

# Оптические решетки экситонов в системах квантовых ям InGaN/GaN

© В.В. Чалдышев<sup>†</sup>, А.С. Большаков<sup>††</sup>, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров,  
В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина

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

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Предложены, реализованы и исследованы оптические решетки экситонов в периодических системах квантовых ям InGaN с барьерами GaN. Вследствие коллективного взаимодействия квазидвумерных экситонов со светом и достаточно большой энергии связи экситонов в GaN нам удалось наблюдать существенное усиление брэгговского оптического отражения при комнатной температуре. Для увеличения резонансного оптического отклика системы нами был разработан и реализован новый дизайн структур с двумя квантовыми ямами в периодической сверхъячейке. Для структур с 60 периодами получено резонансное отражение величиной 40% при комнатной температуре.

## 1. Введение

В последние годы наблюдается повышенный интерес к исследованию взаимодействия полупроводниковых наноструктур с оптическим излучением в целях разработки приборов, открывающих новые эффективные способы управления световыми потоками. Такое взаимодействие может осуществляться посредством смешивания волновых функций фотона и экситона в полупроводнике и образования квазичастиц, называемых экситонными поляритонами. Их свойства существенно отличаются как от свойств чистых фотонов, так и от свойств чистых экситонов [1]. В области экситон-поляритонного резонанса происходит модификация оптических свойств материала. В результате, поскольку экситонный резонанс чувствителен к внешним воздействиям и практически безынерционен, открывается возможность сверхбыстрого управления оптическими свойствами структуры [2,3]. Для этого, однако, необходимо обеспечить возможность существования экситонов при требуемой (как правило, комнатной) температуре и достаточно сильную связь между оптическим полем и экситонами.

Для использования экситонов при комнатной температуре их энергия связи должна быть достаточно велика по сравнению с тепловой энергией  $kT \approx 26$  мэВ. Это требование может быть обеспечено путем использования широкозонного полупроводника GaN, в котором энергия связи основного состояния A-экситона составляет около 28 мэВ [4].

Дополнительно увеличить энергию связи экситонов можно за счет понижения размерности системы, например, путем создания квантовых ям (КЯ). В идеальном случае двумерного экситона его энергия связи увеличивается в 4 раза по сравнению с объемным экситоном. В реальной квантовой яме конечной толщины с барьерами ограниченной высоты энергия связи экситона может быть увеличена примерно в 2 раза по сравнению с объемным материалом [5].

Для усиления взаимодействия экситонов со светом можно использовать резонансные оптические решетки.

В работе [6] показано, что экситоны в периодической системе КЯ коллективно взаимодействуют с электромагнитным излучением, длина волны которого в материале равна удвоенному периоду структуры (для случая нормального падения). В такой резонансной брэгговской структуре (РБС) с  $N$  периодами возникает  $N$  оптических мод, из которых  $(N - 1)$  являются субизлучательными, а одна становится суперизлучательной. При этом взаимодействие такой решетки экситонов с электромагнитным полем существенно усиливается, и при выполнении брэгговского условия на резонансной частоте экситонов отражение света от этой системы с точностью до фазы эквивалентно отражению от одной КЯ с увеличенной в  $N$  раз константой радиационного затухания экситона. Такие РБС исследовались экспериментально в системах на основе GaAs [7–13] и CdTe [14,15]. В работе [9] экспериментально показано подавление поглощения на резонансной длине волны в таких структурах, что имеет большое значение для возможных будущих практических применений. Однако вследствие малой энергии связи экситона в материалах, использованных в работах [7–15], эти эксперименты проводились при криогенных температурах. При комнатной температуре экситон-поляритонные эффекты были впервые обнаружены нами при исследовании РБС на основе КЯ InGaN/GaN [16,17].

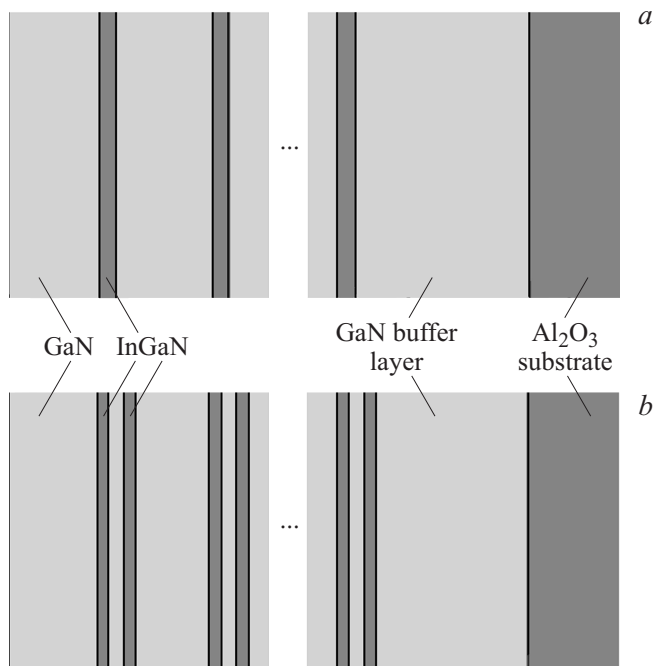
В данной работе представлены результаты исследования экситон-поляритонных эффектов при комнатной температуре в РБС на основе систем КЯ InGaN/GaN. Мы исследовали РБС с 10, 30, 60 и 100 периодами, каждый из которых содержал одну или две КЯ.

## 2. Исследованные образцы и методика эксперимента

Исследовались две серии РБС. Образцы первой серии представляли собой периодическую последовательность КЯ InGaN толщиной около 3 нм, разделенных барьерами GaN толщиной порядка 80 нм. Толщина барьеров выбиралась таким образом, чтобы было возможно совпадение длины волны, соответствующей экситонному

<sup>†</sup> E-mail: chald.gvg@mail.ioffe.ru,

<sup>††</sup> E-mail: bolsh\_as@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** *a* — структура образцов с одиночными КЯ. *b* — структура образцов со сдвоенными КЯ.

резонансу, с длиной волны, соответствующей максимуму брэгговского отражения. Образцы выращивались на подложках сапфира ориентации (0001) методом газофазной эпитаксии из паров металлоорганических соединений (МОГФЭ). Условия выращивания структур были оптимизированы для получения слоев с минимально возможной нерадикационной шириной экситонных линий люминесценции из КЯ. Между подложкой и брэгговской структурой располагался буферный слой GaN толщиной около 3,5 мкм, необходимый для понижения плотности прорастающих дислокаций. Содержание In в КЯ составляло порядка 10%. Были выращены и исследовались структуры, содержащие 1, 10, 30, 60 и 100 одиночных КЯ.

Образцы второй серии содержали сдвоенные КЯ InGaN в каждой периодической сверхъячейке РБС. Толщина каждой КЯ составляла около 3 нм. КЯ, составляющие пару, были разделены барьером GaN толщиной 5 нм. При этом температура роста этих барьеров не была оптимальной для GaN, вследствие чего можно ожидать повышенной концентрации дефектов и, как следствие, поглощения света в них. Были выращены и исследовались структуры со сдвоенными квантовыми ямами, содержащие 10, 30, 60 и 100 периодов.

Схематическое изображение образцов с одиночными и сдвоенными КЯ представлено на рис. 1.

Исследованные образцы не обладали строгой однородностью толщин слоев по площади, вследствие чего оптические свойства различных точек поверхности различались.

Структурное совершенство изготовленных образцов исследовалось с помощью методов рентгеновской ди-

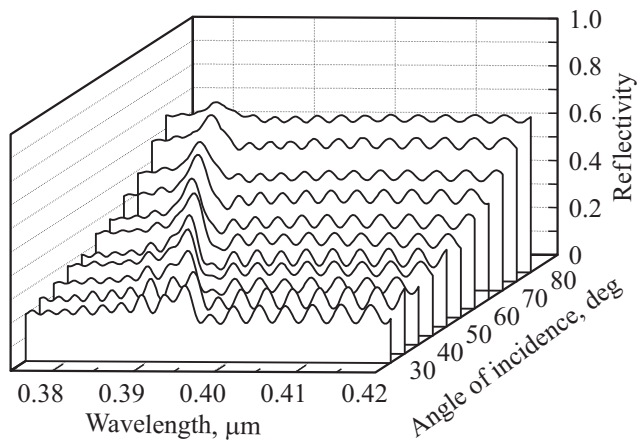
фракции, сканирующей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии поверхностей скола. Результаты показали высокое совершенство эпитаксиальных слоев и однородность их толщин по глубине эпитаксиальной структуры.

Для определения энергий и ширин экситонных состояний в КЯ InGaN были измерены спектры фотолюминесценции (ФЛ) и отражения при нормальном падении света нескольких областей на поверхности каждого образца. Источником возбуждения при исследовании ФЛ служил гелий-кадмиевый лазер, сфокусированный в пятно размером 1 мм<sup>2</sup>. Исследование взаимодействия света с периодической решеткой экситонов и образования коллективной суперизлучательной моды производилось методом спектроскопии отражения при различных углах падения и двух (*s*- и *p*-) поляризациях света. Для исследования отражения на исследуемые области образцов фокусировался предварительно поляризованный свет деuterиевой лампы производства фирмы „Hamamatsu Photonics K.K.“ модели L6565. Диаметр пятна засветки на образце составлял порядка 1 мм. Измерения проводились при комнатной температуре. Отраженный свет собирался с помощью линзы, сопряженной с оптоволоконным кабелем производства фирмы „Ocean Optics“ типа „solarization resistant“, прозрачным в диапазоне длин волн 190–800 нм. По оптоволоконному кабелю свет поступал на вход спектрометра. Использовались спектрометры HR4000CG-UV-NIR и QE65 Pro „Ocean Optics“ с кремниевой ПЗС-матрицей в качестве фотоприемника.

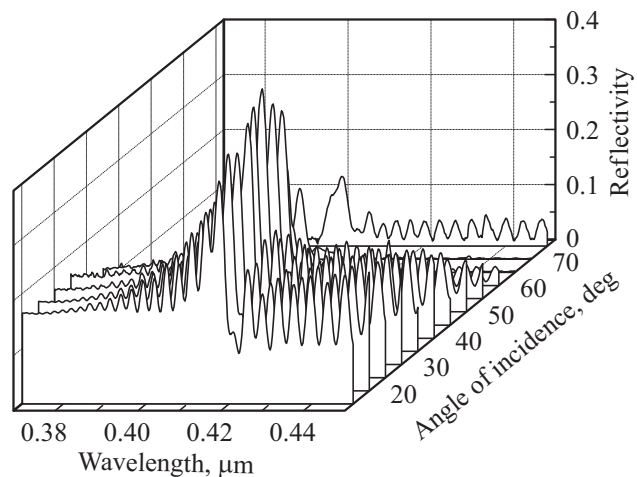
### 3. Результаты и обсуждение

Спектры оптического отражения от РБС, содержащих 60 периодов, при различных углах падения света приведены на рис. 2 и 3 для структур с одиночными и сдвоенными КЯ соответственно. Ближайшим к поверхности слоем каждого образца был барьерный слой GaN, антиотражающее покрытие не использовалось, вследствие чего резонансные особенности спектров отражения РБС проявлялись на фоне определенного уровня отражения от границы раздела воздух/GaN, который может быть рассчитан по формулам Френеля. На этом фоне во всем представленном диапазоне длин волн наблюдаются весьма сильные осцилляции Фабри-Перо, обусловленные интерференцией световых волн, отраженных от передней и задней границ эпитаксиальной структуры (включая буферный слой). Осцилляции Фабри-Перо затухают при приближении к краю фундаментального поглощения GaN (366 нм при 300 К).

В спектрах оптического отражения, представленных на рис. 2 и 3, хорошо виден пик, соответствующий выполнению условий брэгговского резонанса. Положение этого пика зависит от угла падения света в соответствии с формулой Брэгга [16,17]. РБС, представленные на рис. 2 и 3, состоят из 60 периодов. При уменьшении числа периодов структуры до 30 брэгговский пик становился более широким и слабым. В РБС с 10 периодами



**Рис. 2.** Спектры оптического отражения от структуры с 60 одиночными КЯ при различных углах падения света с *s*-поляризацией.



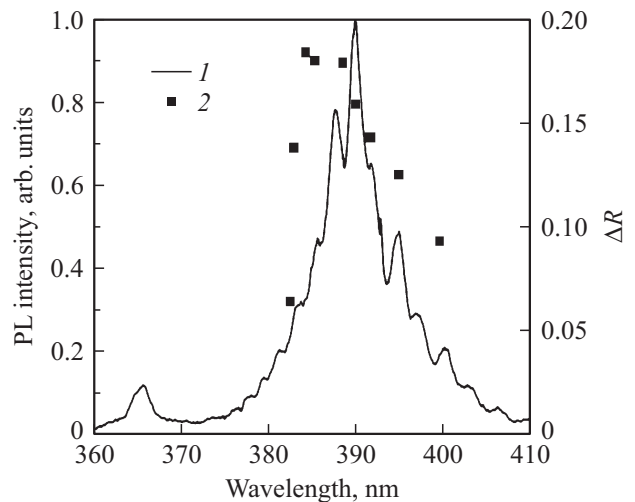
**Рис. 3.** Спектры оптического отражения от структуры со двояными КЯ, содержащей 60 периодов, при различных углах падения света с *p*-поляризацией.

брэгговская особенность в спектре оптического отражения становилась плохо различимой на фоне осцилляций Фабри-Перо. Интересно отметить, что увеличение числа периодов до 100 не приводило к усилению брэгговского резонанса. По-видимому, структуры со столь большим числом периодов теряли когерентность из-за наличия существенных структурных неоднородностей, что согласуется с результатами измерений брэгговской картины дифракции рентгеновских лучей [16].

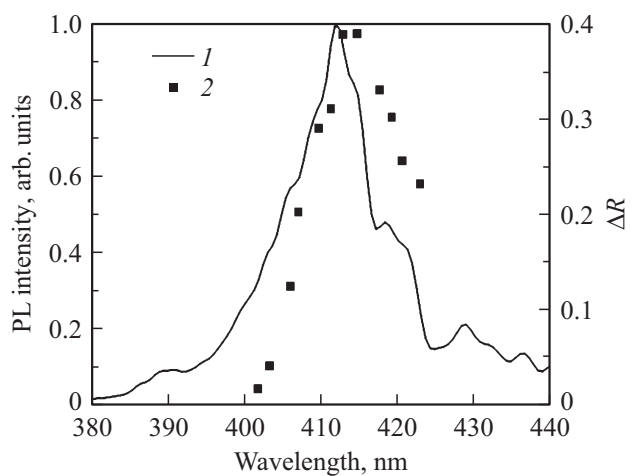
Следует отметить, что ни в одном из образцов экситонный резонанс не проявился как отдельная ярко выраженная особенность в спектре отражения. На рис. 4 и 5 представлены спектры ФЛ для РБС с 60 периодами с одиночной и двояными КЯ в сверхъячейке соответственно. На рис. 4 основной пик ФЛ из КЯ показан вместе с гораздо более слабым пиком, связанным с люминесценцией из барьеров GaN. Большая энергия связи экситонов в КЯ и малая концентрация свобод-

ных носителей и примесей (образцы специально не легировались) обеспечили возможность существования экситонов при комнатной температуре и их основную роль в люминесценции из КЯ. Линии, связанные с рекомбинацией экситонов в КЯ, доминировали в спектрах ФЛ всех образцов. Как видно из рисунков, ширина линий ФЛ КЯ на половине высоты составляла около 10 нм в случае РБС с одиночными КЯ в сверхъячейке и 15 нм в случае РБС со двояными КЯ. Эти величины значительно превышают радиационную ширину экситонных возбуждений [16]. Причиной большой ширины линий ФЛ экситонов в КЯ InGaN, по-видимому, является неоднородное распределение индия, вызывающее значительные флуктуации ширины и глубины потенциальных ям [18].

Резонансная длина волны экситонных состояний в КЯ InGaN близка к длине волны брэгговского резонанса. При этом длина волны, соответствующая брэгговскому



**Рис. 4.** Спектр ФЛ (1) и зависимость величины брэгговского пика от соответствующей ему длины волны (2) образца с 60 одиночными КЯ.



**Рис. 5.** Спектр ФЛ (1) и зависимость величины брэгговского пика от соответствующей ему длины волны (2) образца, содержащего 60 периодов со двояными КЯ в сверхъячейке.

максимуму, зависит от угла падения света. Тем самым возникает возможность подстройки брэгговского резонанса в оптическом отражении к длине волны экситон-поляритонного резонанса в КЯ InGaN. При этом по изменению величины брэгговского пика при изменении соответствующей ему длины волны можно судить о влиянии резонансных материальных возбуждений на отражение света. На рис. 2 и 3 можно заметить увеличение амплитуды брэгговского пика при прохождении углов падения света  $45^\circ - 65^\circ$ . Описываемые спектральные особенности наблюдались для обеих поляризаций падающего света, однако наиболее отчетливое усиление брэгговского пика при прохождении им частоты экситонного резонанса проявилось в спектрах при *s*-поляризации для образца с одиночными и *p*-поляризации для образца со сдвоенными КЯ.

На рис. 4 и 5 приведены значения величин брэгговского пика  $\Delta R$ , вычислявшиеся как разность между значением коэффициента отражения в его максимуме и средним уровнем отражения вдали от резонанса, в зависимости от соответствующей этому максимуму длины волны, построенные по данным рис. 2 и 3. Также на рис. 4 и 5 показаны спектры ФЛ соответствующих областей каждого образца. Ярko выраженная корреляция между спектром ФЛ и значениями  $\Delta R$  на обоих рисунках говорит о значительной величине экситонного вклада в брэгговский пик, проявляющегося тем сильнее, чем ближе резонансная частота экситона располагается к частоте, соответствующей брэгговскому условию. Небольшие несоответствия максимумов графиков могут быть связаны с несовпадением областей образцов, на которые фокусировался свет в процессе измерения спектров отражения и ФЛ. Однако если в случае системы одиночных КЯ (рис. 4) величина  $\Delta R$  не превышает значения 0.2, то в случае системы сдвоенных КЯ (рис. 5) эта величина достигает значения 0.4. Тем самым, по-видимому, подтверждается предположение о том, что применение системы сдвоенных КЯ позволяет усилить не только пассивный диэлектрический контраст и связанные с ним спектральные особенности, но и взаимодействие света с периодической системой экситонов в КЯ. Как следует из теоретического рассмотрения, приведенного в работе [19], отражение от периодической структуры с двумя близко расположенными КЯ в каждом периоде приблизительно эквивалентно отражению от структуры с одиночными КЯ с удвоенным значением радиационного затухания. Барьеры между ямами при этом должны оставаться туннельно непрозрачными, чтобы не происходило расщепления энергий экситонов. Следует отметить, что сдвоенные КЯ GaAs применялись ранее в работе [8] в целях усиления экситонных эффектов в РБС.

Полученный экспериментальный результат показывает, что посредством применения сдвоенных КЯ можно добиться усиления взаимодействия света с экситонами по сравнению со структурами с одиночными КЯ при неизменном числе периодов и, следовательно, толщине эпитаксиальной структуры. Это важно для уменьшения времени роста и толщины структуры.

Следует отметить, что чувствительность экситонов к внешним полям и связанная с этим возможность управления отражением при комнатной температуре открывают перспективы последующих прикладных исследований в данном направлении.

На основании компьютерного моделирования спектров отражения исследованных структур были проведены оценки параметров экситонов в КЯ. Согласно этим оценкам, параметр радиационного затухания экситонов в КЯ InGaN/GaN составляет порядка 0.17 мэВ [16]. Для сравнения, этот параметр составляет около 0.03 мэВ для КЯ InGaAs/GaAs [13] и 0.05 мэВ для КЯ GaAs/AlGaAs [10].

## 4. Заключение

Изготовлены и исследованы резонансные брэгговские структуры с одиночными и сдвоенными КЯ InGaN/GaN. Показано существенное влияние оптических решеток экситонов на отражение этих гетероструктур на длине волны, соответствующей брэгговскому условию, при комнатной температуре. Показана эффективность применения структур со сдвоенными КЯ для усиления этого влияния. Полученное в результате компьютерного моделирования значение радиационного затухания экситона в КЯ InGaN/GaN оказалось большим (0.17 мэВ) по сравнению с другими полупроводниковыми системами, чем и объясняется возможность реализации эффекта при комнатной температуре.

## Список литературы

- [1] С.И. Пекар. *Кристаллооптика и добавочные световые волны* (Наук. думка, Киев, 1982).
- [2] S.V. Frolov, M. Liess, P.A. Lane, W. Gellermann, Z.V. Vardeny, M. Ozaki, K. Yoshino. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4285 (1997).
- [3] G. Grosso, J. Graves, A.T. Hammack, A.A. High, L.V. Butov, M. Hanson, A.C. Gossard. *Nature Photon.*, **3**, 577 (2009).
- [4] B. Monemar. *Phys. Rev. B*, **10**, 676 (1974).
- [5] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. *Phys. Rev. B*, **26**, 1974 (1982).
- [6] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. *ФТТ*, **36**, 2118 (1994).
- [7] J. Kuhl, M. Hübner, D. Ammerlahn, T. Stroucken, B. Grote, S. Haas, S.W. Koch, G. Khitrova, H.M. Gibbs, R. Hey, K. Ploog. *Adv. Sol. St. Phys.*, **38**, 281 (1999).
- [8] D. Goldberg, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, Zh. Shi, V.M. Menon, V. Tokranov, M. Yakimov, S. Oktyabrsky. *Nature Photon.*, **3**, 662 (2009).
- [9] G.R. Hayes, J.L. Staehli, U. Oesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 2837 (1999).
- [10] В.В. Чалдышев, Е.В. Кунделев, Е.В. Никитина, А.Ю. Егоров, А.А. Горбацевич. *ФТП*, **46**, 1039 (2012).
- [11] V.V. Chaldyshev, Y.C. Chen, A.N. Poddubny, A.P. Vasil'ev, Z. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (7), 073 112 (2011).
- [12] В.В. Чалдышев, Д.Е. Шолохов, А.П. Васильев. *ФТП*, **44** (9), 1260 (2010).
- [13] J.P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy. *J. Appl. Phys.*, **100**, 063 101 (2006).

- [14] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Ваар, В. Оссау, Г. Ландвер. ФТТ, **39**, 2072 (1997).
- [15] Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela, H. Mariette, T. Dietl. Phys. Rev. B, **54**, 14003 (1996).
- [16] V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina, T. Kim, Y. Park. Appl. Phys. Lett., **99**, 251 103 (2011).
- [17] А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина. ФТТ, **55**(9), 1706 (2013).
- [18] А.Ф. Цацульников, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, В.С. Сизов, С.О. Усов, Ю.Г. Мусихин, D. Gerthsen. ФТП, **45**(2), 274 (2011).
- [19] E.L. Ivchenko, M.A. Kaliteevski, A.V. Kavokin, A.I. Nesvizhskii. J. Opt. Soc. Am. B, **13**, 1061 (1996).

*Редактор А.Н. Смирнов*

## **Optical lattices of excitons in systems of InGaN/GaN quantum wells**

*V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin,  
V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina*

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

**Abstract** We propose, produce and study optical lattices of excitons in periodic systems of InGaN quantum wells with GaN barriers. Due to a collective interaction of the quasi-two-dimensional excitons with light and quite a large exciton binding energy in GaN, we managed to observe a substantial enhancement of the optical Bragg reflection at room temperature. For an amplification of the resonant optical respond of the system we developed and realized a novel design of the structures with two quantum wells in the periodic supercells. For the structures with 60 periods we obtained a resonant reflectivity of 40% at room temperature.