

## ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОКРИСТАЛЛОВ С РАЗМЕРНЫМ ОГРАНИЧЕНИЕМ

А. А. Бугаев, А. Л. Станкевич

Приводятся результаты исследования двухфотонного поглощения полупроводниковых  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -стекло с размерами микрокристаллов от 6.8 до 3.2 нм. Показано, что величина двухфотонного поглощения микрокристаллов более чем на порядок превышает аналогичное значение для объемного полупроводника. С учетом большого уширения энергетически наинизшего перехода между квантованными уровнями установлено соответствие результатов эксперимента теоретическим расчетам нелинейной восприимчивости систем с пространственным ограничением.

Пространственное ограничение носителей заряда в объеме полупроводниковых микрокристаллов, размер которых сопоставим с эффективной величиной боровского радиуса электрона или дырки, приводит к существенной модификации их оптических свойств. Согласно теоретическому анализу [1-3], в случае ограничения по всем трем измерениям (так называемое ОД-ограничение) непрерывной спектр энергетических состояний в зоне проводимости и валентной зоне трансформируется в дискретный энергетический спектр, интервал энергий между уровнями которого зависит от размеров микрокристалла. Предполагается [4, 5], что концентрация силы осциллятора в области энергетически наинизшего перехода вызывает увеличение оптической нелинейности полупроводниковых ОД-ограниченных систем. Прогресс технологии изготовления этих систем, реализуемых в виде микрокристаллов полупроводника, внедренных в стеклянную матрицу [6], либо в виде кластерных структур [7], стимулировал обширные исследования квантоворазмерных эффектов в нелинейной оптике ОД-систем. Предметом этих исследований были насыщающееся поведение сигнала обращенного волнового фронта, спектральная зависимость реальной части нелинейной восприимчивости третьего порядка [8-10], а также влияние фононного уширения на сдвиг частоты спектрального провала в область больших энергий по отношению к длине волны возбуждающего импульса [11, 12]. Вместе с тем мнимая часть нелинейной восприимчивости, определяющая величину двухфотонного поглощения, также испытывает влияние ОД-ограничения и в соответствии с теоретическими расчетами [5, 13] может значительно превышать аналогичную величину для объемного полупроводника. В настоящей работе приводятся результаты исследований коэффициента двухфотонного поглощения полупроводниковых  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -стекло в зависимости от размера микрокристаллов, внедренных в стеклянную матрицу.

В экспериментах использовались образцы, приготовленные из расплава боросиликатного стекла, содержащего ионы Cd, S и Se. В зависимости от длительности (66—77 ч) и температуры (500—560 °C) тепловой обработки расплава полученные три образца стекло содержали микрокристаллы  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ , средний радиус которых  $R$  был определен из малоуглового рентгеновского рассеяния [14]

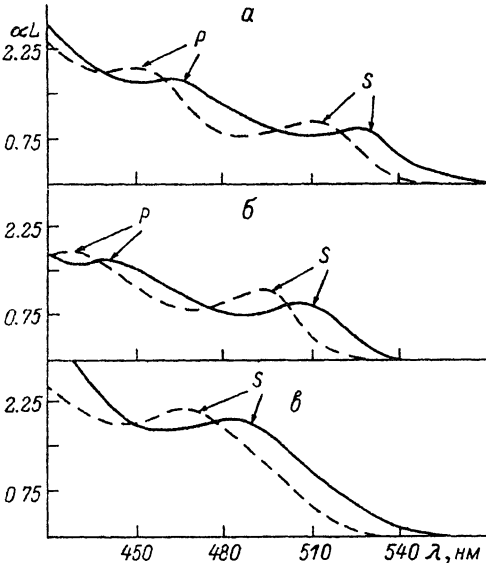


Рис. 1. Спектры поглощения  $aL$  полупроводниковых стекол с ОД-размерным ограничением в зависимости от размера микрокристаллов  $CdS_xSe_{1-x}$ .

$R$ , нм: а — 3.4, б — 2.4, в — 1.6. Сплошная и штриховая линии отвечают комнатной и азотной температурам.

и составил 1.6, 2.4 и 3.4 нм соответственно. Легко видеть, что эти значения отвечают случаям слабого ( $R > a_B$ ) и умеренного ( $a_e > R > a_b$ ) пространственного ОД-ограничения носителей (здесь  $a_B=30$ ,  $a_e=25.6$ ,  $a_b=4.45$  Å — боровский радиус экситона, электрона и дырки соответственно). Предполагая, что функция распределения размера микрокристаллов определяется соотношением Лифшица—Слезова [15], мы нашли величину отклонения от среднего радиуса, которая составила 30% для всех трех образцов. Коэффициент стехиометрии  $x$  измерялся с помощью

химического анализа и был найден равным  $x=0.75 \pm 0.8$ . Образцы имели форму клиновидных пластин (угол  $30^\circ$ ), средняя толщина которых составляла 250 мкм. В связи с тем что образцы, использовавшиеся в настоящей работе, полностью тождественны описанным ранее [16], воспроизведем интерпретацию спектров поглощения, представленную в [16]:

Спектры поглощения каждого образца приведены на рис. 1. Как видно из этого рисунка, спектры образцов ясно демонстрируют характерные для эффекта ОД-ограничения особенности [11], такие как осцилляции коэффициента поглощения и сдвиг края поглощения в коротковолновую область с уменьшением размера микрокристаллов. Структуру пиков в спектре поглощения можно объяснить исходя из того, что валентная зона состоит из трех подзон ( $A$ ,  $B$ ,  $C$ ) с симметрией  $\Gamma_9$  ( $A$ ),  $\Gamma_7$  ( $B$ ),  $\Gamma_7$  ( $C$ ), которые являются результатом спин-орбитального расщепления и возмущений кристаллического поля. Для случая  $x=0.75 \pm 0.8$  ширина запрещенной зоны и энергии расщепления равны 2.25, 0.03, 0.178 эВ соответственно [17]. В результате ОД-ограничения ожидаемые разрешенные оптические переходы вблизи края поглощения могут быть идентифицированы следующим образом [18]:  $1s - 1s$  ( $A$ ),  $1s - 1s$  ( $B$ ),  $1s - 1s$  ( $C$ ),  $1p - 1p$  ( $A$ ) и т. д. Мы полагаем, что наблюдаемые пики поглощения (рис. 1) связаны с переходами  $1s - 1s$  ( $A$ ) и  $1p - 1p$  ( $A$ ). Аргументация этого предположения основана на следующих соображениях: во-первых, в соответствии с теоретическими представлениями [1-4] пики поглощения сдвигаются в коротковолновую область спектра с уменьшением размера микрокристаллов; во-вторых, величины энергий, при которых расположены пики поглощения, обозначенные  $S$  (2.42, 2.52, 2.64 эВ), находятся в хорошем соответствии со значениями энергии наинизшего  $1s$  ( $A$ ) уровня, полученными согласно теоретическому расчету для  $CdS$  микрокристаллов [19] (2.38, 2.49, 2.75 эВ соответственно). Отметим, однако, что в отношении интервала энергий между  $s$  и  $p$  пиками поглощения, нам не удалось найти столь же хорошего соответствия результатам цитируемой работы [19]. Вероятно, это связано с тем, что для получения простых аналитических соотношений в модели [19] (случай ОД-ограничения двух частиц с зарядом электрона) не учитывалось кулоновское взаимодействие. Тем не менее мы полагаем, что пики поглощения, обозначенные  $P$ ; связаны с  $1p - 1p$  ( $A$ ) переходом, поскольку измеренные в эксперименте интервалы энергии 320 мэВ ( $R=3.4$  нм) и 355 мэВ ( $R=2.4$  нм) значительно ближе к расчетным величинам 230 и

460 мэВ, чем остальные переходы. Следует добавить, что переходы  $1s - 1s$  (B) и  $1s - 1s$  (C) также могут воздействовать на вид спектра поглощения, однако их вклад в условиях нашего эксперимента представляется достаточно малым, поскольку они с трудом наблюдаются даже в специальных экспериментах, предназначенных для этих целей [17].

Измерение двухфотонного поглощения  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  ( $x = 0.75 \pm 0.8$ ) полупроводниковых стекол было выполнено с помощью генератора пикосекундных импульсов, который в совокупности с усилителем, обеспечивал одиночный импульс длительностью 27 пс на длине волны 1080 нм при энергии 5—7 мДж. Для возбуждения образца использовалась вторая гармоника основной частоты (540 нм), удовлетворяющая неравенству  $E_g/2 < \hbar\omega < E_g$ , которое позволяет наблюдать двухфотонное поглощение. Поскольку микрокристаллы  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  в стеклянной матрице ориентированы случайным образом, предполагалось, что анизотропия двухфотонного поглощения пространственно усреднена. Измерения проводились при комнатной и азотной температурах по схеме эксперимента, аналогичной [20, 21]. Схема эксперимента включала в себя два идентичных канала, в которых одновременно осуществлялось измерение пропускания двух образцов. Один из них представлял собой исследуемый образец  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -стекло, а в качестве другого использовалась пластина CdS с известной величиной коэффициента двухфотонного поглощения  $\beta = 5.5$  см/ГВт (для  $\hbar\omega = 2.34$  эВ [22]). По величине пропускания CdS решалась обратная задача об отыскании пиковой интенсивности возбуждающего импульса  $I_0$ , с помощью которой определялась величина  $I_0$  на поверхности образца  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ . Изменение интенсивности  $I_0$  достигалось с помощью набора нейтральных светофильтров и скрещенных призм Глана в комбинации с четвертьволновой пластиной. Регистрация энергии импульса производилась системой фотодатчиков, сопряженных с микро-ЭВМ «ДВК-3». Схема измерений обеспечивала контроль качества пикосекундного импульса по заданному диапазону флуктуаций величин пропускания и энергии (< 5%) в канале с образцом CdS.

Результаты измерений приведены на рис. 2, из которого видно, что пропускание импульса  $T$  по мере роста его пиковой интенсивности сначала быстро растет, затем достигает насыщения и начинает медленно убывать. При этом рост пропускания (просветление образца) наиболее выражен, если начальная величина  $T_0 \leq 0.7$  ( $a$  — комнатная и азотная температуры,  $b$  — комнатная температура), в то время как падение  $T$  присутствует у всех полученных зависимостей рис. 2. Кроме того, видно, что максимальная величина пропускания в просветленном состоянии и положение максимума просветленного состояния примерно одни и те же и составляют  $\sim 0.8$  и  $\sim 8$  ГВт/см<sup>2</sup> соответственно.

Рост пропускания многократно регистрировался в экспериментах, посвященных как объемным полупроводникам  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  [23], так и  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  полупроводниковым стеклам с OD-ограничением [11, 12]. Не вызывает сомнения, что такое поведение  $T$  связано с хорошо известным эффектом уменьшения числа оптически связанных состояний, аналогом которого для полупроводников служит динамический эффект Бурштейна—Мосса. Более неожиданным является падение пропускания, наблюдаемое в диапазоне интенсивностей выше 10 ГВт/см<sup>2</sup>. Необходимо подчеркнуть, что падение пропускания ( $\Delta T < 0$ ) имеет обратимый характер, поскольку зависимости рис. 2 могут быть получены как при последовательном увеличении, так и при уменьшении интенсивности в представленном интервале значений. По этой причине оно не может быть связано с эффектом фотопотемнения образца [24]. Падение пропускания также нельзя объяснить с привлечением эффекта нелинейной рефракции (самофокусировка или дефокусировка) или уменьшения времени жизни возбужденного состояния,

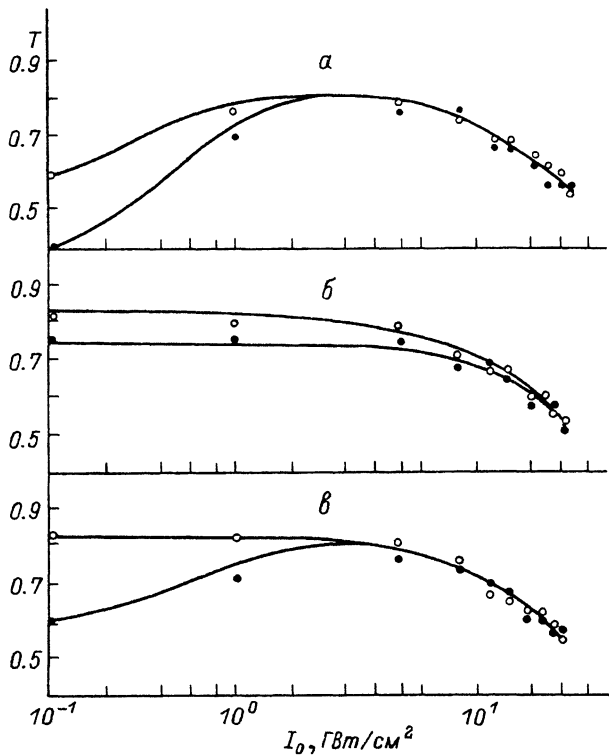


Рис. 2. Зависимость пропускания полупроводниковых стекол  $T$  от пиковой интенсивности  $I_0$  возбуждающего импульса.

$R$ , нм: а — 3.4, б — 2.4, в — 1.6. Светлые и темные кружки — данные эксперимента при азотной и комнатной температурах, сплошные линии — результат численной подгонки.

поскольку их действие сказывается лишь на амплитуде просветленного состояния и величине угла наклона участка с  $\Delta T < 0$ . Однако обеспечить падение пропускания эти эффекты не могут. Можно было бы предположить, что наблюдаемое падение пропускания связано с эффектом бистабильности при нарастающем поглощении [25]. Но и здесь объяснить переход от участка с ростом пропускания к участку с падением пропускания не представляется возможным.

Более естественным, на наш взгляд, является предположение о том, что падение пропускания обусловлено процессом двухфотонного поглощения. Иными словами, величина пропускания определяется двумя независимыми эффектами — насыщением оптического поглощения и двухфотонное поглощение. Применительно к  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  полупроводниковым стеклам с OD-размерным ограничением можно воспользоваться идеализированной схемой двух уровней, в которой длительность лазерного импульса  $\tau_p$  превышает время поперечной релаксации  $T_2$ , однако меньше времени продольной релаксации  $T_1$ , т. е.  $T_2 < \tau_p < T_1$ . Справедливость этого неравенства подтверждается оценками величин  $T_2 \sim 25$  фс и  $T_1 \sim (0.5-1)$  нс, сделанными в [11, 12] для аналогичных полупроводниковых систем. Таким образом, полагается, что результат взаимодействия определяется однофотонным межзонным  $1s-1s$  (A)-переходом, приводящим к оптическому насыщению, и двухфотонным переходом на третий высоколежащий уровень, который создает горячие носители, не участвующие в насыщении  $1s-1s$  (A)-перехода.

Распространение интенсивности импульса  $I = I(r, z, t)$  вдоль  $z$  объема среды в условиях, определенных выше, может быть записана в виде системы трех связанных уравнений

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\sigma_{12} \left( n_2 \frac{g_1}{g_2} - n_1 \right) I - \beta I^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sigma_{12} \left( n_2 \frac{g_1}{g_2} - n_1 \right) \frac{I}{\hbar\omega} + \frac{n_2}{T_1}, \quad (2)$$

где  $\beta$  — коэффициент двухфотонного поглощения,  $\sigma_{12}$  — поперечное сечение перехода с первого уровня на второй,  $n_1$  и  $n_2$  — плотность состояний на нижнем и верхнем уровнях,  $g_1$  и  $g_2$  — кратность вырождения этих уровней,  $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения.

Следуя [26], введем разность заселенностей уровней  $N = n_2 (g_1/g_2) - n_1$  и опустим второй член в уравнении (2), который мал в силу неравенства  $\tau_p < T_1$ . Обозначая далее  $A(r, z, t, \omega) = \sigma_{12}(\omega)N(r, z, t)$ , получим вместо (1), (2) систему двух связанных уравнений

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -AI - \beta I^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = -BAI/\hbar\omega \quad (4)$$

с краевыми условиями

$$I(r, 0, t) = I_0 \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{t}{\tau_p} \right)^2 + \left( \frac{r}{r_0} \right)^2 \right] (I - R),$$

$$A(r, z, -\infty, \omega) = \sigma_{12}(\omega)N(r, z, -\infty) = \alpha_0, \quad (5)$$

где  $B = \sigma_{12} (1 + g_1/g_2)$ ,  $\alpha_0$  — невозмущенный коэффициент поглощения среды,  $R$  — коэффициент отражения,  $I_0$  — пиковая интенсивность импульса.

Таким образом, имеются два независимых параметра  $B$  и  $\beta$ , с помощью которых можно осуществить численную подгонку решения (3)—(5) к результатам эксперимента рис. 2. Сделаем несколько предварительных замечаний о системе уравнений (3), (4). Во-первых, двухуровневая схема является крайней идеализацией, приводящей, в частности, к полному просветлению  $1s - 1s$  ( $A$ )-перехода, и ее использование можно оправдать лишь тем, что в условиях нашего эксперимента пропускание в просветленном состоянии достаточно высокое  $\sim 0.8$ . (О том, что в ряде случаев необходимо привлечение четырехуровневой схемы, см., например, [27]). Во-вторых, в системе (3), (4) принято, что каждый поглощенный квант энергии приводит к изменению заселенности уровней, т. е. не учитывается поглощение примесей, дефектов и т. п.

Результаты наилучшей численной подгонки решения (3), (4) приведены на рис. 2 сплошными линиями. Заметим, что по причинам, перечисленным выше, полного соответствия расчетов результатам эксперимента достигнуть не удалось. Тем не менее отсутствие данных по наведенному поглощению в  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ -стеклах с OD-ограничением позволяет рассматривать полученные результаты по крайней

Значения параметров  $B \cdot 10^{17}$  ( $\text{см}^2$ ) и  $\beta$  ( $\text{см}/\text{ГВт}$ ), полученные с помощью численной подгонки (индексы  $R$  и  $N$  относятся к комнатной и азотной температурам,  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) — коэффициент линейного поглощения)

$R$ , нм	$\alpha$		$B$		$\beta$	
	$\alpha_R$	$\alpha_N$	$B_R$	$B_N$	$\beta_R$	$\beta_N$
3.4	35	17	3.8	3.8	0.8	0.8
2.4	6	1.2	0.095	0.095	1.0	1.0
1.6	17	1.2	1.9	0.095	1.0	1.0

мере в качестве первого приближения. Значения полученных величин  $B$  и  $\beta$  приведены в таблице. Как видно из этой таблицы, изменение  $B$  не обнаруживает какой-либо закономерности при возрастании энергии  $1s - 1s$  (A)-перехода, которая имеет место при уменьшении радиуса  $R$  микрокристаллов  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ . Можно лишь отметить слабую тенденцию вида  $B(T_1) < B(T_2)$  ( $T_1 < T_2$ , где  $T$  — температура), которая, если учесть большое уширение линии  $1s - 1s$  (A)-перехода, не противоречит ожидаемому изменению  $\sigma_{12}(\omega)$  при увеличении отстройки от резонансной частоты. Было бы естественным ожидать аналогичного поведения  $B$  (или  $\delta_{12}(\omega)$ ) и при уменьшении  $R$ , однако эксперименты рис. 2 его не показывают. Причиной этого, на наш взгляд, может быть то обстоятельство, что наши измерения относятся не к резонансной частоте, а к хвосту плотности состояний  $1s - 1s$  (A)-перехода, появление которого может быть обусловлено совокупностью различных факторов. Ими могут быть оптофононное уширение (остающееся значительным даже при азотных температурах [11, 12]), уширение за счет связи между пьезофононным и деформационным потенциалами, а также подмешивание донорно-акцепторных уровней [16] и полидисперсия размеров микрокристаллов. Оставаясь неизменными (или слабо меняясь) для одного образца при изменении его температуры, эти факторы могут быть существенно модифицированы при переходе от одного  $R$  к другому из-за изменения длительности температурной обработки расплава. Большую ясность в эту проблему могли бы внести эксперименты по спектральной диагностике процесса просветления.

Вторым результатом измерений является коэффициент двухфотонного поглощения  $\beta$ , величина которого  $\sim 1$   $\text{см}/\text{ГВт}$  оказалась не зависящей ни от температуры, ни от размера микрокристаллов. Принимая во внимание, что молярная концентрация  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$  в стекле примерно 1% [5, 25], а величина коэффициента  $\beta$  для объемного полупроводника  $\text{CdS}$ , равна 5.5  $\text{см}/\text{ВГт}$  [22], можно видеть, что измеренное значение  $\beta$ , относящееся к собственно полупроводниковому микрокристаллу с OD-ограничением, более чем на порядок, превышает аналогичную величину для объемного материала.

Отметим, что увеличение коэффициента двухфотонного поглощения соответствует теоретическому предсказанию этого эффекта [5, 13] в отношении нелинейной восприимчивости третьего порядка  $\text{Im} \chi^{(3)}$ , который обусловлен OD-пространственным ограничением. Так, для режима умеренного OD-ограничения ( $a_b < R < a_d$ ) (случай  $\text{CdS}$ ) мнимая часть  $\chi^{(3)}$  в области резонанса  $\hbar\omega = E_{1s}$  может, согласно [13], достигать величины  $10^5$   $\text{см}/\text{ГВт}$  при константе затухания  $C = 10$  мэВ. В то же время амплитуда этого резонанса является сильно зависящей от величины  $C$ , которая характеризует уширение (в общем случае неоднородное)  $1s - 1s$  (A)-перехода. При возрастании  $C$  от 10 до 20 мэВ амплитуда резонанса  $\text{Im} \chi^{(3)}$  уменьшается более чем на порядок [13]. Естественно предположить, что при наличии большего уширения перехода, которое, очевидно, имеет место для

наших образцов (рис. 1), амплитуда будет подавлена на несколько порядков величины. Понятно, что в этом случае трудно ожидать изменения  $\beta$  при сканировании частоты возбуждающего излучения, аналогом чего в наших экспериментах можно считать изменение температуры образца. Вместе с тем теория [13] предсказывает кубичную зависимость  $\text{Im } \chi^{(3)} \sim R^{-3}$ , тогда как эксперимент рис. 2 ее не обнаруживает. Такой результат можно объяснить, вновь используя большую ширину  $1s - 1s$  (A)-перехода, возрастание которой по мере уменьшения  $R$  (рис. 1) компенсирует ожидаемое увеличение  $\text{Im } \chi^{(3)}$ .

Итак, нами зарегистрировано увеличение более чем на порядок коэффициента двухфотонного поглощения микрокристаллов  $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ , размеры которых обеспечивают эффект пространственного OD-ограничения носителей заряда. Полученные результаты (отсутствие температурной зависимости и зависимости от размера микрокристаллов в диапазоне 6.8—3.2 нм) находятся в качественном соответствии с теоретическими расчетами нелинейной восприимчивости OD-ограниченных систем в предположении значительной константы затухания  $1s - 1s$  (A)-перехода. Количественный анализ двухфотонного поглощения требует дальнейшего совершенствования технологии, направленной на выращивание монодисперсной фракции микрокристаллов полупроводника в объеме стеклянной матрицы.

Авторы выражают свою признательность Б. П. Захарчене за интерес и поддержку настоящей работы.

#### Список литературы

- [1] Эфрос Ал. Л., Эфрос А. Л. // ФТП. 1982. № 7. С. 1209—1214.
- [2] Rosetti R., Nakahara S., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1983. V. 79. N 2. P. 1086—1093.
- [3] Rosetti R., Hull R., Gibbson J. M., Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1985. V. 82. N 1. P. 552—559.
- [4] Schmitt-Rink S., Miller D. A. B., Chelma D. S. // Phys. Rev. 1987. V. 35. N 7. P. 8113—8120.
- [5] Hanamura E. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 3. P. 1273—1281.
- [6] Екимов А. И., Онущенко А. А. // Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 34. № 6. С. 363—366.
- [7] Chestnoy N., Harris T. D., Hull A., Brus L. E. // J. Phys. Chem. 1986. V. 90. N 15. P. 3393—3406.
- [8] Roussignol P., Ricard D., Flytzanis C. // Appl. Phys. A. 1987. V. 44. N 1. P. 285—292.
- [9] Roussignol P., Ricard D., Lukasik J., Flytzanis C. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 1. P. 5—12.
- [10] Yao S., Karaguleff C., Gabel A., Fortenberry R., Seaton C., Stegeman G. I. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 9. P. 801—804.
- [11] Roussignol P., Ricard D., Flytzanis C., Neuroth N. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. N 3. P. 312—316.
- [12] Peyghambarian N., Fluegel B., Hulin D., Migus A., Joffre M., Antonetti A., Koch S., Lindberg M. // IEEE J. Quant. Electr. 1989. V. QE-25. N 12. P. 2516—2529.
- [13] Banyai L., Hu Y. Z., Lindberg M., Koch S. W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 12. P. 8142—8153.
- [14] Guiner A., Theorie et Technique de la Radiocristallographic. Dunod. Paris. 1956. 386 p.
- [15] Лифшиц Л. М., Слезов В. В. // ЖЭТФ. 1958. Т. 35. № 2. С. 479—485.
- [16] Bugayev A., Kalt H., Kuhl J., Rinker M. // Appl. Phys. A. 1991. V. 53. N 1. P. 75—80.
- [17] Pedrotti F. L., Reynolds D. C. // Phys. Rev. 1962. V. 127. N 5. P. 1584—1588.
- [18] Brus L. E. // IEEE J. Quant. Electr. 1986. V. QE-22. N 9. P. 1909—1914.
- [19] Brus L. E. // J. Chem. Phys. 1984. V. 80. N 9. P. 4403—4409.
- [20] Penzkofer A., Bugayev A. // Opt. and Quant. Electr. 1989. V. 21. N 4. P. 253—267.
- [21] Бугаев А. А., Дунаева Т. Ю., Лукошкин В. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 12. С. 9—14.
- [22] van Stryland E. W., Vanherzeele H., Woodall M. A., Soileau M. J., Smirl A. L., Guha E., Boggess T. F. // Opt. Engineering. 1985. V. 24. N 4. P. 613—623.
- [23] Swoboda H. E., Majumder F. A., Renner R., Weber C. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. N 2. P. 749—759.
- [24] Horan P., Blau W. // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. N 3. P. 304—308.
- [25] Miller D. A. B., Gossard A. C., Wiegmann W. // J. Opt. Soc. Am. B. 1984. V. 1. N 3. P. 477—480.
- [26] Hall D. W., Haas R. A., Krupke W. A., Weber M. J. // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 11. P. 1704—1717.
- [27] Tomita M., Matsumoto T., Matsuoka M. // Springer Series in Chemical Physics. V. 48: Ultrafast Phenomena VI / Ed. T. Yajima. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988. P. 340—342.