

Резонансная брэгговская структура (AlGaAs/GaAs/AlGaAs)₆₀ на основе второго уровня размерного квантования экситонов с тяжелыми дырками в квантовых ямах

© В.В. Чалдышев[¶], Д.Е. Шолохов, А.П. Васильев

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

(Получена 22 марта 2010 г. Принята к печати 30 марта 2010 г.)

Проведены исследования спектров фотолюминесценции и оптического отражения от периодической структуры, содержащей 60 квантовых ям GaAs, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами AlGaAs. Особенность структуры состояла в том, что при определенном угле падения света ($\sim 23^\circ$) брэгговское условие резонансного отражения света выполнялось для энергий фотонов, равных энергии экситонов, образованных электронами с тяжелыми дырками на втором уровне размерного квантования в квантовых ямах. Экспериментально установлено, что в условиях двойного экситон-поляритонного и брэгговского резонанса происходит формирование суперизлучательной оптической моды. Изучены зависимости брэгговского и экситон-поляритонного отражения от угла падения света, поляризации и температуры.

В соответствии с теоремой Блоха распространение электромагнитных волн в среде с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости ε приводит к формированию зонной структуры — разрешенных и запрещенных энергетических зон для движения фотонов в направлении модуляции ε . Характеристические длины волн, соответствующие запрещенным зонам, определяются условием Брэгга:

$$\lambda_m = \frac{2d\sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta}}{m}, \quad (1)$$

где d — период структуры, θ — угол падения света из внешней среды (воздуха), m — целое число.

Брэгговские структуры — одномерные фотонные кристаллы, отражающие свет в определенном диапазоне частот, находят широкое применение в полупроводниковых приборах, например, в качестве зеркал в полупроводниковых лазерах [1]. Такие структуры представляют собой периодическую систему слоев с различными показателями преломления — например, (GaAs/AlGaAs)_k.

Периодическую модуляцию диэлектрической проницаемости можно осуществить за счет резонансного взаимодействия электромагнитных волн с собственными электронными возбуждениями в среде, такими как экситонные возбуждения в квантовых ямах. Такие структуры получили название резонансных брэгговских структур (РБС) [2]. В РБС квантовые ямы должны располагаться с периодом, определяемым брэгговским условием (1), где длина волны λ_m должна соответствовать состоянию экситон-поляритона в квантовой яме.

В теоретических работах [2–11] были рассмотрены различные аспекты формирования зонной структуры РБС, в том числе влияние периодической модуляции фонового показателя преломления, разного в ямах и барьерах. Теория предсказывает, что электромагнитное

взаимодействие экситонов в квантовых ямах при выполнении брэгговского условия должно приводить к усилению экситон-поляритонного резонанса и формированию суперизлучательной оптической моды, сила осциллятора которой пропорциональна числу квантовых ям, k , при не слишком большом числе периодов ($k < 200$ для системы (AlGaAs/GaAs/AlGaAs)_k).

Теоретические предсказания нашли подтверждение в эксперименте на примере периодических систем квантовых ям CdTe/CdMgTe [12], GaAs/InGaAs [13–16] и GaAs/AlGaAs [17–19]. В частности, было обнаружено резонансное усиление амплитуды и уширение полосы экситон-поляритонного отражения [13,16]. Специфические линейные и нелинейные оптические свойства РБС являются привлекательными для различных приборных применений [20].

В данной работе впервые предложен, создан и исследован новый тип РБС. В наших структурах резонансное электромагнитное взаимодействие реализуется между экситонами в основном состоянии, образованными тяжелыми дырками и электронами на втором уровне размерного квантования в квантовых ямах.

Основой для исследованных структур были выбраны квантовые ямы GaAs шириной 13 нм и барьеры AlGaAs, обеспечивающие достаточно большую высоту как для электронов, так и для дырок при малом рассогласовании параметра решетки с ямами и подложкой GaAs. Предварительные квантово-механические расчеты показали, что в таких ямах должно быть 3 квантовых уровня для электронов и легких дырок и 7 квантовых уровней для тяжелых дырок. Для экспериментального определения энергий экситонных возбуждений были выращены структуры с одиночными квантовыми ямами. Выращивание проводилось методом молекулярно-лучевой эпитаксии (установка RIBER-32) на подложках полуизолирующего GaAs диаметром 50 мм с ориентацией (001).

Исследования спектров люминесценции и отражения полученных структур проводились при температу-

[¶] E-mail: Chald@gvg.ioffe.ru

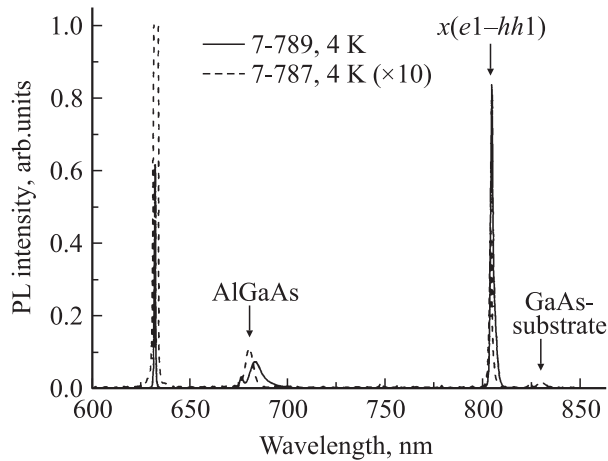


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (PL) при 4 К образца 7-787 с одиночной квантовой ямой и образца 7-789, содержащего 60 квантовых ям. Возбуждение лазером с длиной волны 633 нм. Стрелками отмечены линии люминесценции из барьера AlGaAs, подложки GaAs и квантовой ямы $x(e1-hh1)$ — рекомбинация основного состояния экситона, образованного тяжелыми дырками и электронами на первом уровне размерного квантования. Для наглядности интенсивность люминесценции образца 7-787 увеличена в 10 раз.

рах 4–300 К, при различных углах падения и различных поляризациях света в диапазоне длин волн 600–900 нм. Для возбуждения фотолюминесценции использовался He–Ne-лазер ЛГН-113 с длиной волны излучения 0.6328 мкм. Источником белого света служил LS-1 с вольфрамовой галогеновой лампой накаливания. Спектры регистрировались с помощью малогабаритного спектрометра HR 4000 CG с кремниевым многоэлементным фотоприемником.

Спектр фотолюминесценции при 4 К для образца 7-787 с одиночной квантовой ямой представлен на рис. 1 штриховой линией. Видно, что при надбарьерном возбуждении светом с длиной волны 632.8 нм основное излучение происходит на длинах волн 804 и 680 нм. Слабое излучение регистрируется также на длине волны 833 нм. Сравнение экспериментальных спектров с результатами расчета зонной диаграммы показывает, что линия люминесценции при 680 нм соответствует излучению из барьера AlGaAs, а линия при 804 нм обусловлена рекомбинацией экситона в основном состоянии, образованного электроном и тяжелой дыркой, находящимися на первом уровне размерного квантования в квантовых ямах GaAs. Слабое излучение при 833 нм, скорее всего, связано с рекомбинацией на мелких примесях в подложке GaAs. При увеличении температуры образца интенсивность всех линий постепенно уменьшалась и происходил их энергетический сдвиг, соответствующий изменению ширины запрещенной зоны.

На основе данных по положению наинизшего экситонного пика в квантовой яме был сделан квантово-механический расчет более высоких экситонных уровней

и были рассчитаны параметры структуры, в которой брэгговское условие (1) должно выполняться для экситонов, образованных тяжелыми дырками и электронами второго уровня размерного квантования. Соответствующий образец с 60 квантовыми ямами (7-789) был выращен по технологии, идентичной технологии образца 7-787.

Спектры фотолюминесценции при 4 К для образца 7-789 с периодической системой из 60 квантовых ям представлен на рис. 1 сплошной линией. Видно, что по энергетическому положению соответствующих линий излучения образцы 7-787 и 7-789 весьма близки, что отражает хорошую воспроизводимость технологического процесса. Для линии экситона в квантовых ямах $x(e1-hh1)$ пиковые длины волн составляют 803.90 и 804.16 нм соответственно при практически одинаковой полной ширине на половине интенсивности $\text{FWHM} = 1.5$ нм. Увеличение числа квантовых ям привело к возрастанию в ~ 20 раз пиковой интенсивности люминесценции квазидвумерного экситона и существенному уменьшению излучения из подложки GaAs. Последнее связано со значительным увеличением толщины структуры.

На рис. 2 представлены спектры отражения образца 7-789, содержащего 60 квантовых ям, при температуре 4 К, различных углах падения и поляризациях света. В спектрах можно выделить несколько различных вкладов.

1. Отражение от границы раздела фаз с различными показателями преломления определяется известными формулами Френеля [21]. В частности, при нормальном падении света из вакуума (воздуха) на среду с показате-

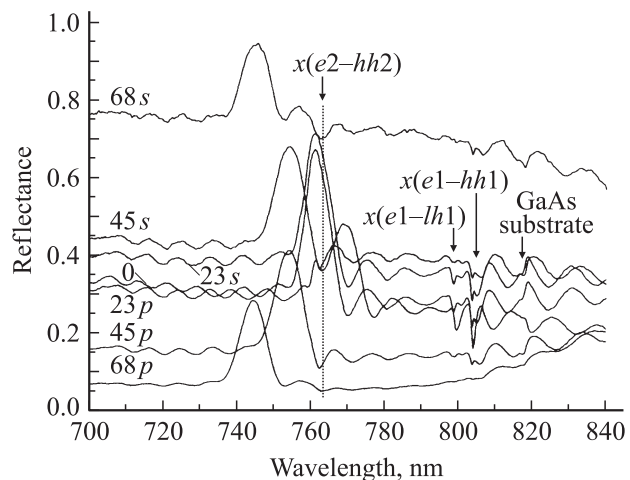


Рис. 2. Спектры отражения (температура 4 К) при различных углах падения и поляризациях (s , p) света от образца 7-789, содержащего систему из 60 квантовых ям. Числа у кривых означают угол падения в градусах. Стрелками указано положение спектральных особенностей, соответствующих экситонам $x(e2-hh2)$, $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ в квантовых ямах, а также отражению от объемных экситонов подложки GaAs.

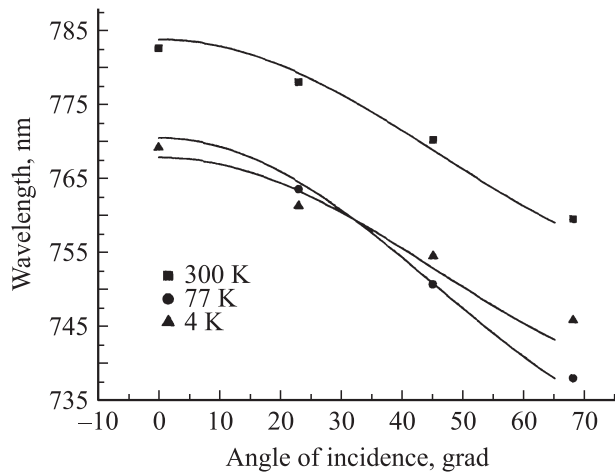


Рис. 3. Положение основного пика брэгговского отражения от структуры с 60 квантовыми ямами при температурах 4, 77 и 300 К. Сплошные линии — расчет по соотношению (1) с эффективным показателем преломления структуры $n = 3.6$.

лем преломления n коэффициент отражения равен

$$R = \left| \frac{n-1}{n+1} \right|^2. \quad (2)$$

Для $n = 3.6$ $R = 0.32$, что хорошо согласуется с результатами наблюдений (рис. 2). При увеличении угла падения света по мере приближения к углу Брюстера (74.5° для $n = 3.6$) коэффициент отражения для s -поляризации увеличивается, а для p -поляризации уменьшается, что хорошо видно из рис. 2.

2. Отражение от среды с периодической модуляцией показателя преломления характеризуется основным пиком на длине волны, отвечающей условию Брэгга (1), сопровождающимся дифракционной картиной с большим числом побочных минимумов и максимумов. Как видно из рис. 2, основной максимум брэгговского отражения при нормальном падении света соответствует длине волны 770 нм. В соответствии с законом Брэгга (1) при увеличении угла падения максимум отражения смещается в область более коротких волн. Рис. 3 иллюстрирует это явление при различных температурах. Сплошными линиями на рис. 3 показано изменение угла брэгговского отражения в соответствии с соотношением (1) для среды с собственным показателем преломления $n = 3.6$ при учете показателей преломления криогенных жидкостей. Видно, что соотношение (1) дает в целом удовлетворительное описание эксперимента.

3. Помимо достаточно плавных изменений коэффициента отражения, обусловленных брэгговской дифракцией в спектре (рис. 2), наблюдается ряд резких особенностей (отмечены стрелками), обусловленных взаимодействием света с электронными возбуждениями. Наиболее длинноволновая из таких особенностей наблюдается на длине волны 818 нм, что соответствует

краю поглощения подложки GaAs. Более коротковолновые особенности обусловлены взаимодействием света с экситонными возбуждениями в квантовых ямах. Резкое изменение коэффициента отражения на длине

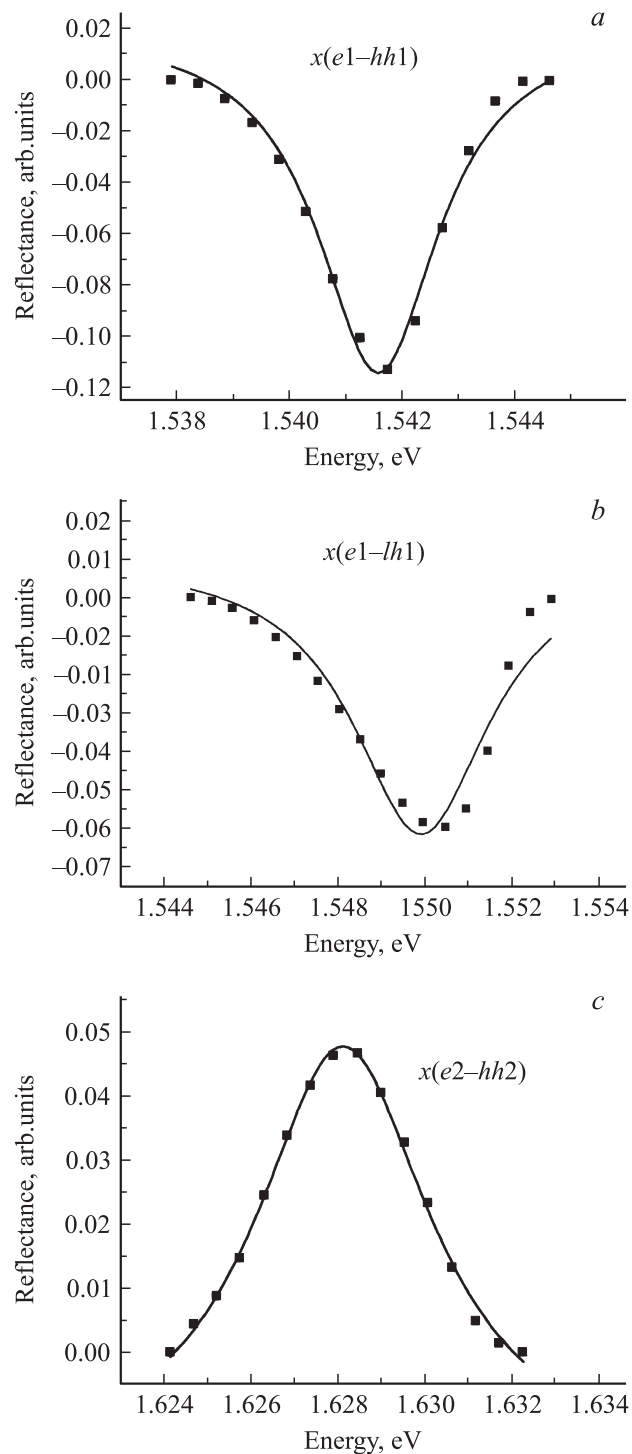


Рис. 4. Особенности спектра отражения, вызванные экситонными состояниями $x(e2-hh2)$, $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ в образце 7-789 с периодической системой из 60 квантовых ям. Точки — эксперимент, сплошные кривые — лоренцевская аппроксимация. Параметры лоренцевых кривых приведены в таблице.

Параметры экситон-поляритонных состояний для системы 60 квантовых ям и для одиночной квантовой ямы при 4.2 К и нормальном падении света

Число квантовых ям	Экситонное состояние	Энергия перехода, эВ	Ширина линии FWHM, эВ	Интегральная интенсивность, отн. ед.
60	$x(e1-hh1)$	1.5416 ± 0.0001	0.0026 ± 0.0002	$5.6 \cdot 10^{-4}$
	$x(e1-lh1)$	1.5499 ± 0.0001	0.0039 ± 0.0006	$4.4 \cdot 10^{-4}$
	$x(e2-hh2)$	1.6281 ± 0.0001	0.0049 ± 0.0002	$5.2 \cdot 10^{-4}$
1	$x(e1-hh1)$	1.5425	0.0024 ± 0.0001	
	$x(e1-lh1)$	1.5519	0.0022 ± 0.0001	

волны 804 нм соответствует взаимодействию света с основным состоянием экситонов, образованных тяжелыми дырками и электронами на первом уровне размерного квантования в квантовых ямах. Пик на длине волны 800 нм соответствует экситону, образованному легкими дырками и электронами на первом уровне размерного квантования. Соответствующие энергии согласуются с результатами квантово-механических расчетов при известных параметрах ям GaAs и барьеров AlGaAs. Такие расчеты предсказывают положение второго уровня размерного квантования экситона с тяжелыми дырками при 1.616 эВ, что соответствует длине волны света в вакууме 767 нм. Эта длина волны отвечает брэгговскому условию при угле падения света $\sim 23^\circ$. Как можно видеть из рис. 2, при этом угле падения света действительно происходят увеличение коэффициента отражения и увеличение ширины брэгговского резонанса.

Для определения количественных параметров экситонных состояний в исследованных структурах соответствующие особенности спектров отражения при нормальном падении света были аппроксимированы лоренцевыми контурами. Экспериментальные и расчетные контуры отражения при 4.2 К для состояний $x(e2-hh2)$, $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ при нормальном падении света приведены на рис. 4. Полученные значения параметров экситонных линий приведены в таблице. Видно, что экситонное состояние $x(e2-hh2)$, образованное электронами и дырками на втором уровне размерного квантования в квантовых ямах, характеризуется большей шириной линии по сравнению с состоянием $x(e1-hh1)$. При нормальном падении света на образец 7-789 при 4 К энергия экситонного состояния $x(e2-hh2)$ находится вблизи, но не соответствует точно энергии брэгговского резонанса. При этом в спектре отражения на рис. 2 можно раздельно наблюдать пики отражения, обусловленные периодической системой экситонов $x(e2-hh2)$ и периодической системой тонких слоев (квантовых ям) с показателем преломления, отличающимся от показателя преломления барьеров.

При выполнении брэгговского условия на частоте экситонных поляритонов $x(e2-hh2)$, что реализуется при угле падения света $\sim 23^\circ$, происходит объединение двух описанных выше стоп-зон для распространения света в образце. В этом случае разделение вкладов с

помощью простого феноменологического анализа резонансных особенностей спектров отражения весьма затруднительно. Для количественного анализа требуется расчет спектров отражения с учетом всех трех вкладов одновременно. Это будет сделано в последующих работах.

При значительной расстройке частот экситон-поляритонного и брэгговского резонансов формирования суперизлучательной моды не происходит, и определенные в этом режиме параметры экситонных особенностей отражения света несут информацию о силе осциллятора и безызлучательном уширении, происходящем из-за изменения параметров ям в системе и процессов рассеяния в отдельных ямах. Для выяснения влияния различных факторов представляет интерес сравнить экситонные особенности отражения от периодической системы из 60 квантовых ям (рис. 4) и от одиночной квантовой ямы.

Особенности спектра отражения при 4.2 К и нормальном падении света для образца 7-787 с одиночной квантовой ямой показаны на рис. 5 (экспериментальные точки). Видны особенности, обусловленные экситонны-

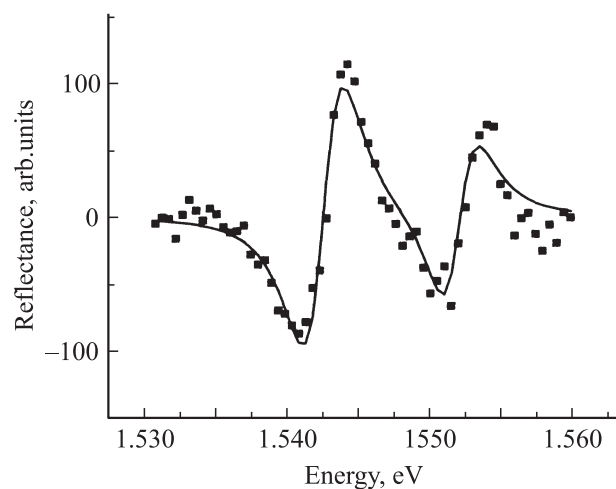


Рис. 5. Особенности спектра отражения, вызванные экситонными состояниями $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ в образце 7-787 с одиночной квантовой ямой. Точки — эксперимент, сплошные кривые — лоренцевская аппроксимация. Параметры лоренцевых кривых приведены в таблице.

ми состояниями $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$. Достоверно идентифицировать особенности, связанные с состоянием $x(e2-hh2)$, нам не удалось. Для экситонных состояний $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ был проведен численный анализ формы линии, которая, как видно из рис. 5, хорошо описывается лоренцевой кривой. Параметры подгонки лоренцева спектра к эксперименту приведены в таблице. Следует отметить, что фаза спектрального контура для одиночной квантовой ямы оказалась близкой к 90° (ср. рис. 5 и 4), что не позволяет провести прямое сравнение интенсивностей экситонных пиков отражения от 60 и 1 квантовых ям. Из рис. 5 и численного анализа для одиночной квантовой ямы следует, что интенсивности пиков $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ различаются примерно вдвое, что отражает разницу силы осциллятора для этих двух типов экситонов.

Важно отметить, что ширина пиков отражения для $x(e1-lh1)$ и $x(e1-hh1)$ в одиночной квантовой яме примерно одинакова и составляет (2.2 ± 0.1) и (2.4 ± 0.1) мэВ соответственно. При этом ширина пика отражения для состояния экситонов $x(e1-hh1)$ в периодической системе из 60 квантовых ям остается практически такой же, что и в одиночной квантовой яме, а именно (2.6 ± 0.2) мэВ. Следовательно, полученная нами система квантовых ям обладает относительно малым разбросом параметров. Причина кажущегося уширения пика, обусловленного состоянием $x(e1-lh1)$ в системе 60 квантовых ям, возможно, состоит в меньшей точности подгонки из-за меньшей интенсивности этого пика и его перекрытия с иными интерференционными пиками.

Весьма значительная ширина пика $x(e2-hh2)$ для системы, по-видимому, обусловлена иными причинами. Наиболее важной из них является электромагнитное взаимодействие экситонных поляритонов в системе квантовых ям, когда периодичность системы близка к брэгговской, что при нормальном падении света реализуется для системы экситонов $x(e2-hh2)$. Расстройка системы относительно брэгговского условия должна приводить к разрушению суперизлучательной моды. Действительно, как видно из рис. 2, состояние $x(e2-hh2)$ весьма сложно идентифицировать в спектре оптического отражения при углах падения света 68 и даже 45° .

Таким образом, экспериментально наблюдаемые спектры отражения от РБС с периодической системой квантовых ям хорошо качественно и количественно описываются при учете трех вкладов, различных по своей физической природе. Нами экспериментально обнаружено значительное усиление отражения, обусловленное периодической системой экситонов в состоянии $x(e2-hh2)$ при настройке этой системы на длину волны брэгговского резонанса. Такой двойной резонанс приводит к формированию суперизлучательной моды, характеризующейся значительно более высоким параметром радиационного затухания.

Авторы благодарны Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубному и М.М. Воронову за полезные обсуждения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 09-02-12313) и Российской академией наук.

Список литературы

- [1] *Vertical cavity surface emitting lasers*, ed. by L.A. Coldren, H. Temkin, C.W. Wilmsen (Cambridge Univ. Press, 1999).
- [2] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. ФТТ, **36**, 2118 (1994).
- [3] В.А. Кособукин, М.М. Моисеева. ФТТ, **37**, 3694 (1995).
- [4] E.L. Ivchenko, M. Willander. Phys. Status Solidi B, **215**, 199 (1999).
- [5] L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **62**, 4242 (2000).
- [6] T. Ikawa, K. Cho. Phys. Rev. B, **66**, 85338 (2002).
- [7] L. Pilozzi, A. D'Andrea, K. Cho. Phys. Rev. B, **69**, 205311 (2004).
- [8] E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **70**, 195106 (2004).
- [9] М.М. Воронов, Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный, В.В. Чалдышев. ФТТ, **48** (9), 1814 (2006).
- [10] M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **73**, 115321 (2006).
- [11] М.М. Воронов, Е.Л. Ивченко, В.А. Кособукин, А.Н. Поддубный. ФТТ, **49** (9), 1709 (2007).
- [12] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Ваар, В. Оссау, Г. Ландвер. ФТТ, **39**, 2072 (1997).
- [13] M. Hubner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **76**, 4199 (1996).
- [14] C. Ell, J. Prineas, T.R. Nelson, jr., S. Park, H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. Phys. Rev. Lett., **80**, 4795 (1998).
- [15] G.R. Hayes, J.L. Staehli, U. Iesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. Phys. Rev. Lett., **83**, 2837 (1999).
- [16] J.P. Prineas, C. Ell, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. Phys. Rev. B, **61**, 13863 (2000).
- [17] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden. ФТП, **40** (12), 1466 (2006).
- [18] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden. ФТП, **41** (12), 1455 (2007).
- [19] D. Goldberg, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, Z. Shi, V.M. Menon, V. Tokranov, M. Yakimov, S. Oktyabrsky. Nature Photonics, **3**, 662 (2009).
- [20] J.P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy. J. Appl. Phys., **100**, 063101 (2006).
- [21] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1973).

Редактор Л.В. Шаронова

**Resonant Bragg structure
(AlGaAs/GaAs/AlGaAs)₆₀ based
on the second quantum confinement
level of the excitons with heavy holes
in the quantum wells**

V.V. Chaldyshev, D.E. Sholohov, A.P. Vasil'ev

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

Abstract A study has been done on photoluminescence and optical reflectance spectra from multiperiodic structures containing 60 GaAs quantum wells separated by AlGaAs barriers non-transparent for tunneling. The feature of the structure was that at a certain angle of light incidence ($\sim 23^\circ$) the Bragg condition of resonant reflection was met for the photon energy equal to the energy of heavy-hole excitons at the second quantum confinement level in the quantum wells. It is shown experimentally that the condition of double exciton–polariton and Bragg resonance leads to formation of a superradiant optical mode. The dependencies of Bragg and exciton–polariton reflectance on the angle of light incidence, polarization and temperature were studied.