процессах рекомбинации, но в силу электрической нейтральности он не дает непосредственного вклада в электрическую проводимость. Для энергетического описания экситона имеется две возможности, соответствующие двум различным предельным приближениям. Согласно первой, предложенной Френкелем, экситон рассматривается как возбуждение электронной системы отдельной молекулы.

Согласно второй, предложенной Ванье-Моттом, экситон рассматривается как водородоподобное связанное состояние электрона зоны проводимости и дырки валентной зоны, причем расстояние между электроном и дыркой считается большим по сравнению с радиусом атома. В полупроводниках оправдывается обычно модель Ванье-Мотта. Рассмотрим ее несколько подробнее.

Пусть электрон находится в зоне проводимости кристалла, а дырка в валентной зоне. Электрон и дырка притягиваются в силу кулоновского взаимодействия. Кулоновский потенциал в этом случае имеет вид:

$$U = \frac{e^2}{\epsilon r}$$

где r - расстояние между частицами,

ϵ - диэлектрическая постоянная среды.

Если r достаточно велико, то кулоновский потенциал для пустоты можно считать просто в ϵ раз ослабленным. связанное состояние электронной системы будут иметь энергию меньше уровня, соответствующего дну зоны проводимости. Эта задача весьма похожа на задачу об атоме водорода и энергетические уровни вблизи дна зоны проводимости можно, описывать несколько модифицированной формулой Ридберга

$$W_{ex}^n = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2 n^2} \quad (2)$$

Здесь $\hbar/2\pi$ - постоянная Планка, n - главное квантовое число,

μ - приведенная масса экситона, определяемая соотношением:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \quad (3)$$

где m_e - эффективная масса электрона и m_h - дырки. «Диаметр» экситона дается выражением:

$$d_{ex} = 2(n^2/\mu q^2)\epsilon^2 \hbar^2$$

где μ - приведенная масса экситона,

ϵ - диэлектрическая постоянная,

q – заряд электронов,

n – главное квантовое число.

Следует обратить внимание на то, что с увеличением квантового числа (n) энергия связи экситона уменьшается.

Масса электрона в кристалле оказывается отличной от массы электрона m в вакууме. Это вызвано взаимодействием электрона с полем кристаллической решетки. Из курса теоретической механики известно, что энергия частицы является функцией ее импульса $E=(P)$, а $m = \frac{\partial p^2}{\partial E}$. В кристалле энергия электрона (E) тоже является функцией его квазиимпульса (K) (аналог P для электрона в кристалле), но зависимость эта уже другая. Отсюда и получается, что масса электрона в кристалле отлична от его массы в вакууме.

На рис.3 показаны энергетические уровни экситона в запрещенной зоне, а рис.4 – спектр поглощения экситона, предсказываемый простейшей теорией.

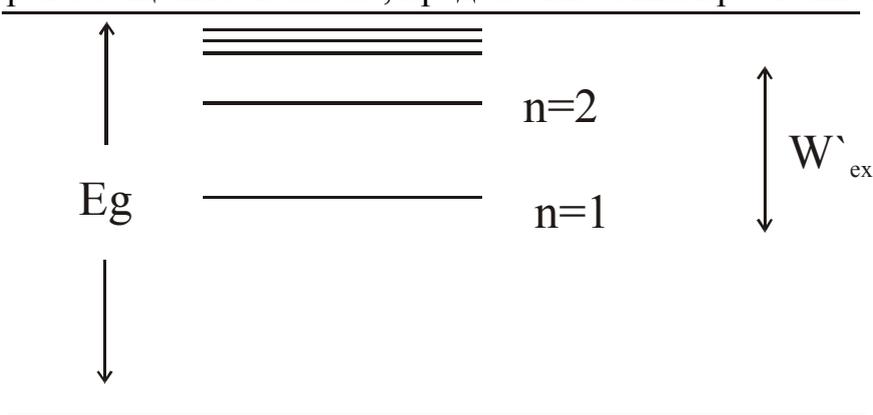


Рис. 3

Уровни энергии экситона

W'_{ex} - энергия связи экситона с квантовым числом $n=1$

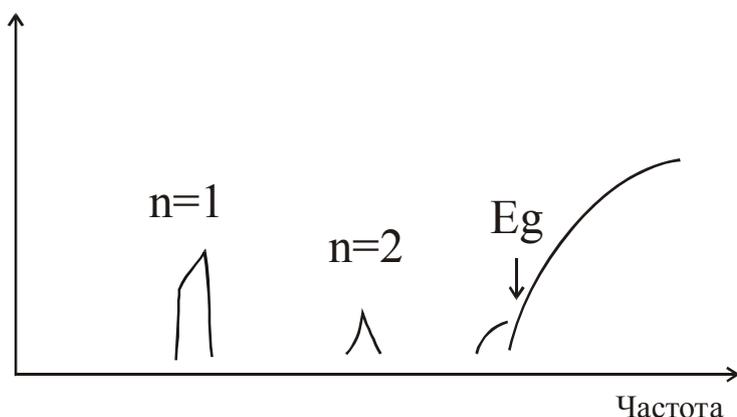


Рис. 4

Вид кривой экситонного поглощения в твердых телах, предсказываемый простейшей теорией.

Из сказанного выше ясно, что при $n \rightarrow \infty$ уровни экситона переходят в сплошной спектр, соответствующий диссоциированному состоянию электрона и дырки. Иными словами, предел экситонной серии соответствует энергетической ширине запрещенной зоны в данном полупроводнике.

Образование устойчивой системы электрона и дырки возможно лишь при достаточно низких температурах. В тех случаях, когда энергия связи экситона становится соизмеримой с энергией тепловых колебаний решетки, экситон разрушается и линии в спектре поглощения исчезают. Напомним, что энергия тепловых колебаний составляет при $300^\circ\text{K}=25,8 \cdot 10^{-3}$ эВ, при 77°K (температура жидкого азота) $=6,6 \cdot 10^{-3}$ эВ. Энергии: связи экситона в некоторых кристаллах составляют: германий - $12 \cdot 10^{-3}$ эВ, кремний - $28 \cdot 10^{-3}$ эВ.

Впервые спектр экситона в полупроводниковом кристалле наблюдался советским физиком, профессором ЛГУ Е.Ф.Гроссом в 1951 году (за открытие и изучение свойств экситона Е.Ф.Гроссу и его сотрудникам была присуждена Ленинская премия по физике в 1966 г), на кристаллах закиси меди. С этой целью плоскопараллельные пластинки Cu_2O опускались в прозрачный сосуд

Дьюара с жидким азотом. Кристалл освещался лампой накаливания, имеющей непрерывный спектр излучения, а свет, прошедший через кристалл, анализировался спектрографом большой дисперсией. Вблизи края фундаментального поглощения Cu_2O в области 5800 \AA была обнаружена серия относительно узких линий поглощения, частота которой удовлетворяла водородоподобной зависимости.

$$\nu = 17500 - 800 \frac{1}{n^2} \text{ см}^{-1} \quad (5)$$

Линии экситонной серии хорошо описываются этой формулой, начиная с экситонной линией с $n=2$ и выше. Линия с квантовым числом $n=1$ несколько отклоняется от положения предписываемого ей формулой (5). Это связано с тем обстоятельством, что на малых расстояниях (см. формулу (4)) величина диэлектрической проницаемости ϵ отлична от своего макроскопического значения. Следует также заметить, что линия поглощения экситона с $n=1$ в закиси меди имеет малый коэффициент поглощения (по сравнению с другими линиями) и ее можно наблюдать лишь в относительно толстых образцах. Малость коэффициента поглощения линии с $n=1$ вызвана квантово-механическими «правилами отбора» для этого перехода в закиси меди.

В этой работе вам предстоит повторить первый опыт Е.Ф.Гросса и получить некоторые параметры экситона в Cu_2O .

ЗАДАНИЕ

1. Сфотографировать спектры поглощения 2-х кристаллов Cu_2O («толстый» и «тонкий» образцы) при 77°K со спектром сравнения (Ne).
2. «Уложить» линии в серию и определить постоянную Ридберга для экситона. Для этого: измерить на компараторе длины волн (частоты) экситонных линий поглощения и длинноволновую границу сплошного спектра.

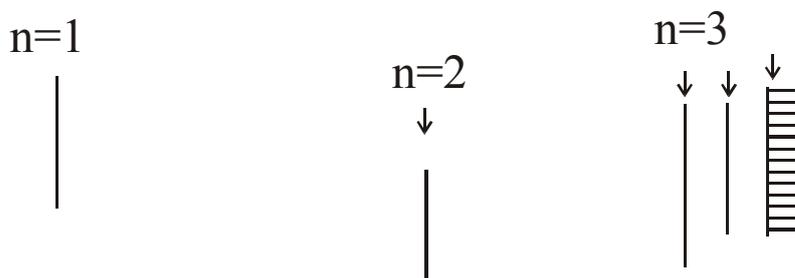


Рис. 5

Причем, наиболее длинноволновой линии поглощения в «толстом» кристалле приписать квантовое число $n=1$, а для наиболее длинноволновой линии в «тонком» кристалле принять $n=2$.

3. Определить энергии связи экситона в мэВ (расстояние между $n=1, n=2, n=3$ и пределом серии).
4. Определить радиус орбиты экситона для орбит с квантовым числом $n=1, 2, 3$.

5. Определить ширину запрещенной зоны (из измерений сплошного спектра и из предела экситонной серии).

ЛИТЕРАТУРА: Е.Ф.Гросс УФН 63,575, 1957. 76,433,1962.