

03,09

## Резонансная брэгговская структура со сдвоенными квантовыми ямами InGaN

© А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин,  
А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: bolsh.andrey@yandex.ru, chald.gvg@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 18 февраля 2013 г.)

Исследовано влияние экситон-поляритонного резонанса на оптические свойства периодических гетероструктур со сдвоенными квантовыми ямами InGaN в матрице GaN. Обнаружено усиление отражения света на частоте, соответствующей энергии экситона, при совпадении с частотой брэгговского резонанса. Показано усиление эффекта в 2 раза по сравнению с аналогичной системой одиночных квантовых ям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, РАН, Samsung Advanced Institute of Technology и Минобрнауки РФ (контракт № 02.G25.31.0014).

Устройства фотоники, принцип действия которых основан на управлении экситонными поляритонами, могут стать более быстродействующей и менее энергоемкой заменой традиционным устройствам электроники [1]. Однако до недавнего времени эффективное взаимодействие между экситонами и фотонами наблюдалось только при криогенных температурах, что неприемлемо для массового применения. Это ограничение следует из слабого кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в полупроводнике, а также из слабого взаимодействия между фотонами и экситонами в большинстве технологически доступных материалов.

Повышение энергии связи наблюдается для экситонов в квантовых ямах (КЯ), а усиление взаимодействия между фотонами и экситонами может быть достигнуто применением периодической последовательности квантовых ям [2], что обусловлено формированием суперизлучательной оптической моды. При совпадении частоты, определяемой брэгговским условием для периодической структуры, с экситонной частотой наблюдается усиление отражения света на данной частоте. Это явление эквивалентно увеличению радиационного затухания экситона в  $N$  раз, где  $N$  — число КЯ.

Образование суперизлучательной экситон-поляритонной моды в таких резонансных брэгговских структурах экспериментально наблюдалось при температурах 1.5–50 К для различных полупроводниковых гетероструктур, включая (Cd,Mn)Te/(Cd,Zn,Mg)Te [3,4], InGaAs/GaAs [5–9], GaAs/AlGaAs [10–13]. При комнатной температуре этот эффект наблюдался впервые в системе GaN/InGaN [14], что оказалось возможным благодаря высокой энергии связи экситона в нитриде галлия 28 meV [15] (по сравнению с 4 meV в GaAs).

Как показали предыдущие исследования [14], оптимальное для наблюдения эффекта число периодов структуры составляет примерно 50. При меньшем числе периодов эффект резонансного взаимодействия экситонов не проявляется в должной мере, при большем числе эффект

усиливается слабо вследствие неоднородного уширения резонансной кривой, вызванного неоднородностями толщин и составов слоев.

В работе [16] показано, что данный эффект можно усилить, используя структуру, в каждом узле которой расположено по две КЯ, разделенные барьером из материала матрицы. При этом две близко расположенные ямы с радиационным затуханием экситона  $\Gamma_0$  оказываются эквивалентными одной яме с радиационным затуханием  $2\Gamma_0$ .

В данной работе исследовалась полупроводниковая гетероструктура GaN/InGaN, представляющая собой систему сдвоенных квантовых ям InGaN в матрице GaN. Выращивание эпитаксиальных слоев проводилось на сапфировой подложке ориентации (0001) методом газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений. Структура содержала 60 периодов (120 КЯ). Номинальная толщина каждой КЯ составляла 3 nm, толщина GaN-барьеров выбиралась для обеспечения условия резонанса на длине волны излучения КЯ. Температура роста КЯ InGaN составляла 775°C, а температура роста GaN-барьера составляла 920°C. Условия роста были выбраны исходя из минимизации ширины спектра излучения. При росте структуры не применялось специальных подходов для реализации высокой однородности параметров структуры по площади, что привело к градиенту по толщине и составу слоев. Детали эпитаксиального роста InGaN/GaN гетероструктуры приведены в [14].

В качестве источника света для оптических измерений была использована лампа производства фирмы „Hamamatsu Photonics K.K.“ модели L6565. Для записи спектров использовался спектрометр фирмы „Ocean Optics“, модель HR4000CG-UV-NIR, покрывающий спектральный диапазон от 200 до 1100 nm с оптическим разрешением 0.5 nm. Исследуемое излучение направлялось в спектрометр через оптоволокно производства фирмы „Ocean Optics“ типа „solarisation-resistant“, пропускающее свет в спектральном диапазоне 190–800 nm.

Остальные элементы оптической системы (линза и поляризатор) также были проверены на совместимость с ультрафиолетовым излучением.

Поскольку образец вследствие особенностей эпитаксиального процесса имеет градиент по толщине, оптические свойства разных его участков различались. Поэтому было выбрано несколько точек на поверхности образца, на которые фокусировался свет при проведении измерений.

Наблюдать экситон-поляритонный резонанс при совпадении брэгговского максимума с экситонной длиной волны можно, меняя угол падения света  $\theta$  на данную область образца и тем самым сдвигая длину волны брэгговского пика  $\lambda_{Br} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}$ , где  $d$  — период структуры в данной точке,  $n$  — эффективный показатель преломления. При совпадении брэгговской и экситонной длин волн, как было отмечено ранее, должно наблюдаться усиление отражения.

Анализ спектров фотолюминесценции (рис. 1) и отражения при нормальном падении света показал, что совпадение брэгговского пика с экситонной частотой при увеличении угла падения света возможно только для некоторых точек образца, условно обозначенных как  $p4$ ,  $R3$ ,  $L3$  и  $L4$ . Однако пик фотолюминесценции для точки  $p4$  сравнительно слабый, что означает слабое взаимодействие света с экситоном.

Для каждой из выбранных точек была произведена серия измерений при углах падения света  $15\text{--}70^\circ$  с шагом  $5^\circ$  при двух поляризациях падающего света (при увеличении угла падения света максимум оптического отражения в соответствии с формулой Вульфа–Брэгга смещается в сторону более коротких длин волн). На рис. 2 и 3 приведены полученные спектры отражения от точки, обозначенной как  $L3$ , для различных углов падения света при  $s$ - и  $p$ -поляризации соответственно. На них отчетливо виден рост брэгговского максимума там, где он попадает на длины волн  $405\text{--}410\text{ nm}$ , где расположен максимум спектра фотолюминесценции данной точки (рис. 1).

На спектрах видны осцилляции с относительно небольшой амплитудой, вызванные интерференцией Фабри–Перо света, отраженного от передней и задней границ эпитаксиального слоя, слабый пик при  $0.36\ \mu\text{m}$ , связанный с краем фундаментального поглощения GaN, и сравнительно сильный брэгговский пик при  $0.40\text{--}0.42\ \mu\text{m}$ . Вклад взаимодействия света с системой экситонов, как было отмечено ранее, проявляется в увеличении отражения в брэгговском пике, когда он находится вблизи резонансной экситонной частоты. Однако увеличение угла падения света приводит, согласно формулам Френеля, к изменению уровня оптического отражения от поверхности образца, относительно которого проявляются особенности спектра структуры. Поэтому имеет смысл рассматривать угловую зависимость превышения  $\Delta R$  максимального коэффициента отражения  $R_m$  над френелевским уровнем  $R_F$

$$\Delta R = R_m - R_F. \quad (1)$$

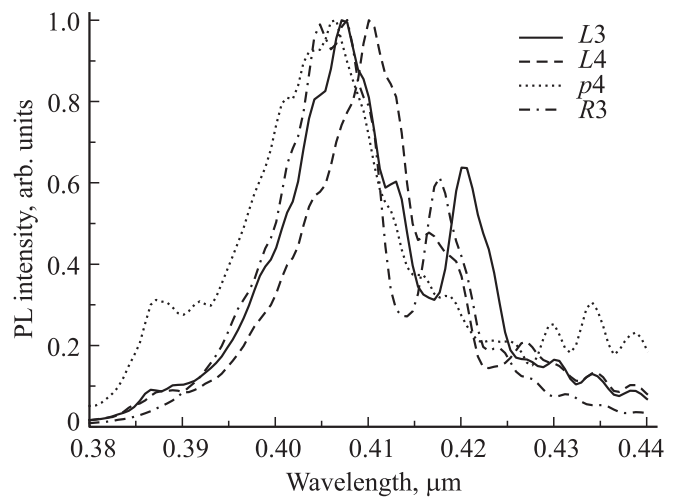


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции исследованных точек.

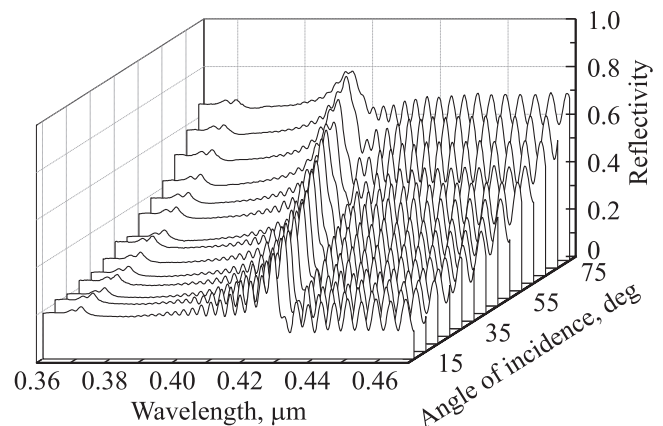


Рис. 2. Спектры отражения от точки  $L3$  при  $s$ -поляризации.

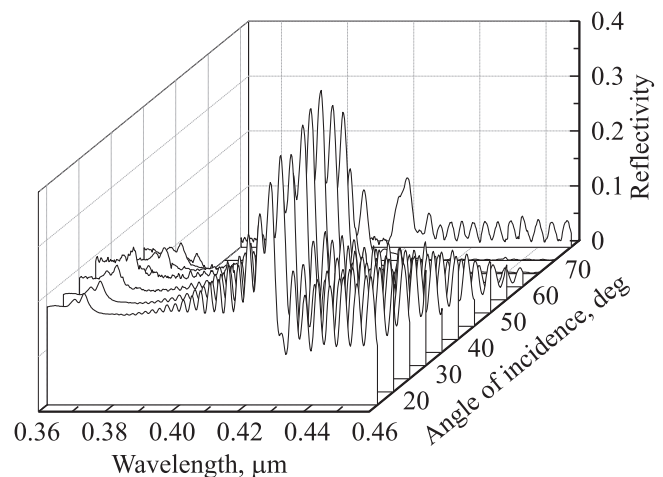
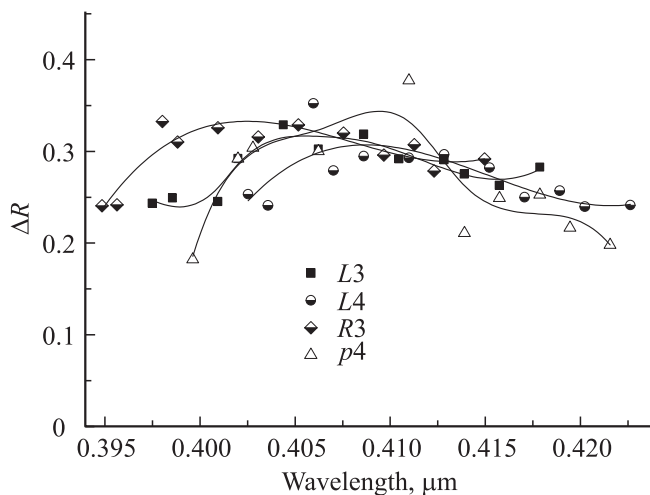
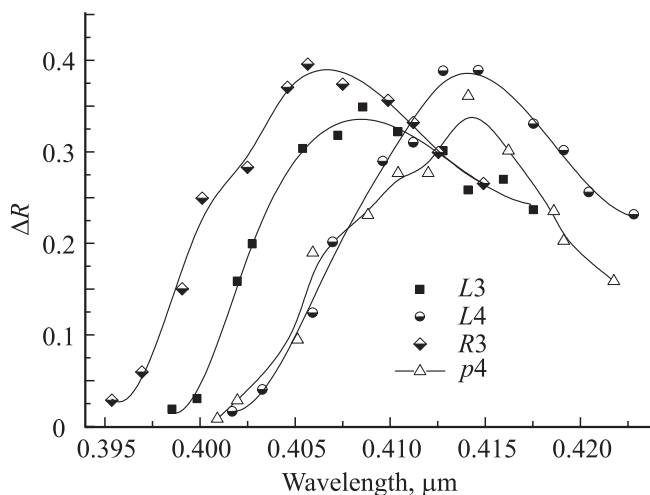


Рис. 3. Спектры отражения от точки  $L3$  при  $p$ -поляризации.



**Рис. 4.** Зависимость превышения коэффициента отражения в максимуме над френелевским уровнем от соответствующей максимуму длины волны, *s*-поляризация. Сплошные линии проведены для наглядности.



**Рис. 5.** Зависимость превышения коэффициента отражения в максимуме над френелевским уровнем от соответствующей максимуму длины волны, *p*-поляризация. Сплошные линии проведены для наглядности.

Коэффициент отражения от поверхности образца  $R_F$  рассчитывался по соответствующим формулам Френеля.

Рассчитанные по результатам измерений значения  $\Delta R$  в зависимости от длины волны, соответствующей брэгговскому максимуму, для *s*- и *p*-поляризации представлены соответственно на рис. 4 и 5. Также на рисунках приведены некоторые аппроксимирующие кривые, позволяющие проследить ход зависимости.

При *p*-поляризации отчетливо проявился двойной резонанс при прохождении тех углов падения света, при которых брэгговский пик совпадает по энергии с энергией связи экситона в квантовой яме. Как видно, для точки *L4* максимум  $\Delta R$  приходится на длины волн 412–415 nm, при этом максимум спектра люминесценции — на

длину волны 410–411 nm; для точки *L3* — на длины волн 407–410 nm, максимум спектра люминесценции — на длину волны 407–408 nm; для точки *R3* — на длины волн 405–408 nm, максимум спектра фотолюминесценции — 404–408 nm; для точки *p4* — на длины волн 412–416 nm, максимум спектра фотолюминесценции — на 405–408 nm. При этом максимальные значения  $\Delta R$  составили примерно 0.35–0.4. Для сравнения для аналогичной структуры с 60 одиночными квантовыми ямами максимум  $\Delta R$  составил 0.18–0.2 [14], т.е. применение двойных КЯ позволило усилить эффект резонансного взаимодействия света с экситонами в 2 раза.

Проведенное исследование показало, что в периодических одномерных полупроводниковых гетероструктурах со двойными квантовыми ямами может наблюдаться эффект экситон-поляритонного резонанса и усиления отражения на резонансной длине волны, так же как и структурах с одиночными КЯ. Более того, вклад экситонных поляритонов в отражение света в соответствии с выводами теории [16] значительно возрастает. Исходя из этого можно сделать вывод о целесообразности дальнейшего исследования и разработок структур со двойными квантовыми ямами вместо одиночных, хотя это сопряжено с определенными технологическими трудностями.

## Список литературы

- [1] M. Baldo, V. Stojanović. *Nature Photonics* **3**, 558 (2009).
- [2] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. *ФТТ* **36**, 2118 (1994).
- [3] Y. Merle d'Aubigné, A. Wasiela, H. Mariette, T. Dietl. *Phys. Rev. B* **54**, 14 003 (1996).
- [4] J. Sadowski, H. Mariette, A. Wasiela, R. André, Y. Merle d'Aubigné, T. Dietl. *Phys. Rev. B* **56**, 1664 (1997).
- [5] M. Hübner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4199 (1996).
- [6] M. Hübner, J.P. Prineas, C. Ell, P. Brick, E.S. Lee, H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2841 (1999).
- [7] G.R. Hayes, J.L. Staehli, U. Oesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2837 (1999).
- [8] J.P. Prineas, C. Ell, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. *Phys. Rev. B* **61**, 13 863 (2000).
- [9] J.P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy. *J. Appl. Phys.* **100**, 063 101 (2006).
- [10] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden. *ФТП* **40**, 1466 (2006).
- [11] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden. *ФТП* **41**, 1455 (2007).
- [12] D. Goldberg, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, Zh. Shi, V.M. Menon, V. Tokranov, M. Yakimov, S. Oktyabrsky. *Nature Photonics* **3**, 662 (2009).
- [13] V.V. Chaldyshev, Y. Chen, A.N. Poddubny, A.P. Vasil'ev, Z. Liu. *Appl. Phys. Lett.* **98**, 073 112 (2011).
- [14] V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina, Taek Kim, Youngsoo Park. *Appl. Phys. Lett.* **99**, 251 103 (2011).
- [15] B. Monemar. *Phys. Rev. B* **10**, 676 (1974).
- [16] E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementschouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. *Phys. Rev. B* **70**, 195 106 (2004).