

УДК 535.37

## ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КВАЗИНУЛЬМЕРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

*А. И. Екимов, И. А. Кудрявцев, М. Г. Иванов, Ал. Л. Эфрос*

Исследованы спектры низкотемпературной люминесценции микрокристаллов CdS, выращенных в прозрачной матрице оксидного стекла. Размер микрокристаллов направленно изменялся от нескольких десятков до нескольких тысяч ангстрем. В спектрах микрокристаллов большого размера обнаружены линии, обусловленные аннигиляцией свободных и связанных экситонов. Уменьшение размера сопровождается падением интенсивности экситонных линий, и в спектрах излучения микрокристаллов малого размера оказываются доминирующими полосы излучения, обусловленные переходами с участием примесей и дефектов решетки. Исследована зависимость спектрального положения и кинетики затухания этих полос от размера микрокристаллов. Развита теория, описывающая энергетический спектр мелких донорных состояний и кинетику межпримесной рекомбинации в квазинульмерных полупроводниковых структурах.

Исследование размерных эффектов в полупроводниковых структурах с пониженной мерностью является в настоящее время одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений физики твердого тела. Наряду с квазидвумерными [1] и квазиодномерными структурами [2] большое внимание уделяется изучению квазинульмерных структур, представляющих собой полупроводниковые микрокристаллы, выращенные в различных диэлектрических средах [3-5]. Установлено, что спектры собственного поглощения таких микрокристаллов определяются эффектом размерного квантования энергетического спектра пространственно ограниченных электронно-дырочных пар и хорошо описываются в рамках метода эффективной массы [6].

Настоящая работа посвящена исследованию нового круга явлений в квазинульмерных полупроводниковых структурах, определяющих характер энергетического спектра электронов и дырок, связанных на примесях и дефектах решетки, и проявляющихся в спектрах люминесценции микрокристаллов. Установлена важная роль поверхностного заряда в формировании спектров люминесценции микрокристаллов. Исследована размерная зависимость спектров и кинетики затухания люминесценции, обусловленной переходами с участием локализованных состояний.

### 1. СТАЦИОНАРНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МИКРОКРИСТАЛЛОВ CdS

#### 1. Спектры люминесценции больших микрокристаллов

Микрокристаллы CdS выращивались в объеме прозрачной матрицы оксидного стекла в процессе диффузионно-контролируемого фазового распада пересыщенного твердого раствора на стадии переконденсации, позволяющей направленно варьировать их размеры [7]. Размер микрокристаллов измерялся с помощью метода малоуглового рентгеновского рассеяния в приближении сферических монодисперсных частиц в области значений их среднего радиуса  $\bar{a}=15\div 350$  Å. Средний радиус микрокристал-

лов большого размера оценивался путем экстраполяции зависимости размера от времени термообработки при постоянной температуре [7]. Спектры стационарной фотолюминесценции исследовались при возбуждении излучением He—Cd лазера ( $\lambda = 441.6$  нм,  $P = 50$  мВт). Для изучения кинетики затухания люминесценции использовался азотный лазер ( $\lambda = 337.1$  нм,  $t = 10$  нс). Исследования проводились при  $T = 4.2$  К.

Спектр стационарной фотолюминесценции образца, содержащего микрокристаллы большого размера ( $\bar{a} \approx 700$  Å), приведен на рис. 1. Видно, что спектральное положение самой коротковолновой линии в спектре люминесценции совпадает с поглощением экситонов, связанных с верхней валентной подзоной ( $A_{n-1}$ ), в спектре пропускания, приведенном на этом же рисунке. Наряду с излучением свободных экситонов в спектрах люминесценции некоторых образцов наблюдается также линия, обусловленная аннигиляцией экситонов, связанных на нейтральном доноре  $I_2$ . Спектральное положение следующей линии ( $D-h$ ), также наблюдавшейся ранее в спектрах люминесценции объемных кристаллов CdS [8, 9], сильно зависит от интенсивности возбуждающего света. Обсуждению природы этой линии и зависимости ее спектрального положения от интенсивности

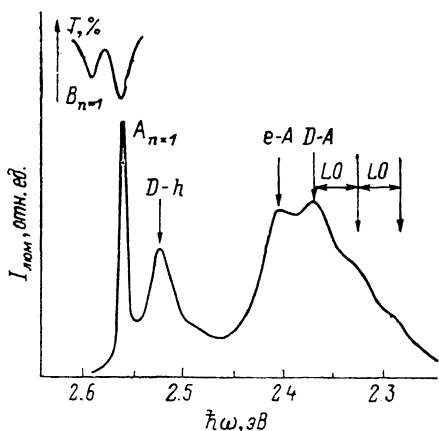


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции микрокристаллов CdS большого размера ( $\bar{a} \sim 700$  Å).

Энергия связи донора и акцептора 0.03 и 0.18 эВ соответственно [10].

возбуждения посвящен следующий раздел. Далее в спектре люминесценции микрокристаллов большого размера наблюдается хорошо известная структура, обусловленная переходом между мелкими водородоподобными донорными и акцепторными состояниями, связанными со структурными дефектами [10]. Таким образом, спектры низкотемпературной люминесценции микрокристаллов достаточно большого размера оказываются подобны спектрам объемных кристаллов и определяются излучательной рекомбинацией свободных и связанных экситонов, а также переходами с участием мелких состояний, обусловленных дефектами решетки и примесями.

Уменьшение размера микрокристаллов приводит к быстрому исчезновению линий экситонной люминесценции, и спектры излучения микрокристаллов с  $\bar{a} \leq 400$  Å определяются оптическими переходами с участием глубоких донорных и акцепторных состояний. Результаты исследования размерной зависимости спектрального положения и кинетики затухания люминесценции, обусловленной этими переходами, будут рассмотрены ниже.

## 2. Зависимость спектрального положения $D-h$ линии от интенсивности возбуждения

Спектры люминесценции одного из образцов, содержащих микрокристаллы с  $\bar{a} \geq 700$  Å при различных интенсивностях возбуждения, приведены на рис. 2. Как видно, в этом образце наряду с линией излучения свободных экситонов наблюдается люминесценция, обусловленная аннигиляцией экситонов, связанных на нейтральном доноре  $I_2$ . Видно также, что увеличение интенсивности возбуждения приводит к сильному коротковолновому сдвигу  $D-h$  линии. Величина полного сдвига оказывается зависящей от размера микрокристаллов. Экспериментальные зависимости

положения максимума  $D-h$  линии от интенсивности возбуждения, измеренные для четырех образцов, содержащих микрокристаллы различного размера, приведены на рис. 3. Видно, что при увеличении интенсивности возбуждения положение максимума выходит на насыщение, причем энер-

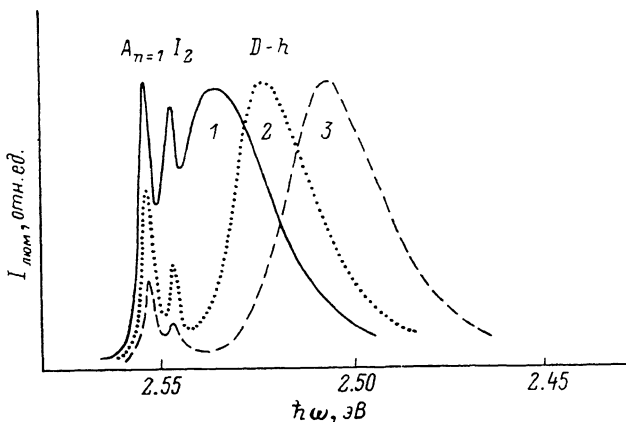


Рис. 2. Спектры люминесценции микрокристаллов CdS ( $\bar{a} \sim 700 \text{ \AA}$ ) при различных интенсивностях возбуждения:  $I$  (1),  $0.002 I$  (2),  $0.0003 I$  (3).

гия насыщения оказывается существенно зависящей от размера микрокристаллов. Величина сдвига «полки» насыщения при уменьшении размера микрокристаллов от  $\bar{a} \approx 350$  до  $\bar{a} \approx 120 \text{ \AA}$  составляет около 20 мэВ.

Для выяснения природы этого сдвига было проведено сравнение зависимости спектрального положения  $D-h$  линии на «полке» и линий экситонного поглощения от размера микрокристаллов. Как видно из рис. 4, по мере уменьшения размера микрокристалла происходит сдвиг и сближение  $A$ - и  $B$ -экситонов. Такое поведение соответствует уменьшению расщепления валентной зоны из-за наличия кристаллического поля в кри-

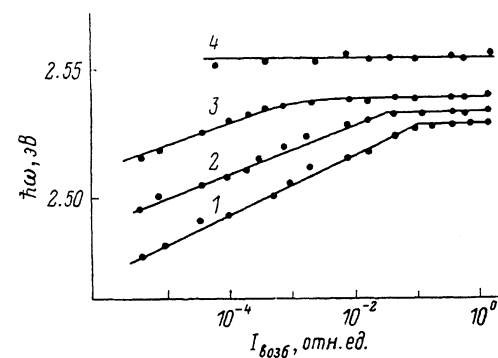


Рис. 3. Зависимость спектрального положения максимума  $D-h$  линии от интенсивности возбуждения в микрокристаллах различного размера:  $\bar{a} = 380$  (1), 240 (2), 180 (3), 120  $\text{ \AA}$  (4).

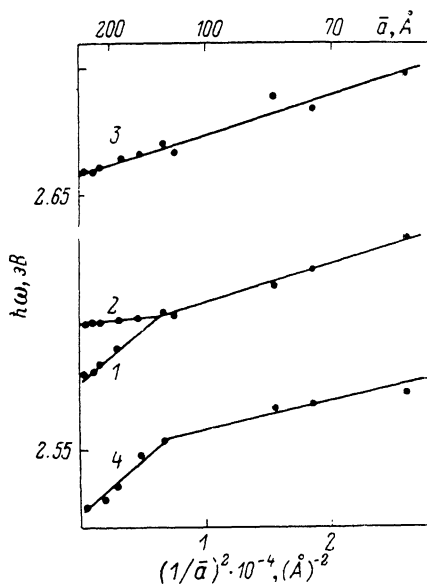


Рис. 4. Зависимость спектрального положения линий поглощения экситонов, связанных с различными валентными подзонами:  $A_{n=1}$  (1),  $B_{n=1}$  (2) и  $C_{n=1}$  (3), и линии люминесценции  $D-h$  (4) от размера микрокристаллов.

сталлах с гексагональной симметрией решетки. Этот эффект связан, по-видимому, с постепенным переходом структуры кристаллической решетки микрокристаллов от гексагональной к кубической по мере уменьшения их размера. Наличие такого структурного перехода было подтверждено

прямыми измерениями параметров решетки микрокристаллов CdS с помощью электронографии [11]. Как видно из рис. 4, зависимость спектрального положения линии  $D-h$  на «полке» полностью отслеживает сдвиг верхней валентной подзоны по мере уменьшения размера микрокристаллов и, следовательно, также обусловлена структурными изменениями параметров валентной зоны. Этот факт прямо показывает, что переход, ответственный за  $D-h$  линию при больших интенсивностях возбуждения, является переходом донор—свободная дырка. Энергия связи донора  $E_D$ , участвующего в этом переходе, может быть определена из рис. 4 по разнице спектрального положения  $A$ -экситона и  $D-h$  линии. Так как энергия связи экситона в CdS равна 28 мэВ, получаем  $E_D \approx 75$  мэВ.

Сильная зависимость спектрального положения  $D-h$  линии от интенсивности возбуждающего света (рис. 3) может быть связана с уменьшением приповерхностного загиба зон [12]. Рассмотрим сначала микрокристаллы достаточно большого размера. В этом случае изгиб зон у границы полупроводника, возникающий за счет ухода электронов с доноров на поверхностные центры, может быть описан хорошо известной формулой для загиба зон на плоской поверхности

$$U(z) = \frac{2\pi e^2}{\kappa} N_D (z - l_D)^2, \quad (1)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $e$  — заряд электрона,  $N_D$  — объемная концентрация доноров,  $z$  — расстояние от поверхности,  $l_D = N_S/N_D$  — толщина слоя обеднения,  $N_S$  — поверхностная концентрация зарядов. При этом загиб зон  $U_S$  на поверхности будет

$$U_S = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \frac{N_S^2}{N_D}. \quad (2)$$

При освещении полупроводника фотовозбужденные дырки попадают в приповерхностный «карман», создаваемый потенциалом (1). Заряд этих дырок частично компенсирует поверхностный заряд  $N_S$ , что приводит к уменьшению загиба зон  $U_S$  (см. (2)).

Этот эффект и проявляется при рекомбинации дырок из «кармана» с нейтральными донорами, расположенными на границе области обеднения. Так как энергетическое положение дырок в «кармане» отслеживает загиб зон  $U_S$ , а их количество зависит от интенсивности возбуждающего света, то положение рассматриваемой линии будет сильно зависеть от интенсивности возбуждения.

Получим выражение для связи между сдвигом  $D-h$  линии и интенсивностью возбуждения  $I$ . Время рекомбинации электрона  $\tau_I$  определяется вероятностью его туннелирования под барьер, создаваемый потенциалом (1), и при достаточной его высоте с экспоненциальной точностью равно

$$\frac{1}{\tau_I} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{l_D} \sqrt{2m_e U(z)} dz\right) = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(-\frac{U_S}{E_B \sqrt{4\pi N_D a_B^3}}\right), \quad (3)$$

где  $m_e$  — эффективная масса электрона,  $a_B = e^2 \kappa / m_e \hbar^2$  — боровский радиус водородоподобного донора, а  $E_B = e^2 / 2\kappa a_B$  — его энергия связи. Тогда из условия стационарного равновесия между скоростями накачки и рекомбинации получаем

$$\ln I = -U_S / (E_B \sqrt{4\pi N_D a_B^3}) + C, \quad (4)$$

где  $C$  — логарифмически слабо зависящая от  $I$  константа. Так как энергия перехода нейтральный донор—дырка в «кармане» в первом приближении отслеживает загиб зон  $U_S$ , выражение (4) дает линейную зависимость сдвига  $D-h$  линии от  $\ln I$ . Именно такая зависимость и наблюдалась в экспериментах с объемными образцами CdS в работе [8] и в наших экспериментах (рис. 3). Как видно из рис. 3, при высоких уровнях возбужде-

ния  $D-h$  линия выходит на «полку», что соответствует разгибу зон. В результате  $D-h$  линия при больших интенсивностях обусловлена и переходом донор—свободная дырка.

Проведенное рассмотрение справедливо, когда среднее расстояние между поверхностными зарядами  $N^{-1/2}$  меньше среднего расстояния между донорами  $N_D^{-1/3}$ . Используя выражение (4) для микрокристаллов большого размера ( $\bar{a}=350 \text{ \AA}$ ), получим из наклона зависимости положения линии от интенсивности возбуждения (рис. 3) концентрацию доноров  $N_D = 1.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Соответственно из величины наблюдаемого сдвига линий на рис. 3, оценивая его как загиб  $U_S$  на поверхности (2), получаем  $N_S = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , т. е. основное допущение теории в наших экспериментах соблюдалось.

Проведенное рассмотрение требует, строго говоря, учета как квантования дырок в «кармане», так и изменения формы «кармана» кулоновским потенциалом дырок при высокой их концентрации. Это приводит к тому, что в эксперименте по сдвигу  $D-h$  линии мы измеряем неполный загиб зон. Кроме того, теоретически возможна полная экранировка поверхностного заряда связанными дырками за счет их собственного потенциала [13]. Пользуясь полученной выше оценкой  $N_S$  и результатом работ [13, 14], получаем для таких дырок энергию связи  $\sim 2 \text{ мэВ}$ , что, вероятно, много меньше температуры дырочного газа в микрокристалле. Поэтому при полной экранировке поверхностного заряда мы наблюдаем переход донор—свободная дырка.

Исследование зависимости положения  $D-h$  линии от интенсивности возбуждения в микрокристаллах малого радиуса выходит за рамки данной статьи и является предметом дальнейших исследований. Здесь лишь отметим, что с уменьшением размера полупроводникового шарика, начиная с некоторого характерного значения его радиуса  $a^* = 3N_S/N_D$ , загиб зон  $U_S$  на поверхности начинает падать по закону

$$U_S = \frac{2\pi}{3} \frac{e^2}{\epsilon} N_D a^2. \quad (5)$$

Это связано с тем, что в малых микрокристаллах количество поверхностных зарядов ограничено полным числом доноров в объеме. Из рис. 3 видно, что величина сдвига  $D-h$  линии действительно падает с уменьшением  $\bar{a}$  и хорошо описывается квадратичной зависимостью (5) с  $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Начиная с  $\bar{a} \sim 120 \text{ \AA}$  положение  $D-h$  линии перестает зависеть от интенсивности возбуждения, что связано с малостью полного количества доноров в таких микрокристаллах ( $4\pi/3 \cdot N_D a^3 \sim 1$ ). Таким образом, при анализе спектров люминесценции микрокристаллов с  $\bar{a} \leq 120 \text{ \AA}$  можно пренебрегать эффектами, связанными с загибом зон.

### 3. З а в и с и м о с т ь с п е к т р о в л ю м и н е с ц е н ц и и о т р а з м е р а м и к р о к р и с т а л л о в

По мере уменьшения размера микрокристаллов относительная интенсивность линий, обусловленных аннигиляцией экситонов, падает, и начиная с размеров  $\bar{a} \sim 350 \text{ \AA}$  спектры низкотемпературной люминесценции определяются зона-примесными и межпримесными переходами. На рис. 5 приведены спектры люминесценции образцов, содержащих микрокристаллы различного размера, измеренные при  $T=4.2 \text{ К}$ . Видно, что по мере уменьшения размера интенсивность более коротковолновых полос падает быстрее и начиная с  $\bar{a} \sim 40 \text{ \AA}$  линия  $D-h$  не наблюдается в спектре. При самых малых размерах микрокристаллов  $\bar{a} \sim 15 \text{ \AA}$  в спектре доминирует полоса, обусловленная переходами с участием наиболее глубоких доноров и акцепторов.

Относительная интенсивность наблюдаемых в спектре полос люминесценции оказывается также существенно зависящей от интенсивности воз-

буждающего света, по мере ее увеличения происходит насыщение длинноволновых полос, обусловленных межпримесной рекомбинацией ( $D-A$ ). Поэтому при возбуждении люминесценции импульсами азотного лазера

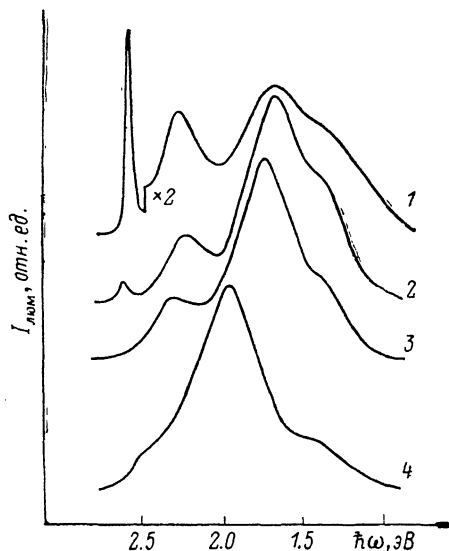


Рис. 5. Спектры стационарной фотолюминесценции микрокристаллов различного размера:  $\bar{a}=280$  (1), 74 (2), 33 (3), 15 Å (4).

удаётся подавить полосы межпримесной рекомбинации. На рис. 6 приведены спектры люминесценции образца, содержащего микрокристаллы с  $\bar{a}\approx 80$  Å, измеренные в момент действия лазерного импульса различной

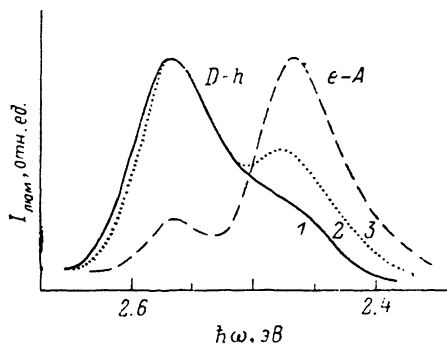


Рис. 6. Спектры люминесценции микрокристаллов CdS с  $\bar{a}\approx 80$  Å при различных интенсивностях возбуждения импульсами  $N_2$  лазера: 1 (1), 0.07 I (2), 0.013 I (3).

Регистрация спектров в момент действия лазерного импульса с шириной строба 50 нс.

интенсивности. Видно, что в этом случае в спектре появляется еще одна линия, обозначенная как  $e-A$ .

Спектральное положение всех полос люминесценции смещается в коротковолновую область спектра по мере уменьшения размера микрокристаллов. На рис. 7 приведена обзорная картина размерных зависимостей всех полос, наблюдаемых в спектрах люминесценции микрокристаллов CdS. Видно, что наиболее быстрый сдвиг испытывает линия  $e-A$ . Наклон зависимости для этой линии, больший, чем для края поглощения, соответствует квантовому размерному сдвигу края зоны проводимости ( $\hbar^2\pi^2/2m_e a^2$  [15, 16]) при значении величины эффективной массы электронов в CdS  $m_e=0.2 m_0$ . Таким образом, эта линия обусловлена переходами зона проводимости—акцептор. Энергия связи акцеп-

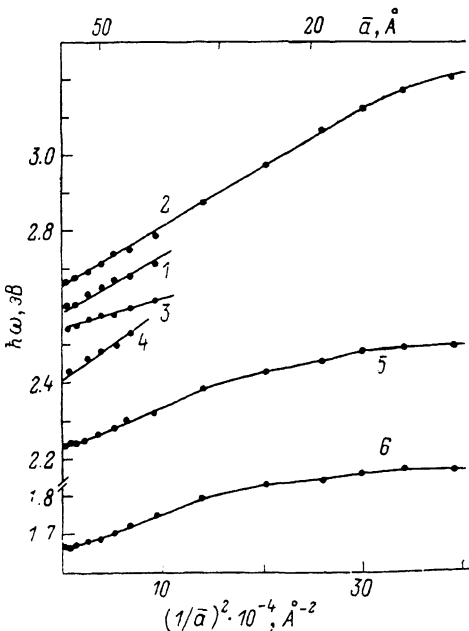


Рис. 7. Зависимость спектрального положения края поглощения (1, 2) и линий люминесценции (3—6) микрокристаллов CdS от их размера.

тора, участвующего в этом переходе, может быть оценена и составляет 0.18 эВ — хорошо известное значение энергии связи водородоподобного акцептора в объемном материале.

Наблюдаемый коротковолновый сдвиг  $D-h$  линии связан в основном со смещением края валентной зоны за счет роста энергии нижнего уровня размерного квантования дырки. Энергия этого уровня определяется массой тяжелой дырки  $m_h$  и описывается выражением  $E_h = \hbar^2 (5.76)^2 / 2m_h a^2$  [17]. Сравнивая экспериментальное смещение  $D-h$  линии с  $E_h$ , получим оценку снизу для массы тяжелой дырки в кубическом CdS  $m_h = 1.6 m_0$ .

Относительная интенсивность линий, обусловленных переходами зона—примесь ( $D-h, e-A$ ), быстро падает по мере уменьшения размера микрокристаллов, и начиная с  $\bar{a} < 33 \text{ \AA}$  в спектрах люминесценции наблюдаются только две широкие длинноволновые полосы  $D-A_1$  и  $D-A_2$ . Исследование кинетики затухания этих полос, результаты которого приведены в гл. III, показывает, что они обусловлены рекомбинацией донорно-акцепторных ( $D-A$ ) пар. Ширина полос связана, по-видимому, с эффективным взаимодействием участвующих в переходе локализованных электронов и дырок с фононными колебаниями, которое может приводить также к смещению частоты наблюдаемого оптического перехода [18, 19]. Предполагая, что в этих переходах участвует глубокий донор, ответственный за  $D-h$  линию с  $E_D \approx 0.075 \text{ эВ}$ , оценим из рис. 7 энергию связи соответствующих акцепторов как  $E_{A_1} = 0.3$  и  $E_{A_2} = -0.9 \text{ эВ}$ .

Полосы люминесценции, обусловленные излучательной рекомбинацией  $D-A$  пар, наблюдаются в спектрах люминесценции вплоть до самых малых размеров микрокристаллов  $\bar{a} \sim 15 \text{ \AA}$ . Как видно из рис. 7, эти полосы также испытывают коротковолновый сдвиг по мере уменьшения размера микрокристаллов. Величина сдвига оказывается практически одинаковой для  $D-A_1$  и  $D-A_2$  полос и определяется, очевидно, зависимостью энергетического положения донорного уровня от размера микрокристаллов. Этот эффект в основном связан с влиянием границы раздела фаз микрокристалл—стекло на энергию связи доноров и будет рассмотрен в следующей главе.

## II. ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПРИМЕСНОГО УРОВНЯ ОТ РАЗМЕРА МИКРОКРИСТАЛЛОВ

Вид волновой функции электрона на примесном центре меняется при наличии гетерограницы (в данном случае — границы между полупроводником и диэлектриком). Это приводит к зависимости энергии связи  $E_{св}$  донора от его положения в кристалле. Из соображений симметрии ясно, что в случае микрокристалла сферической формы  $E_{св}$  зависит только от расстояния  $d$  донора до центра микрокристалла.

### 1. Энергетический спектр мелкого донора в полупроводниковом микрокристалле

Теоретические исследования проводились в рамках метода эффективной массы, т. е. в предположении, что все существенные длины велики по сравнению с постоянной решетки. Удовлетворительность такого подхода, вплоть до самых малых размеров микрокристаллов, подтверждается исследованиями спектров свободных частиц в работах [20]. Кроме того, предполагалось, что волновая функция электрона  $\psi$  равна нулю на границе микрокристалла, что соответствует бесконечно высокому потенциальному барьеру. Тогда вид зависимости  $E_{св}$  от  $d$  существенно определяется соотношением между радиусом микрокристалла  $a$  и боровским радиусом примесного центра  $a_B$ .

1. Рассмотрим сначала случай «большого» микрокристалла, когда  $a_B \ll a$ . Гамильтониан, описывающий движение электрона на таком центре, имеет вид

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e} - \frac{e^2}{\epsilon |\mathbf{r} - \mathbf{d}|} - V(r), \quad (6)$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, описывающий положение электрона относительно центра кристалла;  $\hat{p} = -i\hbar (\partial/\partial \mathbf{r})$ ; потенциал

$$V(r) = \begin{cases} 0, & r < a, \\ \infty, & r \geq a. \end{cases} \quad (7)$$

Собственные волновые функции этого гамильтониана должны быть конечны при  $\mathbf{r} = \mathbf{d}$  и обращаться в нуль на границе кристалла при  $r = a$ . Общий вид волновой функции кулоновского центра в области  $r < a$  нетрудно написать, однако в случае  $d \neq 0$  возникают сложности при попытке удовлетворить граничное условие  $\psi(a) = 0$ . Все же в случае

$$a - d \gg a_B \quad (8)$$

это можно проделать в рамках квазиклассического подхода, развитого в [21]. Условие (8) позволяет нам на больших расстояниях от донора

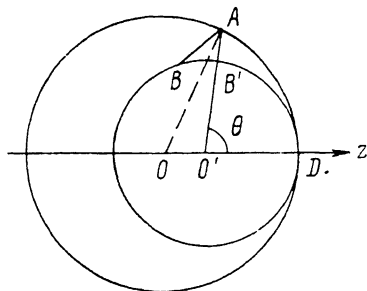


Рис. 8. Пример траектории частицы, туннелирующей от примесного центра в сферическом микрокристалле.

$O'$  — координата примесного центра,  $A$  — точка отражения от границы. На сфере радиуса  $O'D$  квазиклассическое решение сшивается с  $s$ -компонентной волновой функции примесного центра.

( $|\mathbf{r} - \mathbf{d}| \gg a_B$ ) воспользоваться асимптотическим разложением волновой функции основного состояния

$$\psi = \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^3}} [e^{-\rho} + \alpha(\Delta, \rho) e^{\rho}], \quad (9)$$

где  $\rho = |\mathbf{r} - \mathbf{d}|/a_B$  — расстояние между электроном и донором;  $\Delta = (E_{св} + E_B)/E_B$  — сдвиг уровня донора в соответствующих единицах ( $\rho \gg 1$ ,  $\Delta \ll 1$ ); коэффициент  $\alpha(\Delta, \rho) \approx -\Delta \cdot 18 \rho^2$ . Первое слагаемое в (9) соответствует квазиклассической функции частиц, туннелирующих от центра, а второе — функции частиц, туннелирующих на центр. Они возникают в результате отражения от границы кристалла. Для определения  $\Delta$  надо в соответствии с [21] найти амплитуду  $s$ -компоненты отраженной волны.

На рис. 8 представлена квазиклассическая траектория частицы, туннелирующей от примесного центра  $O'$ , падающей на границу кристалла под углом  $\theta$  к радиус-вектору  $OD$  и отраженной от границы сферического микрокристалла в точке  $A$ . Для нахождения  $s$ -компоненты необходимо амплитуду отраженной волны усреднить по всем возможным траекториям (углам  $\theta$ ). Это усреднение удобно сделать на сфере радиуса  $O'D = a_0 = a - d$ . Из рис. 8 нетрудно видеть, что путь частиц до возвращения на сферу в общем случае ( $\theta \neq 0$ ) превышает  $a_0$  на величину  $\Delta r = B'A + AB$ . Тогда амплитуда  $s$ -компоненты отраженной волны на сфере радиуса  $O'D$  будет

$$A_{отр} = \frac{(-)}{\sqrt{\pi a_B^3}} e^{-a_0/a_B} \frac{1}{2} \int d \cos \theta e^{-\Delta r/a_B}. \quad (10)$$

Знак «—» в (10) возникает в результате изменения фазы волновой функции при отражении от бесконечно высокого барьера. Приравнявая  $A_{отр}$  и второе слагаемое из (9) при  $\rho = a_0/a_B$ , получим

$$\Delta = 4 \left( \frac{a_0}{a_B} \right)^2 e^{-2a_0/a_B} \int d \cos \theta e^{-\Delta r/a_B}. \quad (11)$$



В случае  $d \ll a$  интеграл в (11) нетрудно вычислить. Тогда  $\Delta r = 2d(1 - \cos \theta)$ , и сдвиг уровня  $\delta E = E_{cв} + E_B = E_B \Delta$  будет

$$\delta E = s \left( \frac{a_0}{a_B} \right)^2 e^{-2a/a_B} \left( \frac{a_B}{2d} \right) \text{sh} \left( \frac{2d}{a_B} \right) E_B. \quad (12)$$

В случае  $d \gg a_B$  центр «чувствует» лишь ближайшую к нему границу кристалла, т. е. в (11) можно считать угол  $\theta$  малым. Тогда  $\Delta r \approx d\theta^2 a_0/a$  и

$$\delta E = 2 \left( \frac{a_0}{a_B} \right) \left( \frac{a}{d} \right) e^{-2a_0/a_B} E_B. \quad (13)$$

Видно, что (13) переходит в (12) при  $a_B \ll d \ll a$ .

Заметим, что в рамках использованного выше квазиклассического подхода невозможно описать зависимость  $E_{cв}$  от  $d$  для доноров, находящихся на расстояниях порядка  $a_B$  от границы микрокристалла. Тем не менее для доноров на самой границе можно получить выражение для энергии связи

$$E_{cв} = -\frac{E_B}{4} + \frac{3}{64} \left( \frac{a_B}{a} \right) E_B. \quad (14)$$

Здесь первое слагаемое совпадает с энергией связи донора, расположенного на плоской гетерогранице. Видно, что ее искривление при  $a \gg a_B$  приводит к дополнительному сдвигу уровня, пропорциональному  $1/a$ .

2. Перейдем теперь к рассмотрению «малого» микрокристалла, когда  $a_B \gg a$ . В этом случае энергия размерного квантования электрона  $\hbar^2 \pi^2 / 2m_e a^2$  много больше энергии его взаимодействия с примесью  $e^2/\chi a$ . Поэтому движение электрона можно описывать волновой функцией  $\psi_0(r)$ , соответствующей нижнему уровню размерного квантования

$$\psi_0(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a}} \frac{1}{r} \sin \left( \frac{\pi r}{a} \right), \quad (15)$$

а энергия его взаимодействия с донором может быть учтена в первом порядке теории возмущений

$$\delta E = -\frac{e^2}{\chi} \int d^3r \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{d}|} \psi_0^2(r) = -\frac{e^2}{\chi a} f \left( \frac{d}{a} \right), \quad (16)$$

где  $f(x) = 1 - \sin(2\pi x)/2\pi x + \text{Cin}(2\pi) - \text{Cin}(2\pi x)$  ( $\text{Cin}(y)$  — интегральный косинус) меняется от  $f(0) \approx 2.4$  до  $f(1) = 1$ . В результате при  $a \ll a_B$  энергия связи донора описывается выражением

$$E_{cв}(d) = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e a^2} - \frac{e^2}{\chi a} f \left( \frac{d}{a} \right). \quad (17)$$

3. Для микрокристаллов промежуточного размера ( $a \sim a_B$ ) получить аналитическую зависимость энергии связи от положения донора в микрокристалле не удастся. Поэтому был проведен вариационный расчет. Пробная функция выбиралась в виде

$$\psi_\beta = c \sin \left( \frac{\pi r}{a} \right) \exp[-\beta |\mathbf{r} - \mathbf{d}|], \quad (18)$$

где  $\beta$  — вариационный параметр;  $c$  — нормировочная константа, определяемая условием  $\int d^3r \psi_\beta^2(\mathbf{r}) = 1$ . Результаты расчета  $E_{cв}$  от  $d$  для ряда размеров микрокристалла  $a$  приведены на рис. 9, а. Видно, что по мере уменьшения  $a$  образующаяся примесная зона сдвигается по энергии вверх вслед за нижним уровнем размерного квантования электрона. При этом формула (16), полученная в предположении  $a \ll a_B$ , с точностью до 1 % описывает зависимость  $E_{cв}(d)$  начиная с  $a \approx 2 a_B$ .

4. На основании полученных результатов в предположении равномерного распределения доноров по объему микрокристалла можно построить

зависимость плотности состояний примесной зоны  $\rho$  от энергии (рис. 9, б). Отметим, что в микрокристаллах, большего, чем  $a \geq 6 a_B$ , размера плотность состояний имеет два максимума. Один из них связан с донорами в центре, а другой — с донорами вблизи границы микрокристалла. По мере уменьшения размера первый максимум сглаживается. Такое поведение плотности состояний объясняется тем, что при равномерном распределении по кристаллу число доноров с заданной энергией связи растет пропорционально  $\sim d^2$ . В результате даже для микрокристаллов с  $a \geq a_B$  сохраняется особенность плотности состояний, связанная с поверхностными донорами.

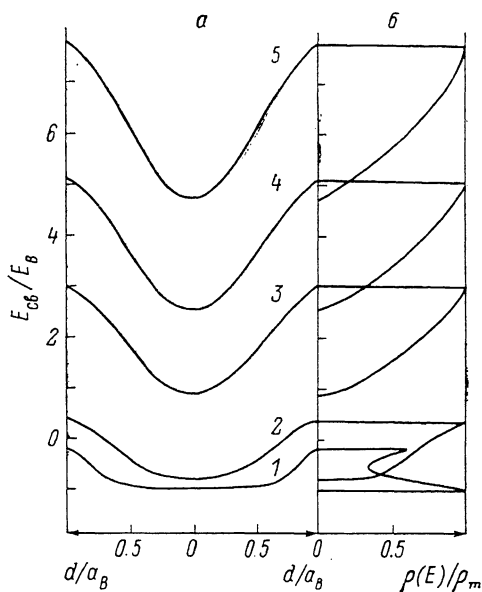


Рис. 9. Зависимость энергии связи донора  $E_{cb}$  от его расстояния  $d$  до границы микрокристалла (а) и плотности состояний  $\rho$  в примесной зоне от  $E_{cb}$  (б) в микрокристаллах с радиусом  $\bar{a} = 8a_B$  (1),  $3a_B$  (2),  $1.5a_B$  (3),  $1.2a_B$  (4),  $a_B$  (5).

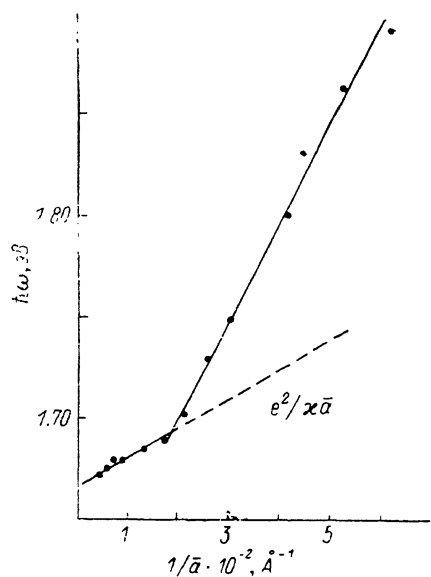


Рис. 10. Зависимость спектрального положения максимума полосы  $D-A_2$  от размера микрокристаллов.

Обращает на себя внимание существенный сдвиг максимума, связанного с центральными донорами, даже в относительно больших микрокристаллах (см., например, кривую 2 на рис. 9, б, соответствующую  $a = 3a_B$ ). Это можно объяснить большим влиянием предэкспоненты в выражениях (12)—(13) на величину сдвига энергии связи.

## 2. Сравнение с экспериментом

Непосредственное использование результатов расчета  $E_{cb}$  для анализа размерной зависимости сдвигов  $D-h$  и  $D-A$  линий затруднено в связи с неводородоподобностью участвующего в переходах донора. Для него  $E_D \approx 75$  мэВ, в то время как для водородоподобного  $E_B = 32$  мэВ. В результате в больших микрокристаллах за счет меньшего размера эффективного радиуса донора  $a_D = \hbar/\sqrt{2m_e E_D} < a_B$  ослабляется влияние границы на энергию донора (см. (12), (13)). В малых микрокристаллах с уменьшением размера начинает расти и величина отклонения  $\Delta\varepsilon$  энергии связи донора от своего расчетного водородоподобного значения. Действительно, используя теорию возмущений, легко показать, что

$$\Delta\varepsilon(\mathbf{d}) = -(E_D - E_B) \pi a_B^3 |\psi(\mathbf{d})|^2, \quad (19)$$

где волновая функция  $\psi$  имеет вид (15) или (18). Отсюда следует, что  $\Delta\epsilon$  растёт с уменьшением  $a$  за счёт  $|\psi|^2$  для центральных доноров и спадает для краевых. Большая величина химического сдвига  $-(E_D - E_B) \sim E_B$  не позволяет использовать (19) для уточнения результатов раздела 1. Проведенные оценки позволяют утверждать, что заглубление донора в объемном материале приводит к замедлению сдвига его энергетического уровня по мере уменьшения размера.

Тем не менее из рис. 7 видно, что обе  $D-A$  полосы, смещаясь параллельно друг другу, отслеживают в малых микрокристаллах сдвиг края зоны проводимости, определяемый размерным квантованием электрона [15]. Такое поведение  $D-A$  полос находится в качественном согласии с теорией, так как энергетическое положение донора должно в малых микрокристаллах следовать за нижним уровнем размерного квантования электрона (см. (17)).

Кроме того, размерная зависимость спектрального положения  $D-A$  полос определяется еще и величиной остаточного кулоновского взаимодействия между донором и акцептором  $e^2/\kappa |r_D - r_A|$ , где  $r_D, r_A$  — их координаты. При этом частота света, соответствующего  $D-A$  переходу, может быть записана в виде

$$\hbar\omega_{DA} = E_g - E_D - E_A + e^2/\kappa |r_D - r_A|. \quad (20)$$

Поскольку размер микрокристалла ограничивает относительное расстояние  $|r_D - r_A|$ , то  $D-A$  полоса должна испытывать дополнительный коротковолновый сдвиг. На рис. 10 в увеличенном масштабе показана зависимость спектрального положения одной из  $D-A$  полос от  $1/\bar{a}$ . Видно, что вплоть до  $\bar{a} \sim 50 \text{ \AA}$  сдвиг полосы  $D-A_2$  ведет себя как  $e^2/\kappa\bar{a}$ , что означает участие в переходе доноров и акцепторов, отстоящих друг от друга на расстояние радиуса микрокристалла. Таковыми являются, в частности, центральные доноры и акцепторы на границе. Используя результаты раздела 1, можно показать, что для микрокристаллов с  $a < 120 \text{ \AA}$  вероятность рекомбинации таких пар минимальна, что и обеспечивает их основной вклад в люминесценцию при слабой стационарной накачке. Аналогичное поведение наблюдается и для другой полосы ( $D-A_1$ ).

На рис. 10 видно, что в микрокристаллах с  $\bar{a} < 50 \text{ \AA}$  происходит дополнительный сдвиг  $D-A$  полосы, обусловленный смещением уровня донора, который, как следует из (17), должен следовать за нижним уровнем размерного квантования электрона. Выше мы указали на трудности количественного описания наблюдаемого сдвига, однако размеры микрокристаллов, при которых происходит перестройка энергетического спектра доноров, хорошо соответствуют критерию перехода к случаю сильного размерного квантования:  $a < (2 \div 2.5) a_D$  (см. раздел 1). При этом условии донорный электрон делокализуется и вероятность его рекомбинации перестает зависеть от относительного положения донора. Кинетика  $D-A$  рекомбинации в таких микрокристаллах будет рассмотрена в следующей главе.

### III. КИНЕТИКА РЕКОМБИНАЦИИ $D-A$ ПАР

#### 1. Экспериментальные результаты

Как показали проведенные исследования, спектры межпримесной люминесценции в микрокристаллах достаточно большого размера обладают всеми характерными чертами излучательной рекомбинации  $D-A$  пар в объемных кристаллах  $\text{CdS}$  [22, 23]. Увеличение интенсивности возбуждения, так же как и в объемных кристаллах, приводит к значительному сдвигу полос люминесценции в коротковолновую область спектра. Кинетика затухания люминесценции также носит неэкспоненциальный характер, и по мере увеличения времени затухания наблюдается длинноволновый сдвиг максимумов полос межпримесной люминесценции. Как было показано в предыдущей главе, энергетический спектр и волновая функция

донора, участвующего в  $D-A$  переходах, резко модифицируются в микрокристаллах с  $\bar{a} < 50 \text{ \AA}$ . Развитые представления подтверждаются и при исследовании размерной зависимости кинетики затухания межпримесной люминесценции. На вставке к рис. 11 приведены зависимости положения максимума полосы  $D-A_2$  от времени послесвечения, измеренные для трех образцов, содержащих микрокристаллы различного размера. Видно, что при  $\bar{a} > 50 \text{ \AA}$  эти зависимости практически совпадают. Уменьшение размера микрокристаллов до  $\bar{a} = 27 \text{ \AA}$  приводит к практически полному исчезновению зависимости спектрального положения максимума от времени послесвечения. Такая же зависимость имеет место и для коротковолновой полосы межпримесной рекомбинации ( $D-A_1$ ).

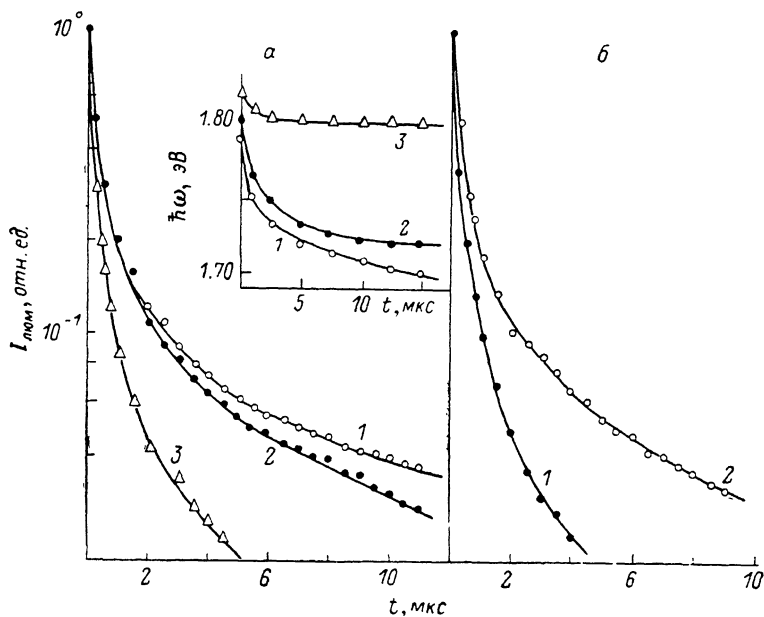


Рис. 11. Кривые затухания люминесценции полосы  $D-A_2$  (а) и сравнение кривых затухания полос люминесценции  $D-A_1$  (1) и  $D-A_2$  (2) в микрокристаллах с  $\bar{a} = 45 \text{ \AA}$  (б).

На вставке — зависимость положения максимума полосы  $D-A_2$  от времени послесвечения в микрокристаллах с  $\bar{a} = 178$  (1),  $57$  (2),  $27 \text{ \AA}$  (3).

Резкие изменения при  $\bar{a} \sim 50 \text{ \AA}$  наблюдаются также и при исследовании кинетики затухания межпримесной люминесценции. На рис. 11, а приведены зависимости интенсивности излучения от времени послесвечения для тех же трех образцов. Видно, что отличия кривых затухания для первых двух образцов наблюдаются только при больших временах затухания, соответствующих рекомбинации самых дальних пар. При  $\bar{a} < 50 \text{ \AA}$  происходит резкое увеличение скорости затухания люминесценции. Аналогичный эффект наблюдается и для кинетики затухания коротковолновой полосы межпримесной рекомбинации. Однако характерные времена затухания для полосы  $D-A_1$  оказываются в несколько раз меньше (рис. 11, б).

Таким образом, кинетика затухания межпримесной люминесценции при  $\bar{a} < 50 \text{ \AA}$  оказывается существенно зависящей как от размера микрокристаллов, так и от глубины акцепторного состояния, участвующего в переходе. Теоретическому анализу этого явления посвящен следующий раздел.

## 2. Теория

Анализ кинетики  $D-A$  рекомбинации представляет трудную задачу даже для объемного материала [24], хотя в этом случае вероятность пар-

ной рекомбинации зависит лишь от взаимного расположения донора и акцептора. Что касается микрокристалла, то здесь добавляется зависимость от абсолютного положения примесей [23]. Причиной этого является искажение волновой функции электрона по мере приближения примесного центра к гетерогранице. Поэтому анализ кинетики рекомбинации в микрокристалле в общем случае представляется невозможным. Ограничимся рассмотрением  $D-A$  рекомбинации в микрокристаллах малого размера.

Пусть концентрация акцепторов  $N_A$  и доноров  $N_D$  в полупроводниковом шарике такова, что  $4\pi/3 \cdot N_A a^3 \ll 1$ ,  $4\pi/3 \cdot a^3 N_D \ll 1$ . В этом случае можно рассмотреть микрокристалл с одной  $D-A$  парой. Вероятность заполнения донора в нем в момент времени  $t$ , при условии его первоначального заполнения, равна

$$Q(t) = \exp[-W_{DA}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_D)t], \quad (21)$$

где  $W_{DA}$  — вероятность оптического перехода электрона с донора на акцептор. Как показано в гл. II, для микрокристаллов с  $a \ll a_B$  волновая функция донора не зависит от его положения в микрокристалле. Это позволяет найти аналитическую зависимость  $W_{DA}$  от положения акцептора (см. Приложение)

$$W_{DA}(\mathbf{r}_A, \mathbf{r}_D) = W_0 \left(\frac{a_h}{a}\right)^3 \left(\frac{a}{r_A}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi r_A}{a}\right), \quad (22)$$

где  $W_0$  — константа, определяемая выражениями (П. 6);  $a_h$  — радиус глубокого акцептора с энергией связи  $E_A = \hbar^2/(2m_h a_h^2)$ . Видно, что  $W_{DA}$  определяется лишь положением акцептора  $r_A$  относительно центра микрокристалла.

Предполагая равновероятное распределение акцепторов по микрокристаллу, найдем усредненную вероятность заполнения донора

$$\langle Q(t) \rangle = \frac{3}{4\pi a^3} \int d^3 r_A Q(t) = 3 \int_0^1 dx x^2 \exp\left[-\frac{t}{\tau} \frac{\sin^2(\pi x)}{x^2}\right], \quad (23)$$

где  $x = r_A/a$ ;  $\tau = 1/W_0 \cdot (a/a_h)^3$  — характерное время опустошения примеси. При этом зависимость интенсивности люминесценции от времени определяется выражением

$$I(t) \sim \frac{\partial}{\partial t} \langle Q(t) \rangle = \frac{3}{\tau} \int_0^1 dx \sin^2(\pi x) \exp\left[-\frac{t}{\tau} \frac{\sin^2(\pi x)}{x^2}\right] = \frac{3}{\tau} \mathcal{J}\left(\frac{t}{\tau}\right), \quad (24)$$

$I(t)$  является универсальной функцией одной переменной  $t/\tau$ , спадающей при больших  $t$  как  $t^{-3/2}$ .

### 3. Сравнение с экспериментом

Экспериментальные данные по зависимостям спада интенсивности люминесценции в микрокристаллах разного размера ( $\bar{a} < 50 \text{ \AA}$ ) собраны на рис. 12. Здесь в масштабе реального времени приводятся данные по спаду люминесценции в микрокристаллах с  $\bar{a} = 27 \text{ \AA}$ . Для микрокристаллов с  $\bar{a} = 33$  и  $45 \text{ \AA}$  эти данные снесены на рис. 12 путем изменения масштаба времени:  $t = t_{33} (27/33)^3$  и  $t = t_{45} (27/45)^3$  соответственно. Видно, что кривые спада интенсивности люминесценции полосы  $D-A_1$ , связанной с мелким акцептором, для микрокристаллов разного размера действительно описываются универсальной кривой  $I$  (рис. 12). Там же представлены данные по спаду люминесценции  $D-A_2$  полосы, связанной с глубоким акцептором. Видно, что и эти зависимости ложатся на универсальную кривую  $II$ , которая может быть совмещена с первой изменением масштаба времени приблизительно в 5 раз. Эта цифра прекрасно согласуется с соотношением ку-

бов радиусов глубокого и мелкого акцептора, которое можно получить из их энергий связи ( $E_{A_1}=0.3$ ,  $E_{A_2}=0.9$  эВ). Таким образом, экспериментальные данные подтверждают существование универсальной кривой, описывающей спад кинетики люминесценции с характерным параметром  $\tau=1/W_0 \cdot (a/a_h)^3$ .

Теоретическая зависимость  $\mathcal{J}(t/\tau)$  (24) наилучшим образом описывает экспериментальные точки при  $\tau=290$  нс (см. сплошную кривую на рис. 12). Сравним полученную величину  $\tau$  с ее теоретическим значением. К сожалению, в литературе отсутствуют данные о значении эффективной массы тяжелой дырки  $m_h$  в кубическом CdS, необходимые для определения радиуса акцептора  $a_h$ . Тем не менее, используя значение  $m_h=1.6 m_0$ , полученное нами в гл. II и  $2\mathcal{E}^2/m_0 \approx 21$  эВ [25], найдем характерное теоретическое время спада кинетики  $D-A$  рекомбинации для  $\bar{a}=27 \text{ \AA}$ , которое оказалось равным 300 нс. Согласно, на наш взгляд, исключительно хорошее.

Проведенное исследование люминесцентных свойств микрокристаллов CdS позволило описать влияние размера микрокристалла на энергетический спектр мелких примесных и дефектных состояний. Теоретически и экспериментально показано, что эти состояния в микрокристаллах малого

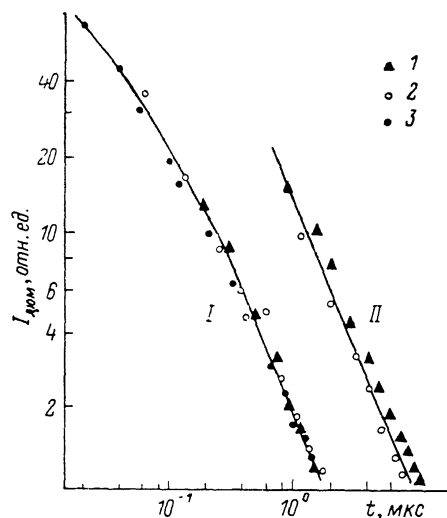


Рис. 12. Сравнение экспериментальных зависимостей интенсивности люминесценции полосы  $D-A_1$  (I) и полосы  $D-A_2$  (II) с теорией для микрокристаллов различного размера с  $\bar{a}=27$  (1), 33 (2), 45  $\text{ \AA}$  (3).

размера делокализуются. Кроме того, в процессе исследования была выявлена роль заряженных поверхностных состояний. Развитые представления позволили описать кинетику спада  $D-A$  люминесценции. Данная работа впервые дает возможность интерпретировать спектры люминесценции квазиуменьшенных полупроводниковых структур.

Авторы выражают благодарность В. М. Аснину, М. Э. Райху, В. В. Травникову и А. Л. Эфросу за полезные обсуждения результатов данной работы.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е

### Расчет вероятности излучательной рекомбинации $D-A$ пары

Полная вероятность излучения фотона при рекомбинационном переходе электрона между донором и акцептором может быть записана в виде [26]

$$W_{oe; M, a_h} = \frac{4}{3} \frac{e^2}{m_0^2 \hbar} \frac{n\omega}{c^3} \sum_i \left| \langle S\alpha_e | \hat{p}_i | V_\gamma \alpha_h \rangle \int d^3r \psi_e(r) \psi_{h\gamma}^M(r) \right|^2, \quad (\text{II. 1})$$

где  $m_0$  — масса свободного электрона,  $n$  — коэффициент преломления света в образце,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\omega$  — частота испускаемого фотона. Матричный элемент импульса в (II. 1) берется между полной волновой функцией электрона на доноре  $\psi_e(r)$   $S\alpha_e$  и  $M$ -й волновой функцией одного из вырожденных состояний дырки на акцепторе  $\psi_{h\gamma}^M = \sum_\gamma \psi_{h\gamma}^M(r) V_\gamma \alpha_h$ , где для случая кубического CdS  $S\alpha_e$  и  $V_\gamma \alpha_h$  являются блоховскими функциями точки  $\Gamma$  зоны проводимости и валентной зоны, явный вид которых приведен в [27]. В случае малой величины спин-орбитального расщепления ( $\Delta=0$ ) основное состояние акцептора шести-

кратно вырождено: трехкратно по проекции момента ( $M = \pm 1, 0$ ) и двукратно по проекции спина ( $\alpha_h = \pm 1/2$ ). Волновые функции, соответствующие этим состояниям, в пренебрежении гофрировкой энергетических поверхностей можно записать в виде

$$\psi_h^M(r, \theta, \varphi) = \sum_{\gamma} \left( \sum_{l=0,2} R_l(r) Y_{l, M, \gamma}(\theta, \varphi) \right) V_{\gamma} \alpha_h, \quad (\text{II. 2})$$

где  $Y_{l, M, \gamma}$  — компоненты шарового вектора  $Y_{l, M}$ , явный вид которых имеется в [28]. В модели акцептора, описываемого потенциалом нулевого радиуса, нетрудно получить выражение для радиальных функций  $R_0$  и  $R_2$ , входящих в (II. 2)

$$R_0(r) = \frac{1}{a_h^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{3}} [2K_0(r/a_h) + \beta^{3/2} K_0(\sqrt{3} r/a_h)],$$

$$R_2(r) = \frac{1}{a_h^{3/2}} \sqrt{\frac{2}{3}} [K_2(r/a_h) - \beta^{3/2} K_2(\sqrt{3} r/a_h)], \quad (\text{II. 3})$$

где  $a_h = \hbar^2 / \sqrt{2m_h E_A}$ ;  $\beta = m_l / m_h$  — отношение масс легкой и тяжелой дырок;  $K_0(x) = e^{-x}/x$ ,  $K_2(x) = e^{-x}(1 + 3/x + 3/x^2)/x$  — модифицированные функции Бесселя.

Для глубокого акцептора волновая функция дырок  $\psi_h^M(r - r_A)$  спадает существенно быстрее огибающей волновой функции электрона  $\psi_e(r)$ . Поэтому интегралы, входящие в (II. 1), сводятся к

$$\chi_{\gamma}^M = \psi_e(r_A) \int d^3r \psi_{h\gamma}^M(r) = \psi_e(r_A) 2\sqrt{3\pi} a_h^3 \delta_{\gamma, M}. \quad (\text{II. 4})$$

При получении (II. 4) мы использовали то, что  $Y_{0, M, \gamma} = \delta_{\gamma, M} / \sqrt{4\pi}$  [28], а явный вид функции  $R_0(r)$  (II. 3). Наличие в (II. 4) множителя  $\delta_{\gamma, M}$  приводит к тому, что при фиксированной проекции спина электрона каждое из вырожденных состояний акцептора дает вклад в переход лишь с одной из возможных поляризаций света. Используя явный вид блоховских функций  $V_{\gamma}$  [27], нетрудно вычислить вклады различных переходов в его суммарную вероятность. Усредняя (II. 1) по всем проекциям спина и по всем  $M$ , находим

$$\langle W_{\alpha; M, \alpha_h} \rangle = \frac{2}{3} \frac{\omega}{137} \frac{\mathcal{P}^2}{m_0} \frac{n}{m_0 c^2} (\chi_M^M)^2, \quad (\text{II. 5})$$

где  $\mathcal{P} = |\langle S | \hat{p}_z | z \rangle|$ . Подставляя далее в (II. 4)  $\psi_e(r_A)$  из (15), получаем окончательно выражение (22) для вероятности  $D-A$  рекомбинации, где в случае малого спин-орбитального расщепления ( $\Delta=0$ )

$$W_0 = \frac{2}{137} \frac{n\omega}{m_0 c^2} \frac{2\mathcal{P}^2}{m_0}. \quad (\text{II. 6})$$

#### Список литературы

- [1] Chemla D. S. // J. Luminesc. 1985. V. 30. N 1. P. 502—513.
- [2] Laviron M., Averbuch P. // J. Phys. Lett. 1983. V. 44. N 11. P. L1021—L1024.
- [3] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Матер. Всес. конф. по физике п/п. Баку, 1982. С. 176.
- [4] Iton T., Iwabuchi Y., Kataoka M. // Phys. St. Sol. B. 1988. V. 146. N 2. P. 531—543.
- [5] Chestnoy N., Hull R., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1986. V. 85. N 4. P. 2237—2242.
- [6] Екимов А. И., Efros Al. L. // Laser optics of condensed matter. N. Y., 1988. P. 199—207.
- [7] Голубков В. В., Екимов А. И., Онущенко А. А., Цехомский В. А. // ФХС. 1981. Т. 7. № 2. С. 397—401.
- [8] Бабенцов В. П., Кролевец Н. М., Сальков Е. А., Хвостов В. А. // УФЖ. 1982. Т. 2. № 11. С. 1724—1725.
- [9] Григорьев Р. Т., Григорьев С. Р., Калмыкова И. П., Коттхаус И., Новиков Б. В., Сикорски К. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 8. С. 2372—2379.

- [10] Broser J., Rätthe D., Rosenzweig M. // Sol. St. Comm. 1985. V. 54. N 10. P. 849—853.
- [11] Rosetti R., Nakahara S., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1983. V. 79 (2). N 2. P. 1086—1092.
- [12] Девисон С., Левин Дж. Поверхностные (таммовские) состояния. М.: Мир, 1973. 232 С.
- [13] Левин Е. И., Монахов А. М., Рогачев А. А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 3. С. 450—455.
- [14] Соловьева О. С., Ткач Ю. Я., Ченский Е. В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 11. С. 119—132.
- [15] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 8. С. 337—340.
- [16] Екимов А. И., Онущенко А. А., Эфрос Ал. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 6. С. 292—294.
- [17] Екимов А. И., Плюхин А. Г., Онущенко А. А., Эфрос Ал. А. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 1. С. 1490—1501.
- [18] Chestnoy N., Harris T. D., Hull R., Brus L. E. // J. Phys. Chem. 1986. V. 90. N 15. P. 3393—3399.
- [19] Перлин Ю. Е. // УФН. 1963. Т. 30. В. 1. С. 553—595.
- [20] Екимов А. И., Efros Al. L., Onushenko A. A. // Sol. St. Comm. 1985. V. 56. N 11. N 11. P. 921—924.
- [21] Иванов М. Г., Меркулов И. А., Эфрос Ал. А. // ФТП. 1988. Т. 22. № 4. С. 628—633.
- [22] Kolbov K. // Phys. Rev. 1966. V. 141. N 2. P. 742—749.
- [23] Травников В. В. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С.
- [24] Döhler G. H. // Phys. St. Sol. B. 1971. V. 45. N 2. P. 705—719.
- [25] Hermann C., Weisbuch C. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 823—833.
- [26] Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. Г. Релятивистская квантовая теория. Ч. I. М.: Наука, 1968. С. 480.
- [27] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. С. 584.
- [28] Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1969. С. 623.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено в Редакцию  
3 марта 1989 г.