

Экситоны и поляритоны в полупроводниковых твердых растворах AlGaAs

© Р.П. Сейсян[¶], В.А. Кособукин, М.С. Маркосов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 28 декабря 2005 г. Принята к печати 5 апреля 2006 г.)

Для полупроводниковых твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$ и 0.21 при температурах $T = 1.7\text{--}380$ К измерялись спектр края поглощения и температурная зависимость интегрального коэффициента поглощения света. Результаты обсуждаются на основе двух моделей экситон-поляритонного переноса энергии возбуждения, которые в системах со случайным экситонным потенциалом могут привести к непостоянству интегрального поглощения при низких температурах. В одном случае температурная аномалия в поглощении рассматривается как результат конкуренции экситонного и электромагнитного переноса в квазиоднородной среде (виртуальном кристалле) с пространственной дисперсией. В другом случае эффект связан с переизлучением резонансных локализованных экситонов вдоль конечных цепочек квантовых ям в отсутствие экситонного переноса. На основании наблюдений характерной температурной зависимости интегрального поглощения сделан вывод о существовании экситонных поляритонов в исследованных твердых растворах. Для твердого раствора $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ найдена критическая температура $T_c = 155$ К, выше которой интегральное поглощение насыщается. Показано, что для твердых растворов при $T = 1.7\text{--}60$ К доминирующим является неоднородное уширение экситонной линии флуктуирующим потенциалом, которое существенно превышает однородное уширение, обусловленное взаимодействием экситонов с фононами и заряженными примесями.

PACS: 71.35.-y, 71.35.Cc, 71.36.+c, 71.55.Eq

1. Введение

Определяющую роль в светопереносе вблизи края фундаментального поглощения полупроводников играют экситонные поляритоны, т.е. смешанные моды экситонной поляризации и электромагнитного поля. Для полупроводниковых кристаллов проявление экситонных поляритонов во многих оптических явлениях — неоспоримый факт [1]. В то же время для полупроводниковых твердых растворов с большими концентрациями замещающего компонента x существование объемных экситонных поляритонов априори считается маловероятным, так как экситонные состояния могут существенно уширяться из-за флуктуаций потенциала, обусловленных композиционным беспорядком. Уширение экситонных линий под влиянием флуктуирующего потенциала в квазидвухмерных твердых растворах изучалось экспериментально (например, работы [2,3] для растворов замещения $\text{Al}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$) и теоретически [4–6]. Экспериментальные работы показали, что с ростом параметра состава до $x \approx 0.5$ ширина экситонного состояния быстро растет и, согласно оценкам, может существенно превысить критическую величину затухания экситона, выше которой интегральное поглощение становится температурно-независимым, таким же, как для экситонов с бесконечной трансляционной массой. В теоретических работах [4–6] изучались ширина и форма линий поглощения и люминесценции, причем световое поле считалось заданным (внешним), т.е. не учитывались переизлучение экситонов и когерентные поляритонные эффекты, свя-

занные с самосогласованным учетом динамики электромагнитного поля и экситонной поляризации.

Свойства экситонных поляритонов обычно обсуждаются в моделях однородных сред (кристаллов) [1,7]. Однако есть основания утверждать, что ни макрооднородность, ни упорядоченность не являются необходимыми условиями существования поляритонов вообще. На первое указывает, в частности, теория поляритонов в неоднородной среде [8]. Второе следует по аналогии из экспериментов для неупорядоченных систем, в которых изучалось продольно-поперечное расщепление оптических фононов в стеклах [9] и наблюдались поверхностные поляритоны, связанные с плазмонами в жидкой ртути [10], с полярными оптическими фононами в стеклах [11], с молекулярными колебаниями в некристаллических полимерах [12]. Интуитивно признается также существование поляритонов, связанных с квазидвумерными экситонами в композиционных квантово-размерных гетероструктурах, хотя влияние сплавного беспорядка на их формирование, по-видимому, не изучалось. Теоретически для структур с квантовыми ямами поляритонная структура может появляться и в отсутствие периодичности [13]. Вместе с тем не известны экспериментальные работы, в которых объемные экситонные поляритоны с их характерными особенностями надежно наблюдались бы в полупроводниковых твердых растворах.

Косвенные признаки существования экситонных поляритонов в твердых растворах были обнаружены недавно при экспериментальном изучении фотолюминесценции $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в эпитаксиальных слоях, получаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии [14]. При этом

[¶] E-mail: rseis@ffm.ioffe.ru

наблюдались относительно узкие спектральные линии люминесценции свободного экситона, что свидетельствовало об уникально высокой чистоте и кристаллофизическом совершенстве получаемых слоев со значениями параметра состава вплоть до $x = 0.25$. Для таких же образцов в [15] были представлены предварительные результаты изучения спектра вблизи края поглощения, а также температурной зависимости интегрального поглощения, которая для линии дискретного экситонного состояния интерпретировалась в рамках модели виртуального кристалла.

Данная работа является развитием [15], направленным на более глубокий анализ экспериментальных данных. Цель работы — путем детального изучения интегрального экситонного поглощения представить доказательства существования экситонных поляритонов в эпитаксиальных твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с большими значениями концентрации x замещающего компонента и обсудить еще один механизм температурно-зависимого интегрального поглощения, характерный для ограниченных структур с квантовыми ямами. Задача решается в два этапа. Во-первых, спектроскопически демонстрируется наличие экситонов в твердых растворах и определяются их основные характеристики в зависимости от параметра состава. Во-вторых, методом интегрального экситонного поглощения устанавливается наличие температурной зависимости поглощения, которая обсуждается для двух моделей экситон-поляритонного переноса энергии. Для решения основной задачи сделан ряд важных методических разработок, которые также обсуждаются в статье. К их числу относятся: изготовление и работа со сверхтонкими свободными образцами (толщины порядка нескольких микрон); исключение появляющейся в этом диапазоне толщин сильной помехи, связанной с интерференцией Фабри–Перо между границами образца; адекватное выделение доли дискретного экситонного состояния в регистрируемом спектре оптического поглощения в условиях „наползания“ континуума состояний на дискретный спектр при высоких температурах.

Содержание статьи заключается в следующем. В разд. 2 обсуждаются теоретические положения, послужившие предпосылкой для данного исследования. В разд. 3 описываются особенности приготовления образцов, характеристики твердых растворов и постановка эксперимента. В разд. 4 обсуждаются результаты спектроскопии экситонов и обосновывается существование экситонных поляритонов в полупроводниковых твердых растворах.

2. Экситонные поляритоны при наличии случайного потенциала

2.1. Экситон в случайном поле

При наличии случайных полей потенциальной энергии электрона $V_e(\mathbf{r}_e)$ и дырки $V_h(\mathbf{r}_h)$ уравнение Шредингера имеет вид [5,16]

гера имеет вид [5,16]

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\mathbf{r}} - \frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\boldsymbol{\rho}} - \frac{e^2}{\varepsilon_0 \rho} + V_e\left(\mathbf{r} + \frac{m_h}{M} \boldsymbol{\rho}\right) - V_h\left(\mathbf{r} - \frac{m_e}{M} \boldsymbol{\rho}\right) \right] \Psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = (E - E_g) \Psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r} = (m_e \mathbf{r}_e + m_h \mathbf{r}_h)/M$ определяет трансляционное движение массы $M = m_e + m_h$, а $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$ — относительное движение с приведенной массой $\mu = 1/(m_e^{-1} + m_h^{-1})$, ε_0 — фоновая диэлектрическая проницаемость. В случае плавного потенциала $V_e - V_h$, действующего на экситон, существенно изменение $\boldsymbol{\rho}$ в пределах экситонного боровского радиуса a_B , а \mathbf{r} — в областях движения экситона как целого, имеющих характерные размеры $L > a_B$. В пренебрежении поправками $\propto a_B/L$ внутреннее и трансляционное движение разделяются, а уравнение (1) для волновой функции $\Psi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\rho}) = \varphi(\boldsymbol{\rho})\chi(\mathbf{r})$ распадается на два. Уравнение

$$\left(\frac{\hbar^2}{2\mu} \Delta_{\boldsymbol{\rho}} + \frac{e^2}{\varepsilon_0 \rho} - E_B \right) \varphi(\boldsymbol{\rho}) = 0 \quad (2)$$

определяет волновую функцию экситона с энергией связи $E_B = e^2/(2\varepsilon_0 a_B)$ и боровским радиусом $a_B = \hbar^2 \varepsilon_0 / \mu e^2$ в квазиоднородной среде, соответствующей среднему по образцу значению параметра состава x . Второе уравнение

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \Delta_{\mathbf{r}} + W(\mathbf{r}) + E_g - E_B - E \right] \chi(\mathbf{r}) = 0 \quad (3)$$

описывает трансляционное движение этого экситона во флуктуирующем потенциале

$$W(\mathbf{r}) = \int d\boldsymbol{\rho} \left[V_e\left(\mathbf{r} + \frac{m_h}{M} \boldsymbol{\rho}\right) - V_h\left(\mathbf{r} - \frac{m_e}{M} \boldsymbol{\rho}\right) \right] |\varphi(\boldsymbol{\rho})|^2, \quad (4)$$

усредненном по „быстрому“ относительному движению.

Потенциал (4) выражается в наличии случайных квантовых ям, в которых экситоны могут локализоваться. Распространяющиеся и локализованные экситонные состояния разделены по энергии порогом подвижности [4,5], который, однако, не является критической точкой для оптического поглощения экситонами, так как состояния обоих типов могут возбуждаться светом. При энергиях ниже порога подвижности экситоны локализованы, причем характер локализации существенно зависит от соотношения между радиусом экситона a_B и размером ямы L (длиной локализации). Локализация экситона на масштабе $L \leq a_B$ является маловероятным событием: необходимые для этого мелкомасштабные, но большие по величине флуктуации потенциала $W(\mathbf{r})$ редки [5]. Далее предполагается, что $L \geq a_B$. В твердом растворе с концентрацией узлов решетки ν локальное значение параметра состава $x + \xi(\mathbf{r})/\nu$ определяется избыточной концентрацией $\xi(\mathbf{r})$ замещающего компонента

со средним значением $\langle \xi(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Если $\xi(\mathbf{r})$ — гладкая функция ($|\nabla \xi| a_B \ll |\xi|$), то для экситонного потенциала имеем [5]

$$W(\mathbf{r}) = \left(\frac{dE_g}{dx} \right)_x \frac{\xi(\mathbf{r})}{\nu}, \quad (5)$$

где производная от ширины запрещенной зоны E_g берется по x и $\langle W(\mathbf{r}) \rangle = 0$.

2.2. Модели распространения экситонных поляритонов

Имея в виду особенности экситонных состояний в твердых растворах, обсудим два механизма экситон-поляритонного переноса, приводящие к температурно-зависимому интегральному поглощению. Механизм I проявляется в средах с пространственной дисперсией ($M \neq \infty$) как результат конкуренции экситонного и электромагнитного энергопереноса в зависимости от параметра нерадикационного распада экситонов γ [17–20]. Механизм II связан с перизлучением локализованных экситонов вдоль конечных цепочек резонансных квантовых ям в отсутствие экситонного переноса [21,22].

2.2.1. Модель квазисвободных экситонов. Для квазисвободных экситонов в случае I с учетом (3) введем уравнение

$$-\frac{\hbar}{2M} \Delta_{\mathbf{r}} \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) + [\omega_0(\mathbf{r}) - \omega - i\gamma/2] \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega) = \beta \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega). \quad (6)$$

Оно обобщает модель Томаса–Хопфилда [23,24] на случай случайной экситонной поляризации твердого раствора \mathbf{P} , возбуждаемой при $|\omega_0 - \omega| \ll \omega_0$; β — постоянная взаимодействия экситонов с электрическим полем \mathbf{E} световой волны. В гладком потенциале $W(\mathbf{r})$, когда $a_B < L$, энергия возбуждения экситона

$$\hbar\omega_0(\mathbf{r}) = E_g - E_B + W(\mathbf{r}) \quad (7)$$

в (6) является плавной случайной функцией координат. Флуктуации потенциала вызывают рассеяние или ограничение движения квазисвободных экситонов. Как следствие, феноменологический параметр нерадикационного затухания экситона $\gamma = \gamma_D + \gamma_S$ в (6), кроме диссипативного вклада γ_D , может включать вклад γ_S , связанный с рассеянием. Вследствие разной глубины потенциальных ям и размерного квантования трансляционного движения в них возникает разброс энергий (неоднородное уширение экситонного спектра). Такое размерное квантование экситонов известно для пленок [25], шаровых частиц [26], структур с широкими квантовыми ямами [27,28]. Кроме сдвига уровней энергии, оно приводит к появлению при $a_B < L \ll 2\pi c / (\omega_0 \sqrt{\epsilon_0})$ радиационного затухания $\gamma_R \propto \omega_0 (\sqrt{\epsilon_0} \omega_0 L/c)^d$, где d — размерность квантовой ямы.

В кристаллооптике [17,24] поляритоном называют нормальную электромагнитную волну, соответствующую решению однородных уравнений Максвелла при наличии резонанса с волной поляризации \mathbf{P} . В нашем случае экситонные поляритоны определяются в результате самосогласованного решения уравнения (6) совместно с уравнением Максвелла

$$\text{rot rot } \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) - \epsilon_0 k_0^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 4\pi k_0^2 \mathbf{P}(\mathbf{r}, \omega). \quad (8)$$

В приближении виртуального кристалла уравнения (6) и (8) дают решение того же вида, что в случае однородной среды. Как следствие, резонансный вклад в диэлектрическую функцию, связанный с экситонной поляризацией из (6), имеет вид

$$\epsilon(\omega, \mathbf{Q}) = \epsilon_0 \left(1 + \frac{2\omega_0 \omega_{\text{LT}}}{\omega_0^2 + \hbar\omega_0 Q^2/M - \omega^2 - i\omega\gamma} \right) \quad (9)$$

в зависимости от частоты света ω и волнового вектора \mathbf{Q} . Здесь величины ϵ_0 , ω_0 , ω_{LT} (продольно-поперечное расщепление экситона), M и γ соответствуют параметру состава x твердого раствора. Конечное значение параметра $1/M$ определяет эффекты пространственной дисперсии экситонов, в частности наличие при заданной частоте ω двух ($l = 1, 2$) поперечных волн экситонных поляритонов, распространяющихся в квазиоднородной среде. Этим волнам соответствуют комплексные показатели преломления $n_l = Q_l c / \omega$ [7], где $Q_l(\omega)$ — решение уравнения $Q_l^2 = (\omega/c)^2 \epsilon(\omega, Q_l)$ с функцией (9).

Критерий существования экситонных поляритонов мы формулируем в терминах коэффициента поглощения (экстинкции) света $\alpha(\omega - \omega_0, \gamma)$, проинтегрированного по энергии фотонов $\hbar\omega$:

$$K(\gamma) = \hbar \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0, \gamma). \quad (10)$$

Здесь предполагается, что параметр нерадикационного затухания экситона γ не зависит от ω . Наблюдаемая величина (10) исследуется как функция γ или температуры T , с которой связана монотонная функция диссипативного затухания экситона $\gamma_D(T)$ [29], входящая в γ .

В общем случае двухмодового ($l = 1, 2$) распространения экситонных поляритонов вдоль оси z в однородной среде эффективный коэффициент поглощения

$$\alpha = -\frac{d}{dz} \ln S = \frac{1}{S} \sum_{l,l'=1,2} \alpha_{ll'} S_{ll'} \quad (11)$$

выражается через компоненты потока электромагнитной энергии $S = \sum_{l,l'=1,2} S_{ll'}$ и величины $\alpha_{ll'} = -d \ln S_{ll'} / dz$ [18,19,30]. Можно считать [18], что коэффициент поглощения (11) в основном определяется максимальным из двух диагональных членов $\alpha_{ll}(\omega) = 2(\omega/c) \text{Im } n_l(\omega)$, где $n_l(\omega)$ — введенный выше комплексный показатель преломления l -й моды. Тогда

для волн объемных экситонных поляритонов, распространяющихся в квазиоднородной среде (виртуальном кристалле) с пространственной дисперсией, интегральный коэффициент поглощения (10) имеет вид [18]

$$K(\Gamma) = K_{\max} \begin{cases} \frac{2}{\pi} \left\{ \arctg \frac{\Gamma/\Gamma_c}{\sqrt{1-(\Gamma/\Gamma_c)^2}} + \frac{\Gamma}{\Gamma_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\Gamma}{\Gamma_c}\right)^2} \right\} & \text{при } \Gamma < \Gamma_c, \\ 1 & \text{при } \Gamma > \Gamma_c. \end{cases} \quad (12)$$

Здесь $\Gamma = \hbar\gamma$,

$$K_{\max} = \pi \hbar \omega_{\text{LT}} \frac{\sqrt{\varepsilon_0} \omega_0}{c} \quad (13)$$

— максимальное значение интегрального коэффициента поглощения,

$$\Gamma_c = 2\hbar\omega_0 \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \hbar \omega_{\text{LT}}}{Mc^2}} \quad (14)$$

— критическое значение параметра затухания Γ , определяемое условием $Q_1(\omega) = Q_2(\omega)$. Существенное для нас свойство экситонных поляритонов заключается в том, что функция (12) возрастает от значения $K = 0$ при $\Gamma = 0$ по закону $K(\Gamma) = (4K_{\max}/\pi)\Gamma/\Gamma_c$ (при $\Gamma/\Gamma_c \ll 1$) до значения (13), которое достигается при (14) и остается постоянным при $\Gamma/\Gamma_c > 1$. Зависимость K^I/K_{\max}^I (модель I) от Γ , вычисленная для AlGaAs по формуле (12) с $\Gamma_c = \hbar\gamma_c = 0.3$ мэВ, представлена на рис. 1 кривой 1. Интегральное поглощение должно близко следовать представленной теории выше порога подвижности, где экситоны квазисвободны. При заданной величине x такое приближение тем точнее, чем выше кристаллофизическое качество образца, т.е. чем меньше относительная флуктуация: $\sqrt{\langle \xi^2 \rangle} / (v\chi) \ll 1$.

2.2.2. Модель локализованных экситонов. Другой механизм температурно-зависимого интегрального поглощения [21,22] связан с переизлучением локализованных экситонов в конечной цепочке резонансных квантовых ям. Это означает, что вклады отдельных ям \mathbf{P}_n в полную экситонную поляризацию $\mathbf{P} = \sum \mathbf{P}_n$ пространственно не перекрываются, т.е. $(\mathbf{P}_n \cdot \mathbf{P}_m) = 0$ при $n \neq m$. В этом случае электромагнитный перенос осуществляется модой, которая в структурах с числом ям $N \gg 1$ имеет поляритонный характер. На рис. 1 кривыми 2 и 3 представлен вычисленный в рамках теории [22] коэффициент интегрального поглощения света $K^{\text{II}}/K_{\max}^{\text{II}}$ квазидвумерными экситонами в одномерных структурах с N квантовыми ямами и расстоянием между ними (периодом) $d \ll c/(\sqrt{\varepsilon_0} \omega_0)$. „Неклассическое“ поведение $K^{\text{II}}/K_{\max}^{\text{II}}$ при малых Γ определяется соотношением между параметрами нерадиационного Γ и радиационного $\Gamma_R = \hbar\gamma_R$ затухания экситонов квантовой ямы и существенно зависит от числа ям N . При $N \rightarrow \infty$

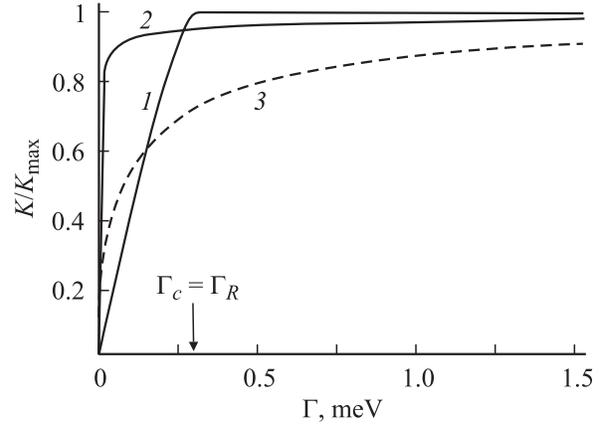


Рис. 1. Теоретические зависимости интегрального поглощения K/K_{\max} от параметра нерадиационного затухания экситонов Γ в модели I для однородной среды с пространственной дисперсией (1) и в модели II для структур с числом квантовых ям $N = 20$ (2), $N = 1$ (3) (период структур $d = 0.4c/(\sqrt{\varepsilon_0} \omega_0)$ равен 150 \AA). Вычислено с параметрами GaAs $\hbar\omega_0 = 1.51$ эВ, $\varepsilon_0 = 12$ при $\Gamma_c = \Gamma_R = 0.3$ мэВ, где Γ_R — параметр радиационного затухания квазидвумерного экситона. Нормировочная постоянная K_{\max}^I дается формулой (13), а $K_{\max}^{\text{II}} = 2\pi\Gamma_R/d$.

величина $K^{\text{II}}/K_{\max}^{\text{II}}$ (модель II) стремится к единице при любом отношении Γ/Γ_R , как и должно быть для среды без пространственной дисперсии (без „механического“ переноса экситонов) [31]. Таким образом, о собственно экситон-поляритонном поглощении в этой модели можно говорить при конечных N , но достаточно больших для того, чтобы существовали когерентные поляритонные моды и выполнялся закон $S(Nd) = S(0) \exp(-\alpha Nd)$ для потока энергии S с коэффициентом поглощения (экстинкции) α , не зависящим от N . Этому случаю соответствует кривая 2 на рис. 1. Однако и при малых N можно определить эффективный коэффициент поглощения α_{ef} [22] в соответствии с процедурой обработки экспериментальных спектров; интеграл (10) в случае $\alpha = \alpha_{\text{ef}}$ имеет зависимость от Γ , представленную кривой 3 на рис. 1. Аналогичные зависимости предсказываются для расстояний между квантовыми ямами, достигающих $d \approx 10^3 \text{ \AA}$ [22].

Таким образом, резонансный экситон-поляритонный перенос энергии возможен в принципе как в области распространяющихся (механизм I), так и локализованных (механизм II) экситонов. Теоретические предположения об однородности среды в модели I или ее периодичности в модели II не критичны для существования переноса: в случае неупорядоченной системы предыдущие рассуждения переносятся на перколяционные области, по которым осуществляется резонансный электромагнитный перенос. Когерентность между дипольными осцилляторами (экситонами) в таких областях устанавливается с помощью электромагнитной составляющей поляритона, которая имеет существенно большую длину волны, чем экситонные длины локализации. В случае

тонких полупроводниковых образцов граница между механизмами переноса I и II становится размытой. Для таких образцов может оказаться существенной ситуация, когда поляритоны не формируются из-за малого числа экситонных переизлучений, однако наличие переизлучений приводит к зависимости интегрального поглощения от электромагнитного запаздывания через отношение Γ/Γ_R .

Из дальнейшего видно, что наблюдаемая ширина линий H экситонного поглощения в твердых растворах значительно превосходит величину Γ . Наличие неоднородного уширения означает, что из-за различных локальных условий частоты ω_0 экситонов статистически распределены в образце по некоторому закону $f(\omega_0)$ ($\int_{-\infty}^{\infty} d\omega_0 f(\omega_0) = 1$). Если предположить, что закономерность (12) выполняется для множества проходящих через образец областей, которые различаются резонансными частотами ω_0 , то усреднение по ним интегрального поглощения образца дает

$$\begin{aligned} \langle K(\gamma) \rangle &= \hbar \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} d\omega'_0 f(\omega'_0) \alpha(\omega - \omega'_0; \gamma) \\ &= \hbar \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \alpha(\omega - \omega_0; \gamma). \end{aligned} \quad (15)$$

Эта величина имеет тот же вид, что (12)–(14), независимо от неоднородного уширения экситонного состояния.

Мы показали, что наличие экситон-поляритонного переноса как по распространяющимся, так и по локализованным состояниям экситонов может выражаться в специфической зависимости интегрального поглощения от параметра нерадикационного затухания экситонов γ (температуры). Нашей дальнейшей задачей будет обсуждение экспериментов для твердых растворов, в которых обнаружены критические особенности описанного выше типа в температурной зависимости интегрального поглощения. Этим будет обосновано существование экситонных поляритонов и применимость описанных выше представлений к средам с плавным флуктуирующим экситонным потенциалом.

3. Образцы и техника эксперимента

3.1. Приготовление образцов

Исследуемые слои твердых растворов AlGaAs были выращены [15] методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Предпринимались меры, необходимые для уменьшения концентрации фоновых примесей [14].

Для выполнения измерений оптического поглощения арсенид-галлиевая подложка химически отравливалась от арсенид-галлиевой подложки. При этом короткопериодная сверхрешетка $20 \times (\text{AlAs})_5(\text{GaAs})_{10}$ не могла

надежно выполнять функцию „стоп-слоя“, и травление велось до достижения общей прозрачности образца в видимом свете. Образовавшиеся в результате травления образцы толщиной 6–8 мкм без приклейки упаковывались в миниатюрные боксы из покровного стекла и светозащитной бумаги, выполнявшей функцию экрана для проходящего света. В таком виде образцы либо погружались непосредственно в среду жидкого гелия при откачке ($T = 1.7 \text{ K}$), либо устанавливались на держателе криостата УТРЕКС 240, где обтекались газообразным гелием заданной температуры в диапазоне 5–400 K.

3.2. Оптический эксперимент и обработка результатов

В основе данного исследования лежит метод интегрального поглощения [32–34], позволяющий выявить характерную для экситонных поляритонов зависимость интеграла (10) от параметра нерадикационного затухания экситона $\Gamma = \hbar\gamma$. Метод состоит в измерении площади под контуром линии экситонного поглощения как функции температуры [32–34] или другого фактора [35], меняющего величину Γ .

Для определения спектра поглощения в эксперименте измерялись независимо друг от друга спектры коэффициентов отражения $R(\omega)$ и пропускания $T(\omega)$ при нормальном падении света на пленку (образец). С целью получения спектра оптической плотности (коэффициента поглощения), свободной от модулирующего влияния интерференции Фабри–Перо, вызванной внутренним отражением от границ образца, проводилась обработка измеренных спектров $R(\omega)$ и $T(\omega)$ по методике, описанной в [28]. Оптическая плотность D и коэффициент поглощения $\alpha = D/l$, где l — толщина слоя твердого раствора, вычислялись по формуле [36]

$$\begin{aligned} D &= \alpha l \\ &= -\ln \left(\frac{-(1-R(\omega))(1-R_0) + \sqrt{(1-R(\omega))^2(1-R_0)^2 + 4R_0T^2(\omega)}}{2R_0T(\omega)} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

где $R_0 = (\sqrt{\epsilon_0} - 1)^2 / (\sqrt{\epsilon_0} + 1)^2$ — коэффициент отражения света от полубесконечной фоновой среды с диэлектрической постоянной ϵ_0 .

4. Данные эксперимента и обсуждение

4.1. Спектры экситонов в твердых растворах

На рис. 2 приведены фрагменты спектра края поглощения, зарегистрированные для образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$ и $x = 0.21$ при температуре жидкого гелия при откачке ($T = 1.7 \text{ K}$). Замечательной особенностью зарегистрированных спектров является то, что для обоих образцов, т.е. при концентрациях замещающего компонента Al вплоть до $x = 0.21$, хорошо выражены

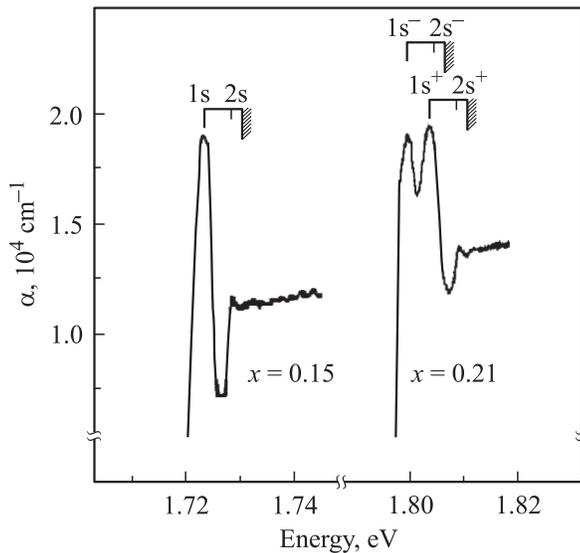


Рис. 2. Спектры края поглощения, измеренные при $T = 1.7$ К для свободных тонких (толщиной $d = 2.5$ мкм) образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$ и $x = 0.21$. Над спектрами сверху прямой скобкой показана предлагаемая интерпретация экситонных линий.

линии не только основного $1s$ -экситонного состояния, но и возбужденного $2s$ -состояния. Другой важной особенностью спектров является расщепление основного состояния, отчетливо наблюдающееся для образца с концентрацией алюминия $x = 0.21$. Это расщепление $\Delta_e \approx 4$ мэВ наблюдается благодаря тому, что линии поглощения узки, их ширина не превышает 2.5 мэВ даже при $x = 0.21$. Более того, основное и возбужденное состояния разделены относительно глубоким минимумом поглощения, проявление которого возможно, если ширина линий существенно меньше $3Ry/4$, где Ry — экситонная постоянная Ридберга (энергия связи для основного экситонного уровня). Выполнение этого условия согласуется с оценкой энергии связи экситона по эмпирической формуле $Ry^*(x) = 4.1 + 5.5x + 4.4x^2$ мэВ [37], которая дает $Ry^*(x = 0.15) = 5.02$ мэВ и $Ry^*(x = 0.21) = 5.45$ мэВ. Таким образом, представленные на рис. 2 спектры края поглощения свидетельствуют о весьма высоком качестве исследуемых слоев [15] твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Наблюдаемое расщепление Δ_e можно связать с деформацией несоответствия e_0 , возникающей при гетероэпитаксиальном росте, а также (при постростовом охлаждении) с различием коэффициентов термического расширения e_T , которые проявляются в меру присутствия в наших образцах нетравленной части арсенид-галлиевой подложки. Оценки с использованием справочных данных из [37,38] дают при $x = 0.15$ (0.21) суммарную латеральную деформацию $e = e_0 + e_T = -4.1(-5.8) \cdot 10^{-4}$ и максимальное значение деформационного расщепления 2.5 (3.5) мэВ, близкое к экспериментальному. Таким образом, несмотря на близость постоянных решетки эпитаксиального слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ и подложки GaAs

для наших образцов имеется искажение спектров, хотя слабое, но существенное для экситонной структуры края поглощения. Оно неизбежно должно влиять на измеряемую ширину экситонной линии при таких относительно малых концентрациях Al, когда расщепление Δ_e экситонного уровня меньше его ширины и для правильной оценки последней требуется вычитание величины расщепления. По-видимому, и в опытах по люминесценции таких образцов ширина экситонного состояния в спектре всегда будет включать Δ_e , если расщепление окажется недостаточным для того, чтобы при данной температуре высвечивалась только одна длинноволновая компонента.

Предлагаемая идентификация линий спектра приводится на рис. 2. Для $x = 0.21$ естественно отнести наблюдаемое возбужденное состояние к коротковолновой экситонной серии ($1s^+$, $2s^+$, ...), образовавшейся в результате деформационного расщепления. Что же касается $2s^-$ -состояния, то оно, по-видимому, перекрывается $1s^+$ -состоянием и поэтому наблюдаться не может. Уточненные с учетом скрытого деформационного расщепления энергии максимумов образца с $x = 0.15$ на рис. 2 позволяют оценить энергию связи экситона из эксперимента. Для этого мы выполнили контурный анализ линии основного состояния путем аппроксимации длинноволнового склона ($1s^-$) и слабой коротковолновой ступеньки ($1s^+$), как показано на рис. 3. Экситонная энергия Ридберга Ry^+ , оцененная по формуле $Ry^+ = 4[E(2s^+) - E(1s^+)]/3$ в водородоподобном при-

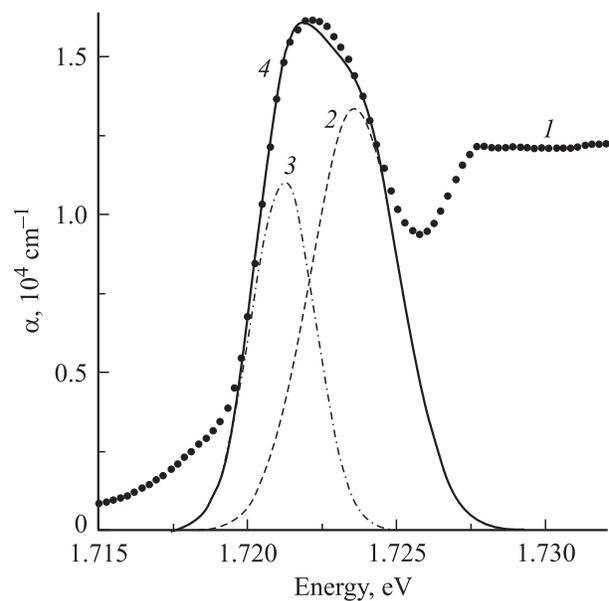


Рис. 3. Спектральное разложение максимума экситонного поглощения (кривая 1), измеренного для свободных тонких образцов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.15$ при $T = 1.7$ К. Компоненты расщепления $1s^-$ и $1s^+$ аппроксимируются гауссианами 2 и 3, сумма которых дается кривой 4. Энергия расщепления составляет $\Delta_e = 1.9$ мэВ, ширины линий равны 2.6 и 3.2 мэВ соответственно.

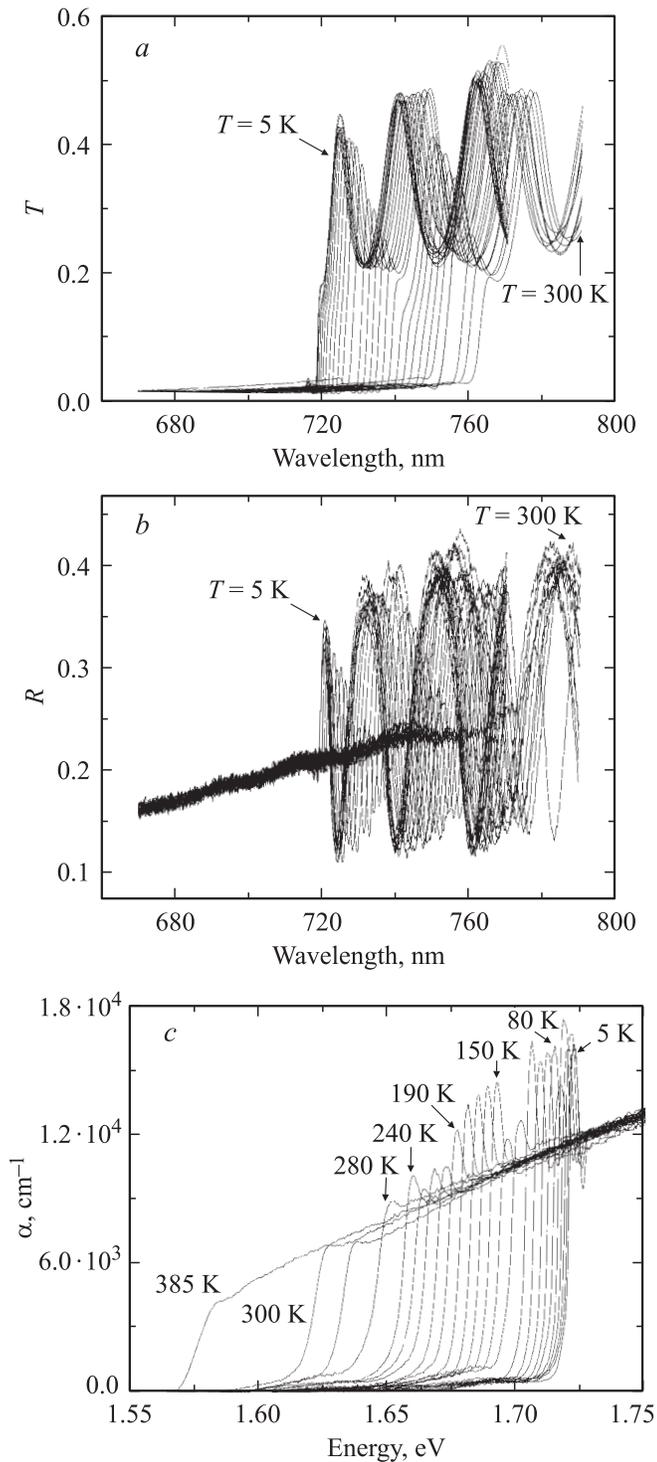


Рис. 4. Спектры пропускания T (a) и отражения R (b), измеренные для тонких свободных образцов $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ при температурах T от 5 до 380 К, и коэффициент поглощения α (c), полученный в результате обработки измеренных спектров R и T по формуле (16).

ближении, составила 5.1 ± 0.2 мэВ, что хорошо согласуется с теоретическим значением 5.02 мэВ, приведенным выше. Оценки (см., например, [39]) показывают, что

отклонения от предсказаний водородоподобной модели в нашем случае незначительны и не превышают ошибку эксперимента. При этом условия деформационное расщепление составляет $\Delta_e \approx 2$ эВ, а ширина линии $1s^-$ -состояния — $\sigma_{\text{obs}} \approx 2.6$ мэВ.

Серии спектров пропускания и отражения, полученные при различных температурах на кристалле УТРЕКС, приведены на рис. 4, a и b соответственно. В области спектральной прозрачности образца, т.е. при больших длинах волн, чем для $1s^-$ -состояния, наблюдается интенсивная интерференционная структура, край которой смещается вместе с экситонной структурой в длинноволновую сторону с увеличением температуры. Максимумы пропускания совпадают по длинам волн с минимумами отражения и наоборот, при этом периодическая интерференционная структура полностью маскирует реальную картину экситонного края поглощения. Применение формулы (16) позволяет воспроизвести спектр поглощения в „чистом“ виде, практически полностью исключив интерференционную структуру. Результаты такой обработки спектров показаны на рис. 4, c, из которого видно, что максимум поглощения сначала несколько растет с увеличением температуры, а затем падает при одновременном уширении линии основного экситонного состояния.

На рис. 5 приведены температурные зависимости ширины H и положения максимума $\hbar\omega_0$ экситонной линии поглощения, измеренные для образца с $x = 0.15$. При увеличении температуры до 50 К энергия возбуждения экситона $\hbar\omega_0(T)$ слабо уменьшается, затем сдвиг максимума становится существенным. Сплошной линией на рис. 5 показана аппроксимация Варшни для ширины

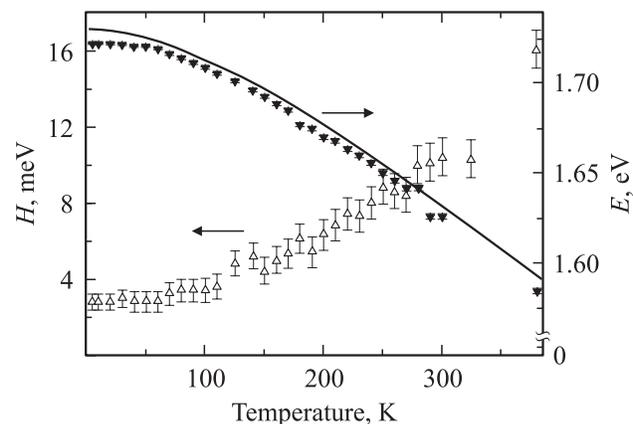


Рис. 5. Температурные зависимости ширины H (левая шкала) и положения максимума $\hbar\omega_0$ (правая шкала) спектральной линии, измеренные для длинноволновой компоненты основного экситонного состояния в твердом растворе $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Сплошная кривая — зависимость $E_g(T)$, вычисленная по формуле (17) при $E_g(0) = 1.7033$ эВ, $a_1 = 5.9$ мэВ/К, $a_2 = 238.2$ К.

запрещенной зоны

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{a_1 T^2}{a_2 + T}, \quad (17)$$

вычисленная при $x = 0.15$ по формулам из [37] с параметрами $a_1 = 5.9$ мэВ/К, $a_2 = 238.2$ К. За начало отсчета в (17) принята энергия $E_g(0) = (E_{1s^+} + E_{1s^-})/2 + Ry$, равная 1.7033 эВ. Из сравнения $\hbar\omega_0(T)$ и (17) на рис. 5 следует, что энергия связи экситона $Ry = E_g(T) - \hbar\omega_0(T)$ практически не зависит от температуры. Вместе с тем, вплоть до самых высоких температур, реализованных в эксперименте (380 К), когда какие-либо указания на экситонный характер края поглощения практически отсутствуют, природа края остается тем не менее экситонной.

На рис. 5 показано также, что ширина линии основного экситонного состояния почти постоянна ($H \approx 2.6$ мэВ) при температурах ниже 60 К, затем монотонно возрастает приблизительно до 10 мэВ при 300 К. В низкотемпературной области величина H для твердого раствора оказывается существенно больше, чем для GaAs [40] даже после вычитания деформационного расщепления Δ_e . Предполагая, что неоднородное уширение линии σ_{exp} не зависит от температуры, находим, что при $T \gtrsim 150$ К экспериментальная величина $H(T)$ превышает ширину экситонного уровня

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \Gamma_{\text{ac}}(T) + \Gamma_{\text{op}}(T), \quad (18)$$

оцененную с учетом основных каналов нерадикационного затухания экситона. К ним относится вклад $\Gamma_0 = \Gamma(T = 0)$ от взаимодействия экситонов с заряженными примесями и вклады

$$\Gamma_{\text{ac}}(T) = A \cdot T,$$

$$\Gamma_{\text{op}}(T) = B [\exp(\hbar\omega_{\text{LO}}/kT) - 1]^{-1}, \quad (19)$$

обусловленные, как в GaAs [17], взаимодействием экситона с акустическими и оптическими ЛО-фононами соответственно.

Из дальнейшего видно, что в случае твердых растворов $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ имеется температурно-независимый вклад $\Gamma_0 = 0.65$ мэВ в однородное уширение экситона. Этот вклад, который обычно связывается с рассеянием экситонов на заряженных примесных центрах, в наиболее „чистых“ кристаллах GaAs не превышает $\Gamma_0 = 0.017$ мэВ. Значительное возрастание величины Γ_0 в твердых растворах невозможно объяснить не привлекая дополнительный механизм рассеяния экситонов. Таким механизмом является рассеяние на статических флуктуациях экситонного потенциала, которое при низких температурах обеспечивает главный вклад в однородное уширение экситонных линий.

4.2. Температурно-зависимое интегральное поглощение

Принципиально важным и наиболее интересным для нас является анализ температурной зависимости интегрального поглощения $K(T)$, измеренной для твердых растворов в области экситонных резонансов. Экспериментальная функция $K(T)$, найденная на основе спектров поглощения образца $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ (рис. 4, с), показана на рис. 6. Видно, что интегральное поглощение K для твердого раствора возрастает при увеличении температуры, а выше критической температуры $T_c \approx 155$ К становится постоянным с точностью до экспериментальной ошибки. Представленная на рис. 6 кривая $K(T)$ — качественно такая же, как для кристаллических бинарных полупроводников [32,33], в которых наблюдаются экситонные поляритоны, характеризующиеся пространственной дисперсией (модель I).

Как показано в разд. 2, для твердых растворов возможны два механизма экситон-поляритонного переноса с участием квазисвободных (модель I) или локализованных (модель II) экситонов. Предсказываемые для этих моделей теоретические зависимости интегрального поглощения K^I и K^{II} (рис. 1) показывают низкотемпературную аномалию и качественно согласуются с результатом эксперимента (рис. 6). Определяющие эту аномалию критические параметры $\Gamma_c = 2\hbar\omega_0\sqrt{2\varepsilon_0\hbar\omega_{\text{LT}}/Mc^2}$ из (14) для модели I или радиационное затухание $\Gamma_R \approx \hbar\omega_0(\sqrt{\varepsilon_0}\omega_0L/c)^d$ для модели II включают скорость света, и это указывает на поляритонную природу эффекта в обоих случаях. Исходя из этого мы делаем вывод, что наблюдаемая температурная аномалия интегрального поглощения имеет электромагнитное (поляритонное) происхождение.

Выполнение условия $K|_{T=0} > 0$ для экспериментальной зависимости $K(T)$ указывает на наличие температурно-независимого вклада Γ_0 в нерадикационное затухание экситона Γ . Поскольку разделить возможные вклады K^I и K^{II} в наблюдаемую зависимость $K(T)$ в рамках

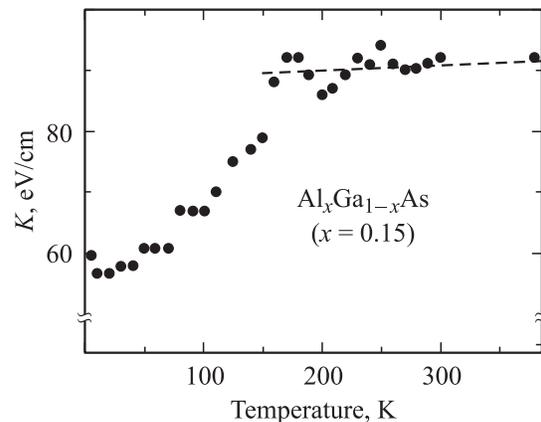


Рис. 6. Температурная зависимость интегрального поглощения света $K(T)$, измеренная для тонких свободных образцов $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$.

данной работы не представляется возможным, мы получим грубые оценки параметров на основе теоретической зависимости K^1 . В пользу механизма I свидетельствует близость формы экспериментальной кривой $K(T)$ и теоретической зависимости K^1 от T , полученной с учетом соотношений (12) и (18). Сопоставление этих зависимостей дает $\Gamma_0 = 0.65$ мэВ для однородного уширения экситона при $T = 0$ К. Затем, используя масштабирующую функцию (18), которая включает фоновые вклады (19), получаем $\Gamma_c = \Gamma(T_c) = 1.1$ мэВ.

Из соотношения $\sigma_{\text{obs}} \approx \Gamma_0 + \sigma_{\text{inh}}$ для экситонного состояния $1s$ при низких температурах находим неоднородную ширину линии $\sigma_{\text{inh}} \approx 1.95$ мэВ в хорошем согласии с экспериментальной и теоретической зависимостями σ_{inh} от x из работы [6]. Существенно, что условие $L > a_B \propto \hbar/\sqrt{\mu E_B}$, введенное выше для длины локализации экситона как целого $L \propto \hbar/\sqrt{M\sigma_{\text{inh}}}$, совместимо с полученной из эксперимента оценкой неоднородного уширения σ_{inh} . Заметим также, что при такой оценке рост ширины экситонной линии $\Gamma(T) + \sigma_{\text{inh}}$ с температурой при $T > 200$ К существенно отстает от роста наблюдаемой величины H , представленной на рис. 5. Количественное согласие с экспериментальной зависимостью $H(T)$ формально можно получить, если учесть температурно-зависимый вклад в $\Gamma(T)$, обусловленный взаимодействием экситонов с заряженными примесями [40]. Однако при согласованной подгонке экспериментальных зависимостей $H(T)$ и $K(T)$ оценка Γ_0 существенно увеличивается, а σ_{inh} — уменьшается.

5. Заключение

Мы исследовали интегральное по спектру экситонное поглощение света в твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ высокого качества, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Представлены две теоретические модели экситон-поляритонного переноса энергии возбуждения, которые предсказывают появление низкотемпературной аномалии интегрального поглощения (монотонного роста поглощения с температурой). Один механизм аномального поглощения связан с конкуренцией процессов энергопереноса квазисвободными экситонами и электромагнитным полем, как в случае полупроводниковых кристаллов. Другой механизм аномального поглощения возникает при когерентном переизлучении локализованных экситонов между резонансными квантовыми ямами в отсутствие переноса экситонов. Экспериментально установлено, что температурное поведение интегрального поглощения в твердых растворах имеет особенности, связанные с экситон-поляритонным переносом энергии.

Значения экситонных параметров, найденные из экситонных спектров твердого раствора $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, несущественно отличаются от значений, относящихся к кристаллам GaAs. Это можно считать естественным для изучаемых твердых растворов, которые очень близки

к GaAs по своей природе и атомной структуре, но имеют несколько большую среднюю ширину запрещенной зоны. Установлено, что при низких температурах ($T = 1.7\text{--}60$ К) в наших образцах твердых растворов основной вклад в ширину линий экситонного спектра обусловлен неоднородным уширением, которое превышает ожидаемые вклады в затухание экситона, обусловленные его взаимодействием с фононами и ионизированными примесями. Неоднородное уширение экситонной линии, связанное с наличием случайного потенциала в твердом растворе, не влияет на проявление механизмов интегрального поглощения, „унаследованного“ от основного кристаллического полупроводника.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-02-16735 и 04-02-17592).

Авторы благодарны С.А. Пермогорову за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] *Экситоны*, под ред. Е.И. Рашбы, М.Д. Стержа (М., 1985).
- [2] S. Permogorov, A. Reznitsky, S. Verbin, G.O. Miller, P. Flogel, M. Nikiforova. *Phys. Status Solidi B*, **113**, 589 (1982).
- [3] A. Klochikhin, A. Reznitsky, S. Permogorov, T. Breitkopf, M. Grun, M. Herrerich, C. Klingshirn, V. Lyssenko, W. Langbein, J.M. Hvam. *Phys. Rev. B*, **59**, 12947 (1999).
- [4] Н.Н. Аблязов, М.Э. Райх, А.Л. Эфрос. *ФТТ*, **25**, 353 (1983).
- [5] A.L. Efros, M.E. Raikh. In: *Optical Properties of Mixed Crystals*, ed. by R.J. Elliott, I.P. Ipatova (Elsevier, 1988) p. 133.
- [6] S.M. Lee, K.K. Bajaj. *J. Appl. Phys.*, **73**, 1788 (1993).
- [7] С.И. Пекар. *Кристаллооптика и добавочные световые волны* (Киев, Наук. думка, 1982).
- [8] В.И. Сугаков, В.Н. Хотяинцев. *ЖЭТФ*, **70**, 1566 (1976).
- [9] F.L. Galeener, G. Lukovsky. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1474 (1976); K. Sekimoto, T. Matsubara. *Phys. Rev. B*, **26**, 3411 (1982); S.W. Leeuw, M.F. Thorpe. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 2879 (1985).
- [10] H.L. Lemberg, S.A. Rice, D. Guidotti. *Phys. Rev. B*, **10**, 4079 (1974).
- [11] А.Г. Баншиков, В.Е. Корсуков, В.А. Кособукин. *ФТТ*, **19**, 3322 (1977).
- [12] N.I. Afanasieva, E.G. Brame, M.G. Ezernitskaya, B.V. Lokshin, V.A. Yakovlev, G.N. Zhizhin. *Polymer*, **29**, 821 (1988).
- [13] В.А. Кособукин. *ФТТ*, **45**, 1091 (2003).
- [14] К.С. Журавлев, А.К. Калагин, Н.Т. Мошегов, А.И. Торопов, Т.С. Шамирзаев, О.А. Шегай. *ФТП*, **30**, 1704 (1996).
- [15] R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, S.A. Vaganov, M.S. Markosov, T.S. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev, A.K. Bakarov, A.I. Toropov. *Phys. Status Solidi C*, **2**, 900 (2005).
- [16] В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, В.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер. *Электронная теория неупорядоченных полупроводников* (М., Наука, 1981).
- [17] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1976).
- [18] Н.Н. Ахмедиев. *ЖЭТФ*, **79**, 1534 (1980).
- [19] J.S. Nkoma. *Phys. Status Solidi B*, **97**, 657 (1980).
- [20] G. Battaglia, A. Quattropani, P. Schwendimann. *Phys. Rev. B*, **34**, 8258 (1986).
- [21] В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. *ФТТ*, **37**, 3694 (1995).
- [22] В.А. Кособукин. *Phys. Status Solidi B*, **108**, 271 (1998).

- [23] J.J. Hopfield, D.G. Thomas. *Phys. Rev.*, **132**, 563 (1963).
- [24] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов* (М., Наука, 1979).
- [25] V.A. Kiselev, B.S. Razhbirin, I.N. Uraltsev. *Phys. Status Solidi B*, **72**, 161 (1975).
- [26] А.И. Екимов, А.А. Онущенко, М.Э. Райх, Ал. Л. Эфрос. *ЖЭТФ*, **90**, 1795 (1986).
- [27] A. Tredicucci, Y. Chen, F. Bassani, J. Massiers, C. Deparis, G. Neu. *Phys. Rev. B*, **47**, 10 348 (1993).
- [28] С.А. Марков, Р.П. Сейсян, В.А. Кособукин. *ФТП*, **38**, 230 (2004).
- [29] S. Rudin, T.L. Reinecke, B. Segall. *Phys. Rev. B*, **42**, 11 218 (1990).
- [30] A.V. Selkin. *Phys. Status Solidi B*, **83**, 47 (1977).
- [31] R. Loudon. *J. Phys. A*, **3**, 233 (1970).
- [32] V.A. Kosobukin, R.P. Seisyan, S.A. Vaganov. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 1235 (1993).
- [33] Г.Н. Алиев, О.С. Кошуг, Р.П. Сейсян. *ФТТ*, **36**, 373 (1994).
- [34] G.N. Aliev, O. Coschug-Toates, R.P. Seisyan. *J. Cryst. Growth*, **159**, 843 (1996).
- [35] Г.Н. Алиев, Н.В. Лукьянова, Р.П. Сейсян. *ФТТ*, **40**, 869 (1998).
- [36] D.S. Gerber, G.N. Maracas. *J. Quant. Electron.*, **29**, 2589 (1993).
- [37] L. Pavesi, M. Guzzi. *J. Appl. Phys.*, **75**, 4779 (1994).
- [38] *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, ed. by K.-H. Hellwege (LANDOLT-BÖRNSTEIN), Group III, v. 17 b (Springer, Berlin, 1982).
- [39] Р.П. Сейсян. *Спектроскопия диамагнитных экситонов* (М., Наука, 1984).
- [40] J. Lee, E.S. Koteles, M.O. Vassell. *Phys. Rev. B*, **33**, 5512 (1986); V. Srinivas, Y.J. Chen, C.E.C. Wood. *Sol. St. Commun.*, **89**, 611 (1994).

Редактор Л.В. Беляков

Excitons and polaritons in AlGaAs semiconductor solid solutions

R.P. Seisyan, V.A. Kosobukin, M.S. Markosov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Spectra of absorption edge and temperature dependence of integral absorption were measured for semiconductor solid solutions $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ with $x = 0.15$ and 0.21 in the temperature range $T = 1.7\text{--}380$ K. The results are discussed by two models of the exciton-polariton energy transfer, which can explain the inconstancy of the integral absorption at low temperatures in systems with random excitonic potential. One of the models explains the temperature anomaly of absorption as a result of competition between excitonic and electromagnetic transfers in a quasi-homogeneous medium (virtual crystal) with spatial dispersion. The other model attribute the effect to resonant re-radiation of localized excitons along finite-length chains of quantum wells in the absence of mechanical transfer of excitons. From the observation of a characteristic temperature dependence of integral absorption it is concluded that excitonic polaritons exist in solid solutions under study. Found for a sample of the solid solution $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ was the critical temperature $T_c = 155$ K, above which the integral absorption saturates. For the solid solutions inhomogeneous broadening of the exciton line due to fluctuating potential is shown to dominate at temperatures $T = 1.7\text{--}60$ K and to exceed considerably the homogeneous broadening originating in interaction of excitons with phonons and charged impurities.