Оптическое и электрооптическое отражение от резонансной брэгговской структуры из 30 сдвоенных квантовых ям InGaN/GaN

© А.А. Иванов[1], В.В. Чалдышев[1], Е.Е. Заварин[1,2], А.В. Сахаров[1,2], В.В. Лундин[1], Л.К. Марков[1], И.П. Смирнова[1], А.Ф. Цацульников[2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия
[2] НТЦ микроэлектроники Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: aleksei98.ivanov@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 3 июня 2026 г.
В окончательной редакции 15 июня 2026 г.
Принята к публикации 15 июня 2026 г.

Исследовано формирование сверхизлучательной экситон-поляритонной моды в спектре отражения резонансной брэгговской структуры, состоящей из 30 сдвоенных квантовых ям InGaN/GaN, при комнатной температуре. При приложении обратного напряжения в резонансной брэгговской структуре наблюдается сильный электрооптический эффект. Этот эффект достигается за счет уменьшения встроенного электрического поля в квантовой яме InGaN/GaN, что приводит к увеличению радиационного затухания экситонов.

Ключевые слова: резонансная брэгговская структура, квантовые ямы, экситоны, нитрид галлия, квантово-ограниченный эффект Штарка.

DOI: 10.61011/FTP.2026.03.63587.9979

1. Введение

Дальнейшее увеличение пропускной способности волоконно-оптических линий связи критически зависит от совершенствования оптических модуляторов [1]. Среди разнообразных классификаций таких устройств наиболее значимую роль занимают электрооптические модуляторы, принцип работы которых основан на изменении показателя преломления [2] или коэффициента поглощения света [3] под действием внешнего электрического поля. Альтернативным подходом к созданию эффективного электрооптического модулятора может стать создание резонансных брэгговских структур (РБС). К таким системам относятся эквидистантно расположенные квантовые ямы (КЯ), расстояние между которыми обеспечивает выполнение брэгговской дифракции света вблизи экситонного резонанса [4]. Так, в идеальной РБС из N идентичных КЯ формируется единственная сверхизлучательная экситон-поляритонная мода, в то время как остальные $N-1$ моды являются оптическими неактивными [5]. Если пренебречь диэлектрическим контрастом между материалами барьеров и КЯ, то амплитудный коэффициент отражения от РБС определяется [6]:

$$r = \frac{-iN\Gamma_0}{\omega_0 - \omega - i(\Gamma + N\Gamma_0)}, \qquad (1)$$

где ω_0 — экситонная резонансная частота; ω — частота падающей электромагнитной волны; N — количество периодов в РБС; Γ и Γ_0 — нерадиационное и радиационное затухание экситона в КЯ, соответственно. Для одной полупроводниковой КЯ обычно нерадиационные эффекты существенно превосходят радиационные $\Gamma > \Gamma_0$. Как видно из выражения (1), при достаточно большом числе периодов РБС радиационные процессы могут эффективно конкурировать с нерадиационными или превзойти их $N\Gamma_0 > \Gamma$.

Экспериментальная реализация РБС является сложной технической задачей, поскольку концепция РБС требует идеальной пространственной периодичности и идентичности экситонных состояний в КЯ. Выполнение указанных требований возможно лишь при условии формирования высококачественных гетерограниц, минимизации плотности дефектов и обеспечения контролируемой скорости эпитаксиального роста. Очевидно, что это существенно сужает выбор материальных систем, потенциально пригодных для создания РБС.

Значительный прогресс в технологии молекулярно-пучковой эпитаксии позволяет рассматривать материальную систему на основе GaAs как наиболее предпочтительную для реализации РБС. Так, экспериментально продемонстрировано формирование сверхизлучательной моды в РБС на основе InGaAs/GaAs [7–10], GaAs/AlGaAs [11–16] и InAs/GaAs [17–19] КЯ, но при криогенных температурах.

Принципиальной особенностью РБС является возможность управления откликом системы за счет высокой чувствительности экситонов к внешним полям. Благодаря этому РБС могут выступать в роли управляемых элементов, способных перестраивать, отражать или пропускать потоки фотонов. Так, эксперименты успешно показали, что РБС на основе InGaAs/GaAs КЯ является сверхбыстрым и энергоэффективным оптическим переключателем для полностью оптических приложений при низких температурах [20–24].

Прямое распространение успешных экспериментальных результатов для РБС на основе GaAs на область более высоких температур (вплоть до комнатных) оказывается невозможным. Данное ограничение обусловлено тем, что энергия связи экситона в таких КЯ оказывается меньше тепловой энергии при комнатной температуре ($k_BT \sim 26$ мэВ). Напротив, экспериментально продемонстрированы возможности реализации сверхизлучательной моды при комнатной температуре для РБС на основе InGaN/GaN [25–30] и GaN/AlGaN [31,32] КЯ, а также для двумерных перовскитных пленок [33]. Учитывая современный уровень развития эпитаксиальных и пост-ростовых технологий для нитридных материалов, гетеросистема III-N выступает в качестве наиболее перспективной платформы для создания РБС, работающих при комнатной температуре.

Увеличение числа периодов N, согласно выражению (1), представляет собой естественный путь усиления оптических свойств РБС. Однако на практике РБС с большим количеством периодов демонстрируют высокую чувствительность к отклонениям от строгой пространственной периодичности [10,29]. Когда величина пространственного беспорядка в РБС становиться больше критического значения, происходит трансформация единственной сверхизлучательной моды в многомодовый спектр [29], что существенно снижает эффективность РБС. В этой связи возникает необходимость дополнительного усиления взаимодействия света с экситонами в КЯ. Такое усиление может быть достигнуто размещением в узле брэгговской решетки не одной, а нескольких КЯ, разделенных тонким барьерным слоем [34]. Данный подход успешно реализован для РБС на основе как GaAs [13,15,17–19], так и GaN [30,32] семейств материалов.

В данной статье мы сообщаем о наблюдении сильного электрооптического эффекта в РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN.

2. Образец, методы эксперимента и расчета

Исследуемая гетероструктура (рис. 1) была выращена методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на установке семейства Dragon с горизонтальным реактором с индуктивным нагревом, специально разработанной для роста III-N соединений. Рост производился на подложках сапфира ориентации (0001) с использованием стандартных прекурсоров. Рост GaN проводился в режимах, типичных для эпитаксии светодиодных структур. Для снижения плотности дислокаций в активной области образца сначала был выращен буферный слой GaN толщиной ~ 3 мкм, легированный кремнием. Далее производился рост РБС, состоящей из 30 сдвоенных КЯ InGaN толщиной ~ 1.5 нм, разделенных нелегированными барьерами GaN. Толщина барьера между КЯ ~ 5 нм, общий период структуры

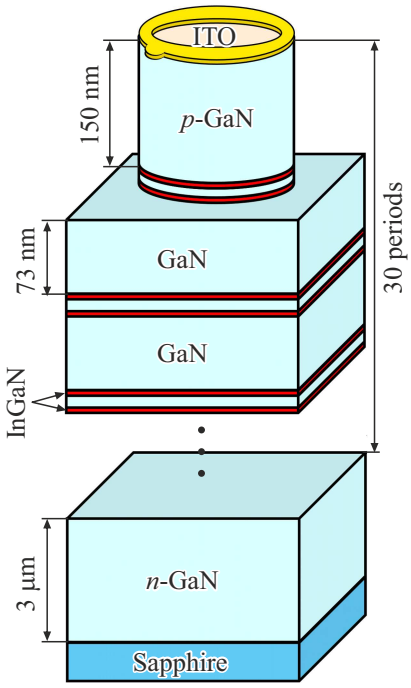

Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN.

~ 80 нм ($\lambda/2$). Для формирования $p{-}i{-}n$-структуры был выращен слой GaN:Mg толщиной ~ 160 нм с активацией примеси в процессе охлаждения образца.

Далее на структуру методом электронно-лучевого испарения был нанесен тонкий слой оксида индия–олова (англ. Indium tin oxide, ITO) ITO и методом взрывной литографии сформировано металлическое контактное кольцо диаметром 2 мм на основе Ni/Au. После этого комбинацией жидкостного и плазмохимического травления был удален ITO вне области кольца и полностью стравлен слой GaN:Mg. Нанесенные слои обеспечивают одновременно однородность распределения потенциала внутри мезы и высокую прозрачность контакта. Контакт к нижележащему слою GaN:Si был сформирован путем скрайбирования и нанесения метраллического индия. Контроль вольт-амперных характеристик показал низкие токи утечки до величин обратного напряжения 100 В.

Оптические свойства образцов исследовались при комнатной температуре методом спектроскопии отражения с приложением обратного смещения до 90 В. Измерения проводились для s- и p-поляризаций падающего света в диапазоне углов падения от 15 до 60° с шагом 2.5°. В качестве источника излучения использовалась лампа „Hamamatsu Photonics K.K.“ L6565. Световой пучок от лампы был линейно поляризован с помощью призмы Глана–Тейлора и фокусировался на образец линзой из кварцевого стекла. Отраженный от образца сигнал посредством линзы и оптоволоконного кабеля Ocean Optics направлялся и регистрировался в спектрометре Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR. Обратное смещение

на образец подавалось с помощью источника постоянного напряжения Agilent N5752A. Измерение спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводилось с использованием импульсного твердотельного лазера с диодной накачкой (DPSS) с длиной волны излучения 266 нм.

Численное моделирование оптических спектров для РБС с InGaN/GaN КЯ было выполнено методом матриц переноса. В рамках данного подхода каждый слой образца описывается собственной матрицей переноса, связывающей амплитуды падающих и отраженных электромагнитных волн. Матрицы переноса для гетерограниц рассчитывались с использованием формул Френеля. Диэлектрическая проницаемость барьеров GaN устанавливалась согласно работе [35]. Рассогласование фоновой диэлектрической проницаемости материала КЯ InGaN и барьера GaN задавалось равным 7.5 %. Для слоев КЯ были использованы коэффициенты отражения и пропускания для экситона в одиночной КЯ [5,6].

3. Результаты

На рис. 2 представлен спектр ФЛ для РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN, измеренный при комнатной температуре. В спектре ФЛ наблюдается два спектрально разрешенных пика. Более слабый пик на длине волны 363 нм (3.42 эВ) соответствует ФЛ из барьеров GaN. Основной пик на длине волны 395 нм (3.14 эВ) обусловлен ФЛ из InGaN КЯ. Ширина линии основного пика ФЛ на половине высоты (FWHM) составляет 18 нм (143 мэВ). Большое значение полуширины линии ФЛ InGaN КЯ, вероятно, обусловлено неоднородным распределением In в области КЯ.

На рис. 3 представлены экспериментальные и расчетные спектры отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN при комнатной температуре для разных

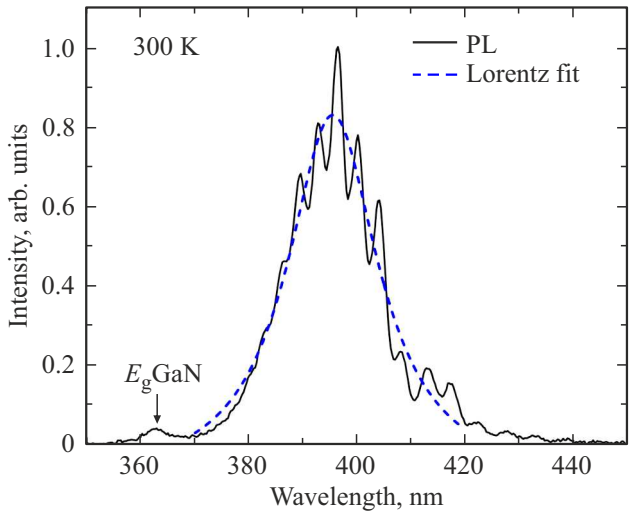

Рис. 2. Спектр фотолюминесценции при комнатной температуре от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN.

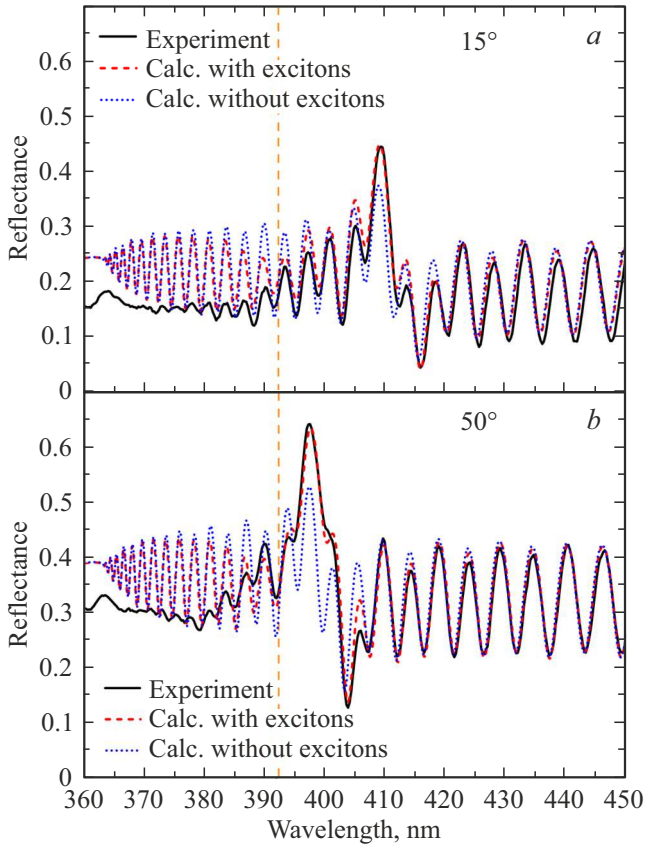

Рис. 3. Экспериментальные (сплошные черные линии) и расчетные (пунктирные красные линии) спектры отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN при комнатной температуре для *s*-поляризованного света, падающего под углом 15° (*a*) и 50° (*b*). Оранжевой пунктирной линией обозначена длина волны экситонного резонанса, используемая в расчете. Спектры отражения без учета экситонного вклада показаны точечными синими линиями.

углов падения *s*-поляризованного света. Во всех спектрах присутствует фоновый уровень отражения, величина которого зависит от угла падения и определяется согласно формулам Френеля. В длинноволновой части спектров ярко выражены осцилляции Фабри–Перо, амплитуда которых уменьшается в области коротких длин волн из-за поглощения в КЯ InGaN и барьерах GaN. В экспериментальных спектрах отражения (сплошные черные линии) наблюдается характерная особенность в форме пика, не зависящая от угла падения света, на длине волны 363 нм. Данная особенность соответствует краю фундаментального поглощения GaN, которая также присутствует в спектре ФЛ (рис. 2).

На рис. 3, *a* в спектре отражения от исследуемой РБС наблюдается пик на длине волны 409 нм. Поскольку длина волны экситонного резонанса (максиму ФЛ соответствует 395 нм) существенно меньше, данная особенность практически полностью определяется брэгговским резонансом, обусловленным периодичностью образца. На рис. 3, *a* также представлены расчетные

спектры с учетом (красный пунктир) и без учета (синие точки) экситонов в КЯ InGaN. Сравнивая эти расчетные спектры, можно также сделать вывод о второстепенной роли экситонов в данном случае.

При увеличении угла падения света на РБС длина волны брэгговского резонанса уменьшается согласно закону Вульфа–Брэгга. Так, при изменении угла падения света с 15 на 50° максимум коэффициента отражения смещается к 397.5 нм. Выбранный угол падения обеспечивает выполнение брэгговского условия в области максимума ФЛ (рис. 1). В данной конфигурации наблюдается существенное изменение амплитуды и формы резонансного контура отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ. Это изменение происходит плавно с увеличением угла падения света на структуру. Сравнение расчетов, выполненных с учетом экситонного вклада в отражение и без него, показывает, что экситоны играют ключевую роль в формировании пика оптического отражения при совмещении брэгговского и экситонного резонансов.

Расчетные кривые с учетом экситонов в КЯ InGaN демонстрируют хорошее согласие с экспериментальными данными, воспроизводя все ключевые спектральные особенности. Экситонные параметры варьировались для достижения наилучшего описания экспериментальных данных для всех измеряемых углов падений и поляризаций света. В расчетах, представленных на рис. 3, были использованы следующие параметры: резонансная энергия экситона $\hbar\omega_0 = 3.16$ эВ, параметр радиационного затухания $\hbar\Gamma_0 = 0.3$ мэВ и параметр нерадиационного затухания $\hbar\Gamma = 40$ мэВ. Резонансная энергия экситона, полученная в результате подгонки расчетных спектров к экспериментальным, находится в хорошем соответствии с измеренным спектром ФЛ. Найденные параметры затухания экситонов в InGaN/GaN КЯ также подтверждают результаты, опубликованные ранее для РБС из InGaN/GaN КЯ [25,27,30].

В коротковолновой области (365–385 нм) наблюдается небольшое расхождение между расчетными и экспериментальными спектрами в амплитуде осцилляций Фабри–Перо. Данное расхождение обусловлено тем, что используемая модель не учитывает поглощение в непрерывном спектре состояний КЯ InGaN. Учет данного фактора приводит к существенному увеличению числа подгоночных параметров [27,29], что не является оправданным, поскольку данная спектральная область не представляет интереса для изучаемого эффекта.

Сравнение оптических спектров и экситонных параметров, полученных в данной работе, с опубликованными ранее результатами позволяет заключить, что нанесение слоя ITO и формирование кольцеобразной мезаструктуры на поверхности образца не влияют на формирование сверхизлучательной моды в РБС. Однако следует отметить, что при скользящих углах падения диаметр сфокусированного светового пятна на образце увеличивается. Для углов падения света $> 50°$ наблюдается поляризационно-зависимое рассеяние на контакте.

На рис. 4, *a* представлены спектры оптического отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN, измеренные в отсутствие внешнего напряжения и при приложении 90 В. Угол падения света на исследуемый образец выбран таким образом, чтобы обеспечить наилучшее совпадение брэгговского и экситонного резонансов (рис. 2 и 3). Приложение внешнего напряжения существенно изменяет параметры экситонного резонанса, тогда как положение брэгговского резонанса остается неизменным. Действительно, из рис. 4, *a* видно, что при приложении напряжения 90 В в спектральной области экситонно-брэгговского резонанса наблюдается увеличение коэффициента отражения.

На рис. 4, *b* показана зависимость изменения спектра отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN от величины приложенного напряжения. Изменение спектров отражения от приложенного внешнего напряжения рассчитывается согласно следующему выражению:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R(U) - R(0)}{R(0)}, \qquad (2)$$

где R — коэффициент отражения, U — величина приложенного напряжения.

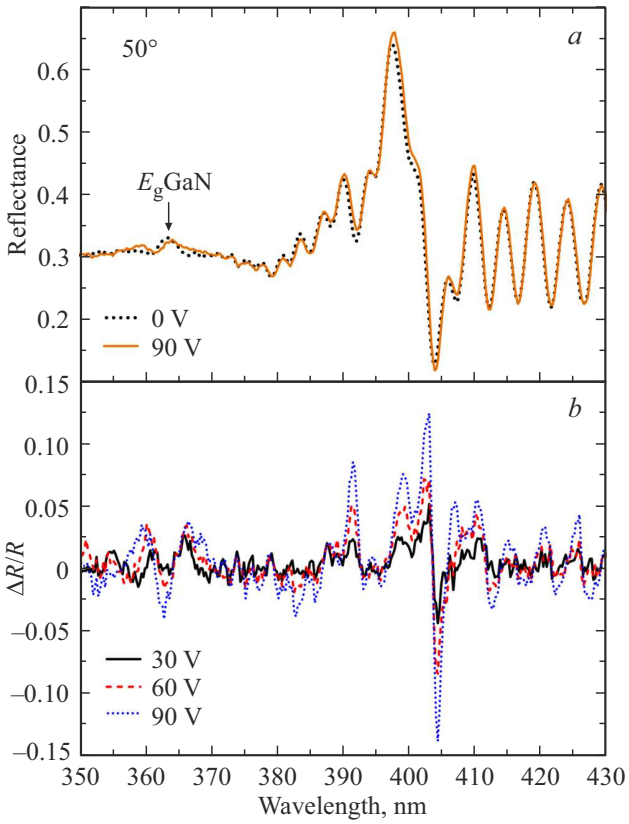

Рис. 4. Экспериментальные спектры оптического отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN в отсутствие и при приложении внешнего напряжения 90 В (*a*). Измеренное изменение спектра отражения в зависимости от прикладываемого напряжения 30, 60 и 90 В (*b*). Угол падения *s*-поляризованного света 50°, комнатная температура.

На рис. 4, *b* в коротковолновой области (350–370 нм) наблюдается модуляция оптического отражения, не связанная со сверхизлучательной модой. Данная модуляция обусловлена изменением края фундаментального поглощения GaN при приложении электрического поля. В спектральной области 390–410 нм присутствует несколько особенностей, связанных с изменением отражения в области экситонно-брэгговского резонанса. Максимальное изменение $\Delta R/R$ при напряжении 90 В достигает 12 % при длине волны 403 нм для *s*-поляризованного света, падающего под углом 50°. Однако уровень фонового отражения для *p*-поляризованного света при том же угле падения существенно ниже, чем для *s*-поляризации. Вследствие этого при одинаковом абсолютном изменении коэффициента отражения ΔR относительная характеристика модуляции для *p*-поляризации составляет $\Delta R/R = 30\,\%$ при комнатной температуре.

Важной особенностью исследуемых РБС на основе GaN с гексагональной структурой вюртцита, выращенных вдоль направления [0001], является наличие сильного встроенного электрического поля, обусловленного как спонтанной, так и пьезоэлектрической поляризацией. Для одной КЯ InGaN/GaN толщиной 1.5 нм с содержанием индия 9 % величина встроенного поля составляет 1.3 МВ/см. Толщина РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN составляет ~ 2.5 мкм (рис. 1). В предположении равномерного распределения поля приложение к структуре напряжения 90 В приводит к уменьшению встроенного электрического поля на 0.36 МВ/см для каждой КЯ. Уменьшение встроенного электрического поля приводит к увеличению энергии локализации носителей и усилению перекрытия волновых функций электронов и дырок в квантовой яме. Поскольку параметр радиационного затухания Γ_0 пропорционален квадрату интеграла перекрытия [36], приложение обратного смещения сопровождается ростом коэффициента отражения РБС в максимуме и изменением коэффициента отражения в спектральной области вблизи экситонного резонанса. Параметр радиационного затухания Γ_0 составляет 0.027 мэВ для КЯ InGaAs/GaAs [7] и 0.04 мэВ для КЯ GaAs/AlGaAs [14] и InAs/GaAs [18]. Для КЯ InGaN/GaN значение Γ_0 достигает 0.3 мэВ, что значительно превышает соответствующие величины для структур на основе GaAs. Величина полученного электрооптического эффекта для РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN оказывается на 3 порядка выше, чем для РБС из КЯ GaAs/AlGaAs [12,14,16]. Таким образом, структуры на основе материальной системы III-N обладают наилучшими перспективами для применения в оптических и электрооптических устройствах.

Благодаря подавлению поглощения вследствие быстрого радиационного распада сверхизлучательной моды РБС представляют собой более эффективную среду для модуляции оптических потоков по сравнению с электроабсорбционными модуляторами [2]. Такие структуры могут быть интегрированы в лазеры для обеспечения эффективной и сверхбыстрой модуляции [37]. При этом такие структуры оказываются спектрально-селективными.

4. Заключение

Экспериментально продемонстрировано формирование сверхизлучательной моды в спектре отражения от РБС из 30 сдвоенных КЯ InGaN/GaN при комнатной температуре. Данная мода реализуется при настройке брэгговского резонанса на длину волны экситонного возбуждения в КЯ. При приложении внешнего напряжения 90 В наблюдается сильный электрооптический эффект, величина которого составляет $\Delta R/R = 12\,\%$ для *s*-поляризации и $\Delta R/R = 30\,\%$ для *p*-поляризации (угол падения света 50°). Модуляция спектра отражения обусловлена увеличением радиационного затухания экситонов в КЯ при приложении обратного смещения, приводящего к снижению встроенного электрического поля.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] H. Liu, X. Liu, L. Peng, Z. Huang, Q. Wu. Opt. Lasers Eng., **186**, 108773 (2025). https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2024.108773
[2] G. Sinatkas, T. Christopoulos, O. Tsilipakos, E.E. Kriezis. J. Appl. Phys., **130** (1), 010901 (2021). https://doi.org/10.1063/5.0048712
[3] Y. Yan, H. Zhang, X. Liu, L. Peng, Q. Zhang, G. Yu, Q. Wu, H. Li. Laser Photon. Rev., **19** (3), 2400624 (2025). https://doi.org/10.1002/lpor.202400624
[4] H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. Nature Photonics, **5** (5), 273 (2011). https://doi.org/10.1038/nphoton.2011.15
[5] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. ФТТ, **36** (7), 2118 (1994). [E.L. Ivchenko, A.I. Nesviszhskii, S. Jorda. Phys. Solid State, **36** (7), 1156 (1994)].
[6] Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный. ФТТ, **55** (5), 905 (2013). [E.L. Ivchenko, A.N. Poddubny. Phys. Solid State, **55** (5), 905 (2013). https://doi.org/10.1134/S1063783413050120]
[7] M. Hübner, J.P. Prineas, C. Ell, P. Brick, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. Phys. Rev. Lett., **83** (14), 2841 (1999). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.2841
[8] G.R. Hayes, J.L. Staehli, U. Oesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. Phys. Rev. Lett., **83** (14), 2837 (1999). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.2837
[9] J.P. Prineas, C. Ell, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. Phys. Rev. B, **61** (20), 13863 (2000). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.13863
[10] J.P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy. J. Appl. Phys., **100** (6), 063101 (2006). https://doi.org/10.1063/1.2234814
[11] M. Hübner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. Phys. Rev. Lett., **76** (22), 4199 (1996). https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4199

[12] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихиев, Т. Holden. ФТП, **41** (12), 1455 (2007). [V.V. Chaldyshev, A.S. Shkol'nik, V.P. Evtikhiev, T. Holden. Semiconductors, **41** (12), 1434 (2007). https://doi.org/10.1134/S106378260712010X]
[13] D. Goldberg, L.I. Deych, A.A. Lisyansky, Z. Shi, V.M. Menon, V. Tokranov, M. Yakimov, S. Oktyabrsky. Nature Photonics, **3** (11), 662 (2009). https://doi.org/10.1038/nphoton.2009.190
[14] V.V. Chaldyshev, Y. Chen, A.N. Poddubny, A.P. Vasilev, Z. Liu. Appl. Phys. Lett., **98** (7), 073112 (2011). https://doi.org/10.1063/1.3554429
[15] В.В. Чалдышев, Е.В. Кунделев, Е.В. Никитина, А.Ю. Егоров, А.А. Горбацевич. ФТП, **46** (8), 1039 (2012). [V.V. Chaldyshev, E.V. Kundelev, E.V. Nikitina, A.Yu. Egorov, A.A. Gorbatsevich. Semiconductors, **46** (8), 1016 (2012). https://doi.org/10.1134/S1063782612080052]
[16] Y. Chen, N. Maharjan, Z. Liu, M.L. Nakarmi, V.V. Chaldyshev, E.V. Kundelev, A.N. Poddubny, A.P. Vasil'ev, M.A. Yagovkina, N.M. Shakya. J. Appl. Phys., **121** (10), 103101 (2017). https://doi.org/10.1063/1.4978252
[17] А.С. Большаков, В.В. Чалдышев, А.В. Бабичев, Д.А. Кудряшов, А.С. Гудовских, И.А. Морозов, М.С. Соболев, Е.В. Никитина. ФТП, **49** (11), 1448 (2015). [A.S. Bolshakov, V.V. Chaldyshev, A.V. Babichev, D.A. Kudryashov, A.S. Gudovskikh, I.A. Morozov, M.S. Sobolev E.V. Nikitina. Semiconductors, **49** (11), 1400 (2015). https://doi.org/10.1134/S1063782615110044]
[18] G. Pozina, M.A. Kaliteevski, E.V. Nikitina, D.V. Denisov, V. Pirogov, L.I. Goray, A.R. Gubaydullin, K.A. Ivanov, N.A. Kaliteevskaya, A.Y. Egorov, S.J. Clark. Sci. Rep., **5**, 14911 (2015). https://doi.org/10.1038/srep14911
[19] G. Pozina, K.A. Ivanov, K.M. Morozov, E.I. Girshova, A.Y. Egorov, S.J. Clark, M.A. Kaliteevski. Sci. Rep., **9**, 10162 (2019). https://doi.org/10.1038/s41598-019-46646-2
[20] J.P. Prineas, J.Y. Zhou, J. Kuhl, H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch, A. Knorr. Appl. Phys. Lett., **81** (23), 4332 (2002). https://doi.org/10.1063/1.1526455
[21] M. Schaarschmidt, J. Förstne, A. Knorr, J.P. Prineas, N.C. Nielsen, J. Kuhl, G. Khitrova, H.M. Gibbs, H. Giessen, S.W. Koch. Phys. Rev. B, **70** (23), 233302 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.233302
[22] W.J. Johnston, M. Yildirim, J.P. Prineas, A.L. Smirl, H.M. Gibbs, G. Khitrova. Appl. Phys. Lett., **87** (10), 101113 (2005). https://doi.org/10.1063/1.2042550
[23] D.T. Nguyen, N.H. Kwong, Z.S. Yang, R. Binder, A.L. Smirl. Appl. Phys. Lett., **90** (18), 181116 (2007). https://doi.org/10.1063/1.2735673
[24] W.J. Johnston, J.P. Prineas, A.L. Smirl. J. Appl. Phys., **101** (4), 046101 (2007). https://doi.org/10.1063/1.2433994
[25] 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** (25), 251103 (2011). https://doi.org/10.1063/1.3670499
[26] A.S. Bolshakov, V.V. Chaldyshev, V.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina, E.E. Zavarin. J. Mater. Res., **30** (5), 603 (2015). https://doi.org/10.1557/jmr.2014.397
[27] A.S. Bolshakov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina. J. Appl. Phys., **121** (13), 133101 (2017). https://doi.org/10.1063/1.4979636
[28] S.V. Poltavtsev, I.A. Solovev, I.A. Akimov, V.V. Chaldyshev, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, D.R. Yakovlev, M. Bayer. Phys. Rev. B, **98** (19), 195315 (2018). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.195315
[29] A.A. Ivanov, V.V. Chaldyshev, V.I. Ushanov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **121** (4), 041101 (2022). https://doi.org/10.1063/5.0095417
[30] A.A. Ivanov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **125** (19), 191105 (2024). https://doi.org/10.1063/5.0233600
[31] A.A. Ivanov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **123** (12), 121106 (2023). https://doi.org/10.1063/5.0160512
[32] A.A. Ivanov, V.V. Chaldyshev, A.V. Sakharov, A.E. Nikolaev, D.S. Arteev, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **128** (14), 141107 (2026). https://doi.org/10.1063/5.0322897
[33] N. Shimosako, Y.F. Miura, Y. Akagi, C. Yajima, K. Naoi, Y. Takeoka, H. Kunugita, K. Ema. Phys. Rev. Res., **7** (4), 043171 (2025). https://doi.org/10.1103/kv7s-jq7s
[34] E.L. Ivchenko, M.M. Voronov, M.V. Erementchouk, L.I. Deych, A.A. Lisyansky. Phys. Rev. B, **70** (19), 195106 (2004). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.195106
[35] U. Tisch, B. Meyler, O. Katz, E. Finkman, J. Salzman. J. Appl. Phys., **89** (5), 2676 (2001). https://doi.org/10.1063/1.1341212
[36] E.L. Ivchenko. *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Springer, Berlin, 2007).
[37] В.А. Щукин, Н.Н. Леденцов, Л.Я. Карачинский, С.А. Блохин, И.И. Новиков, Н.А. Богословский, А.В. Савельев. ФТП, **47** (11), 1542 (2013). [V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov, L.Ya. Karachinsky, S.A. Blokhin, I.I. Novikov, N.A. Bogoslovskiy, A.V. Savelyev. Semiconductors, **47** (11), 1528 (2013). https://doi.org/10.1134/S1063782613110201]

Редактор Г.А. Оганесян

Optical and electro-optical reflection from a resonant Bragg structure of 30 InGaN/GaN double quantum wells

A.A. Ivanov[1], V.V. Chaldyshev[1], E.E. Zavarin[1,2], A.V. Sakharov[1,2], W.V. Lundin[1], L.K. Markov[1], I.P. Smirnova[1], A.F. Tsatsulnikov[2]

[1] Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
[2] Submicron Heterostructures for Microelectronics,
Research and Engineering Center
of the Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract The formation of the superradiant exciton-polariton mode in the reflectance spectrum of a resonance Bragg structure composed of 30 double InGaN/GaN quantum wells at room temperature was investigated. A strong electro-optic effect is observed in the resonance Bragg structure upon application of a reverse bias. This effect is achieved by reducing the built-in electric field in the InGaN/GaN quantum wells, leading to an increase in radiative broadening of excitons.