

Влияние беспорядка на оптические свойства резонансных брэгговских структур на основе III-N

© А.А. Иванов¹, В.В. Чалдышев¹, Е.Е. Заварин¹, А.В. Сахаров¹, В.В. Лундин¹, А.Ф. Цацульников²

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 5 декабря 2024 г.

В окончательной редакции 6 декабря 2024 г.

Принята к публикации 6 декабря 2024 г.

Исследовано влияние пространственного и энергетического беспорядка на формирование сверхизлучающей экситон-поляритонной моды в спектрах отражения от резонансных брэгговских структур при комнатной температуре. Обнаружено существование ограничения на число квантовых ям InGaN в резонансных брэгговских структурах, вызванное критическим пространственным беспорядком. Этот беспорядок определяет трансформацию единственной сверхизлучающей оптической моды в многомодовый спектр. Экспериментально достигнута рекордно высокая сила осциллятора экситона в квантовой яме GaN по сравнению с другими материальными системами. Увеличение силы осциллятора экситона в квантовой яме GaN по сравнению с квантовой ямой InGaN объясняется в основном уменьшением неоднородного уширения экситонного состояния.

Ключевые слова: резонансная брэгговская структура, квантовые ямы, экситоны, экситонный резонанс, брэгговский резонанс, нитрид галлия.

DOI: 10.61011/FTP.2024.11.59481.05S

1. Введение

Усиление взаимодействия света с веществом является важнейшей задачей современной нанопотоники [1,2]. Эффективная связь между электромагнитными волнами и квазидвумерными экситонами может быть достигнута с помощью микрорезонатора [3] или создания оптической решетки из множества полупроводниковых квантовых ям (КЯ), распределенных в пространстве [4]. Последний подход реализуется в так называемых резонансных брэгговских структурах (РБС), которые были впервые теоретически предложены в работе [5]. В РБС период структуры выбирается таким образом, чтобы условие брэгговской дифракции выполнялось на длине волны экситонов в КЯ. В идеальной РБС, составленной из N КЯ, оптически активной оказывается единственная мода, которую называют сверхизлучательной экситон-поляритонной модой [6]. Сила осциллятора и радиационное затухание этой моды оказывается в N раз больше по сравнению с одиночной КЯ. Коэффициент отражения света от РБС из N КЯ без учета диэлектрического контраста между материалом КЯ и барьера определяется следующим выражением [5]:

$$R_N(\omega) = \frac{(N\Gamma_0)^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\Gamma + N\Gamma_0)^2}, \quad (1)$$

где Γ и Γ_0 — нерадиационное и радиационное затухание экситона в КЯ соответственно, N — число КЯ, ω_0 — резонансная частота экситона в КЯ, ω — частота падающей световой волны. Обычно для одиночной КЯ

нерадиационные потери довольно велики $\Gamma > \Gamma_0$. Однако коллективное взаимодействие квазидвумерных экситонов со светом в РБС при достаточно большом числе КЯ может обеспечить $N\Gamma_0 > \Gamma$, т. е. радиационные процессы могут стать более эффективными, чем нерадиационные.

На сегодняшний день формирование сверхизлучающей моды в РБС было экспериментально подтверждено для различных систем материалов. РБС на основе (Cd,Mn)Te/(Cd,Zn,Mg)Te [7–9], In(As,P)/InP [10], (In,Ga)As/GaAs [11–15], InAs/GaAs [16,17] и GaAs/(Al,Ga)As [18–23] показали эффективное взаимодействие света с экситонами в КЯ при криогенных температурах. Однако энергия связи экситона в таких КЯ оказывается недостаточной для работы РБС при комнатной температуре.

Большая энергия связи и сила осциллятора экситонов в КЯ на основе III-N позволяют наблюдать резонансный экситонный отклик от РБС при температуре вплоть до комнатной. Развитие современной эпитаксиальной технологии материалов семейства GaN позволило продемонстрировать формирование сверхизлучающей моды при комнатной температуре в РБС из (In,Ga)N/GaN [24–33] и GaN/(Al,Ga)N [34] КЯ.

Концепция идеальной РБС предполагает строгую периодичность КЯ и идентичность экситонных состояний в них. К сожалению, в реальных системах всегда присутствует определенный беспорядок, поскольку толщину и состав слоев возможно контролировать с определенной точностью. Кроме того, если материал КЯ и (или) барьера является многокомпонентным полупроводниковым

твердым раствором, то экситонные состояния зависят от пространственных флуктуаций состава сплава [35]. Это приводит к неоднородному уширению экситонных состояний в КЯ. Разумеется, эти эффекты негативно влияют на оптические и электрооптические свойства РБС.

Анализ влияния беспорядка в гетероструктурах на основе III-N является особенно актуальным, поскольку эти материалы используются для создания и массового производства разнообразных современных оптоэлектронных устройств [36,37]. Так, случайные флуктуации концентрации индия в сплаве (In,Ga)N являются широко обсуждаемой темой последнего десятилетия, поскольку они приводят к эффектам локализации носителей [38–44], появлению хвостов Урбаха [45,46] и снижению подвижности двумерного электронного газа [47]. Все эти явления приводят к снижению эффективности (In,Ga)N/GaN-светодиодов [48–50]. Таким образом, влияние беспорядка на оптические и электронные свойства в КЯ на основе III-N привлекает интерес не только с фундаментальной точки зрения, но и с практической.

В данной статье мы сообщаем о результатах влияния пространственного и энергетического беспорядка на оптические свойства РБС на основе III-N. Используя экспериментально верифицированную модель, мы обнаружили ограничения на создание РБС с большим числом КЯ, вызванные пространственным беспорядком. Также мы экспериментально получили рекордное значение радиационного затухания Γ_0 в КЯ GaN по сравнению с КЯ InGaN, которое объясняется уменьшением неоднородного уширения экситонного состояния.

2. Образцы, методы эксперимента и расчета

Образцы выращивались методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) с использованием стандартных прекурсоров — триметилгаллия, триэтилгаллия, триметилалюминия, триметилиндия и аммиака. В случае структур InGaN рост производился на буферных слоях GaN, выращенных на подложке из сапфира (0001). В случае роста структур на основе AlGaIn невозможно использовать буферные слои GaN из-за поглощения света в них, и рост производился непосредственно на подложках сапфира с использованием технологии двумерного зародышевого слоя с последующим ростом широкозонного буфера, прозрачного для излучения GaN/AlGaIn КЯ. При росте каждого барьера или КЯ в РБС использовались идентичные условия. Детали роста описаны в работах [27,29]. Рост нитридных структур на подложках сапфира имеет ряд особенностей, связанных с разницей в постоянных решетки и температурных коэффициентах расширения. Использование зародышевых слоев позволяет снять большую часть рассогласования по параметру решетки, но при росте толстых слоев все же накапливаются упругие напряжения, приводящие к изгибу растущей структуры.

Так как оптимальные условия для роста InGaN и GaN отличаются существенно, в частности температурой, то изменение температуры приводит к существенному изменению изгиба. Изгиб подложки в свою очередь сильно влияет на температуру поверхности и вхождение индия [51]. Поэтому обычно условия роста подбираются так, чтобы InGaN КЯ выращивались при близкой к нулевой кривизне поверхности (рис. 1). Однако такие условия роста приводят к существенным значениям кривизны поверхности при росте GaN, которая еще и изменяется в течение роста. Кроме того, при газовой фазной эпитаксии возможно осаждение депозитов на поверхностях реактора, что приводит к снижению температуры поверхности растущего слоя при неизменной температуре подложкодержателя. Скорость роста GaN растет со снижением температуры поверхности [52], это изменение не столь значительно, 0.1–0.2%/°C, и в большинстве приборных структур этим изменением можно пренебречь, но в ситуации, когда необходимо выращивать очень толстые структуры с максимальным контролем толщины в каждом слое, это может создавать проблемы. Описанные выше особенности существенно

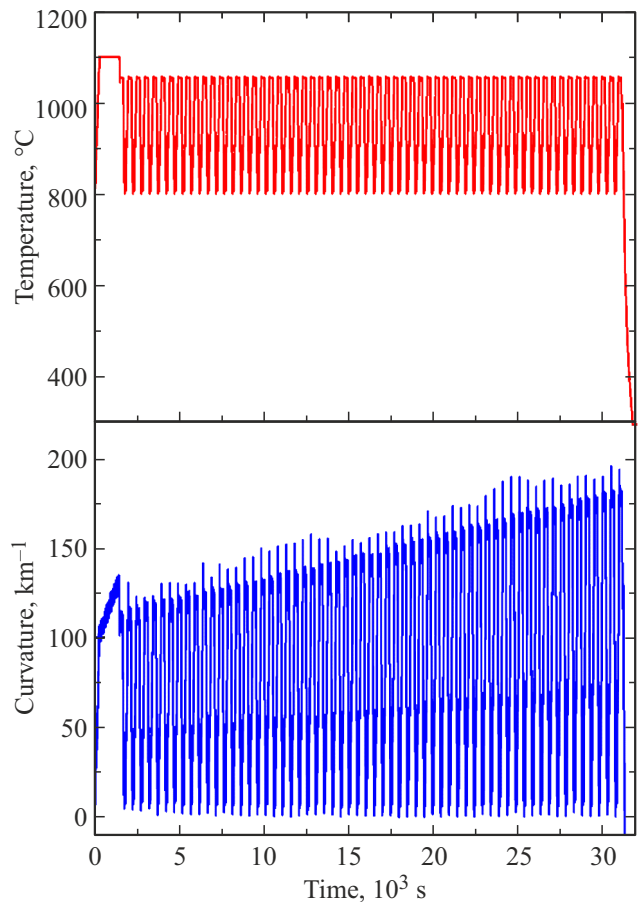


Рис. 1. Изменение температуры подложкодержателя (красная линия) и кривизны поверхности гетероструктуры (синяя линия) в процессе роста структуры, содержащей 100 InGaN/GaN КЯ.

меньше проявляются для структур GaN/AlGaIn, так как рост производится при постоянной температуре подложкодержателя, хотя проблема изменения кривизны подложки при увеличении толщины слоя остается и в этом случае.

Спектры отражения от исследуемых образцов регистрировались при различных углах падения света. Все измерения были выполнены для s - и p -поляризаций света при комнатной температуре. Источником света выступала лампа фирмы „Hamamatsu Photonics K.K.“ модели L6565, свет от которой проходил через поляризатор. В качестве поляризатора была использована призма Глана–Тейлора. Для фокусировки света в небольшое пятно на образце применялись линзы из кварцевого стекла. Запись спектральных характеристик осуществлялась с помощью оптического волокна Ocean Optics типа „solarization resistant“ и спектрометра Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR.

Численное моделирование оптических свойств РБС было выполнено с применением метода матриц переноса. В данном подходе каждый слой всей эпитаксиальной системы описывается матрицей переноса, которая связывает амплитуды входящих и исходящих электромагнитных волн. Матрицы переноса через интерфейсы гетероструктуры определяются формулами Френеля. Матрицы переноса через слои с квазидвумерными экситонами формировались на основе амплитудных коэффициентов отражения и пропускания для экситона в одиночной КЯ [5]. Более детальное описание данной методики расчетов можно найти в работах [29,31].

3. Пространственный беспорядок

На рис. 2 продемонстрированы экспериментальные и расчетные спектры резонансного оптического отражения от РБС из 30 (рис. 2, *a*), 60 (рис. 2, *b*) и 100 (рис. 2, *c*) КЯ (In,Ga)N/GaN. Углы падения p -поляризованного света подобраны таким образом, чтобы одновременно выполнялись условия экситонного и брэгговского резонансов. Мы не используем антиотражающих покрытий, поэтому во всех спектрах наблюдается фоновое отражение, зависящее от угла падения в соответствии с формулами Френеля. Также в спектрах наблюдаются осцилляции Фабри–Перо, обусловленные отражением на интерфейсах воздух/GaN и GaN/сапфир. Эти осцилляции постепенно затухают в коротковолновой области спектров отражения из-за поглощения в КЯ (In,Ga)N и барьерах GaN. Ниже края фундаментального поглощения КЯ (< 363 нм) осцилляции Фабри–Перо полностью исчезают.

На рис. 2 вместе с экспериментальными спектрами отражения (сплошные черные линии) представлены расчетные спектры отражения с учетом экситонных эффектов в КЯ (пунктирные красные линии). Расчетные кривые довольно точно согласуются с экспериментальными спектрами отражения, демонстрируя все важные

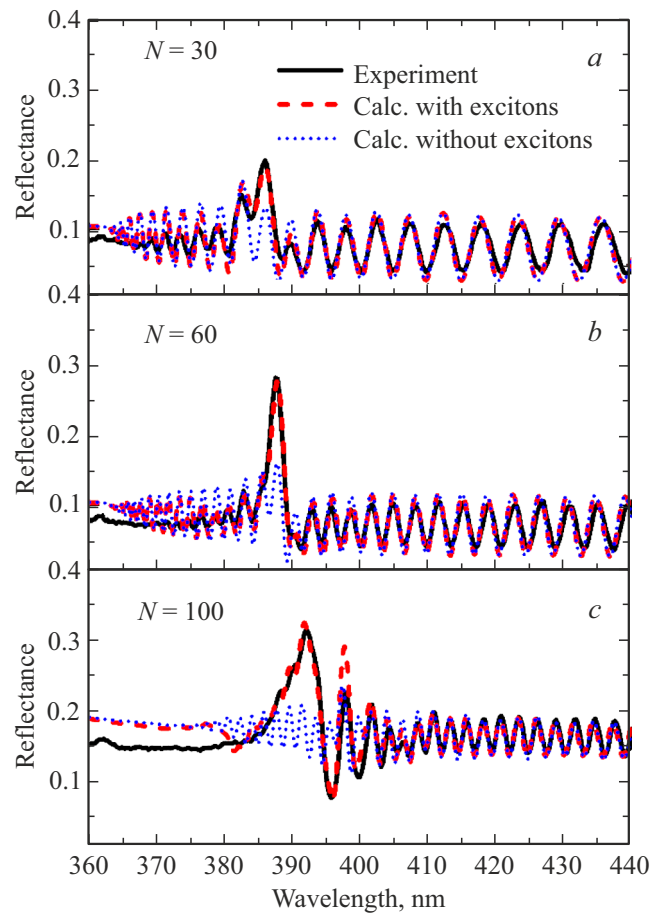


Рис. 2. Экспериментальные (сплошные черные линии), расчетные с экситонами в КЯ (пунктирные красные линии) и расчетные без учета экситонного вклада (точечные синие линии) спектры резонансного оптического отражения от РБС из 30 (*a*), 60 (*b*) и 100 (*c*) КЯ (In,Ga)N/GaN соответственно. Углы падения света составляют 50, 50 и 20° для РБС из 30 (*a*), 60 (*b*) и 100 (*c*) КЯ (In,Ga)N/GaN соответственно. Комнатная температура, p -поляризация света. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

спектральные особенности. Параметры экситонов в расчетах: резонансная энергия экситона $\hbar\omega_0 = 3.24$ эВ для РБС из 30 и 60 КЯ InGaIn и $\hbar\omega_0 = 3.15$ эВ для РБС из 100 КЯ InGaIn; параметр радиационного затухания $\hbar\Gamma_0 = 0.22 \pm 0.02$ мэВ и параметр нерадиационного затухания $\hbar\Gamma = 40 \pm 5$ мэВ для всех исследуемых РБС.

На рис. 2 также показаны результаты расчетов без учета экситонного вклада в спектры отражения (т.е. $\Gamma_0 = 0$) при всех остальных параметрах, остающихся одинаковыми для всех структур. Из сравнения спектров отражения с учетом (пунктирные красные линии) и без учета (точечные синие линии) экситонных эффектов следует вывод, что оптическая решетка квазидвумерных экситонов вносит существенный вклад в резонансный оптический отклик РБС с КЯ (In,Ga)N/GaN.

Резонансное оптическое отражение от РБС из 30 КЯ (In,Ga)N/GaN довольно слабое (рис. 2, *a*), по-

сколькунерадиационная ширина экситонного резонанса Γ значительно превышает радиационную ширину $30 \Gamma_0$ при комнатной температуре. Существенное усиление резонансного оптического отражения при комнатной температуре экспериментально наблюдается в РБС из 60 КЯ (In,GaN)/GaN (рис. 2, *b*). Согласно уравнению (1), дальнейшее увеличение числа КЯ в РБС N должно привести к еще большему усилению резонансных оптических характеристик.

В спектре резонансного оптического отражения от РБС из 100 КЯ (In,GaN)/GaN наблюдаются несколько спектрально разделенных максимумов отражения (рис. 2, *c*). При этом максимальный коэффициент отражения над фоновым уровнем для РБС из 100 КЯ (In,GaN)/GaN оказывается таким же, как для РБС из 60 КЯ (In,GaN)/GaN (рис. 2, *b*). Для того чтобы описать наблюдаемую дифракционную картину в спектре отражения на рис. 2, *c*, в расчете РБС из 100 КЯ задавалась десятью структурными наборами по 10 подряд идущих строго периодичных КЯ. Толщина слоя InGaN во всей РБС не меняется и составляет 2.5 нм. Количественно пространственный беспорядок в РБС можно описать с помощью нормированного стандартного отклонения S :

$$S = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (d_i - \bar{d})^2}, \quad (2)$$

где d_i — толщина i -го слоя, \bar{d} — средняя арифметическая толщина слоя, n — количество слоев в структуре. Для расчетных спектров отражения, изображенных на рис. 2, *c*, параметр S составляет 1.54%. Отметим, что экспериментально наблюдаемое усиление отражения света от РБС из 30 и 60 КЯ (In,GaN)/GaN (рис. 2, *a* и *b*) удается описать в рамках строго эквидистантной модели ($S = 0$).

На рис. 3 представлены спектры резонансного оптического отражения от РБС из 100 КЯ (In,Ga)N/GaN с различным значением нормированного стандартного отклонения S . Все спектры рассчитаны для p -поляризованного света, падающего под углом 20° при комнатной температуре. Последовательность наборов и величина $(d_i - \bar{d})/(d_j - \bar{d})$ в расчетах остаются постоянными для любой пары i и j .

Из рис. 3 видно, что максимальный коэффициент оптического отражения наблюдается для строго эквидистантной РБС из 100 КЯ (In,GaN)/GaN ($S = 0\%$). С возрастанием пространственного беспорядка в РБС резонансный пик отражения света от РБС несущественно уменьшается по амплитуде и увеличивается по ширине. Кроме того, пик отражения смещается в область коротких длин волн ($S = 0.5\%$). Данное смещение объясняется преимущественным уменьшением толщин барьеров первых структурных наборов по 10 КЯ. В целом резонансный спектр отражения от РБС оказывается довольно устойчивым к такому небольшому беспорядку $\sim 0.5\%$.

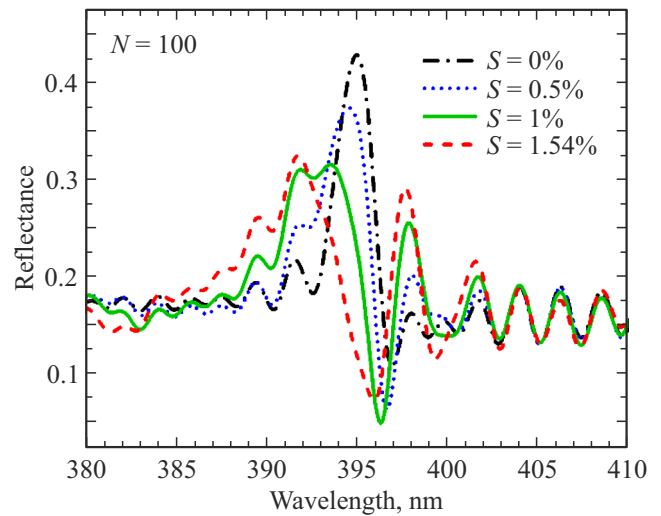


Рис. 3. Расчетные спектры резонансного оптического отражения от РБС из 100 КЯ (In,Ga)N/GaN с различным значением стандартного отклонения S . Угол падения света 20° , комнатная температура, p -поляризация света.

Спектр резонансного оптического отражения от РБС претерпевает значительную трансформацию, когда пространственный беспорядок составляет $\sim 1\%$. Теперь вместо одного пика отражения наблюдается два более слабых пика спектрально разделенных друг относительно друга. Такой пространственный беспорядок для РБС оказывается критическим, поскольку приводит к трансформации одной сверхизлучающей моды в многомодовый спектр [32]. Дальнейшее увеличение пространственного беспорядка в РБС приводит к увеличению числа мод отражения, распределенных по спектру. Так как спектральная плотность мод пропорциональна числу осцилляторов в конечной РБС, критический беспорядок, определяемый переходом в многомодовый режим, оказывается обратно пропорционален числу КЯ в РБС. Это приводит к тому, что РБС, составленная из большого числа КЯ, оказывается существенно чувствительнее к пространственному беспорядку [32]. Данный результат подтверждается экспериментальными данными, представленными на рис. 2. Наличие пространственного беспорядка оказывается критически важным для РБС из 100 КЯ (In,GaN)/GaN, в то время как для РБС из 30 и 60 КЯ (In,GaN)/GaN это оказывается несущественным.

Также стоит отметить, что повышенная чувствительность РБС с большим числом КЯ к пространственному беспорядку не является исключительной для материальной системы, применяемой в нашем исследовании. В работе [15] было установлено, что для сильного резонансного оптического отражения от РБС из рекордных 210 КЯ (In,Ga)As/GaAs ошибка в периодичности последовательности КЯ должна быть меньше одного-двух монослоев. Можно заключить, что усиление резонансных оптических свойств РБС, определяемых величиной $N\Gamma_0$,

путем безграничного увеличения числа КЯ оказывается невозможным.

4. Энергетический беспорядок

Экситонные состояния в КЯ (In,Ga)N имеют значительное неоднородное уширение, которое вызвано флуктуациями ширины и химического состава КЯ [53]. Данные явления должны быть существенно уменьшены в КЯ GaN с барьерами (Al,Ga)N, поскольку в этом случае материал КЯ является бинарным соединением. Однако будет присутствовать некоторое неоднородное уширение экситонных состояний КЯ GaN из-за проникновения волновых функций электронов и дырок в барьеры (Al,Ga)N. Исследуемые КЯ (In,Ga)N/GaN и GaN/(Al,Ga)N обладают достаточной глубиной, чтобы обеспечить высокую степень локализации волновой функции внутри КЯ, поэтому композиционный беспорядок внутри КЯ вызывает существенно большую неоднородную ширину экситонного состояния в КЯ по сравнению с беспорядком в барьерах.

На рис. 4 продемонстрированы экспериментальные и расчетные спектры отражения *s*-поляризованного света, падающего под углами 30° (рис. 4, *a*) и 60° (рис. 4, *b*), от РБС из 30 КЯ GaN/(Al,Ga)N. Во всех спектрах отражения в длинноволновой части спектра расположены уже упомянутые осцилляции Фабри-Перо, которые затухают по мере приближения к краю фундаментального поглощения материала барьера $\text{Al}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{N}$ (337 нм). Также на рис. 4 оранжевой штриховой линией обозначена длина волны экситонного резонанса (354 нм).

На рис. 4, *a* на фоне осцилляций Фабри-Перо отчетливо виден брэгговский пик отражения от периодической структуры. Из сравнения экспериментального спектра отражения (сплошная черная линия) с расчетным спектром без учета экситонного вклада (точечная синяя линия) видно, что экситоны в КЯ вносят довольно слабый вклад в отражение света, поскольку не выполнено условие двойного экситонно-брэгговского резонанса. При увеличении угла падения света на РБС пик отражения смещается в область коротких длин волн согласно закону Вульфа–Брэгга (рис. 4, *b*). Данный угол падения соответствует выполнению брэгговского условия вблизи экситонного резонанса. В этом случае в спектре отражения от РБС из 30 КЯ GaN/(Al,Ga)N наблюдается сверхизлучающая экситон-поляритонная мода, формирование которой сопровождается увеличением амплитуды и полуширины резонансной полосы отражения.

На рис. 4 расчетные спектры отражения с учетом экситонов в КЯ (пунктирные красные линии) достаточно точно совпадают с экспериментальными спектрами (сплошные черные линии), демонстрируя все ключевые спектральные особенности. Параметры экситонов в расчетах: резонансная энергия экситона $\hbar\omega_0 = 3.5$ эВ, параметр радиационного затухания

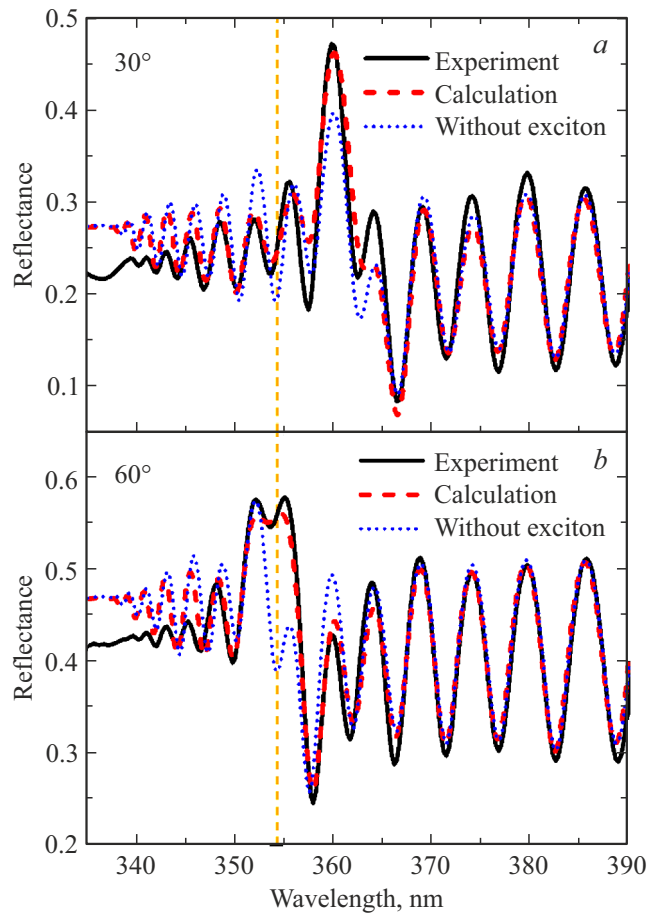


Рис. 4. Экспериментальные (сплошные черные линии), расчетные с экситонами в КЯ (пунктирные красные линии) и расчетные без учета экситонного вклада (точечные синие линии) спектры резонансного оптического отражения от РБС из 30 КЯ GaN/(Al,Ga)N. Угол падения света составляет 30° (*a*) и 60° (*b*). Резонансная длина волны экситонного резонанса, полученная из расчета, показана оранжевой штриховой вертикальной линией. Комнатная температура, *s*-поляризация света.

$\hbar\Gamma_0 = 0.4 \pm 0.02$ мэВ и параметр нерадикационного затухания $\hbar\Gamma = 40 \pm 5$ мэВ. Радиационное затухание экситона $\hbar\Gamma_0$ является ключевым параметром концепции РБС и составляет 0.02–0.03 мэВ для КЯ (In,Ga)As/GaAs [12], 0.03–0.04 мэВ для КЯ GaAs/(Al,Ga)As [22], 0.04 мэВ для КЯ InAs/GaAs [16], 0.05 мэВ для КЯ In(As,P)/InP [10], 0.1 мэВ для КЯ CdTe/(Cd,Zn)Te [7], 0.2 мэВ для КЯ (In,Ga)N/GaN [29,32] и 0.4 мэВ для КЯ GaN/(Al,Ga)N [34]. Отметим, что при равных значениях нерадикационного затухания при комнатной температуре параметр радиационного затухания в КЯ GaN оказывается в 2 раза больше, чем в КЯ (In,Ga)N.

В теоретической работе [54] авторы исследовали времена радиационного распада экситонов в КЯ, когда материал КЯ или окружающих ее барьеров состоит из твердого раствора со случайным распределением компонентов. Было установлено, что наименьшее время радиационного распада квазидвумерного экситона прямо

пропорционально неоднородному уширению экситонной линии в поглощении. Это приводит к тому, что композиционный беспорядок вызывает уменьшение параметра Γ_0 . Из сравнения наших экспериментальных результатов для КЯ (In,Ga)N/GaN и GaN/(Al,Ga)N это уменьшение составляет ~ 0.2 мэВ.

Авторы работы [55] теоретически исследовали влияние неоднородного уширения на экситонно-световую связь в одиночной КЯ и РБС с помощью полуклассической модели. Предполагалось, что неоднородное уширение квазидвумерного экситона можно описать гауссовой функцией распределения. Расчеты предсказывают существенное уменьшение радиационной ширины сверхизлучающей моды РБС при большом неоднородном уширении. Данные расчеты подтверждают наши результаты экспериментальных исследований КЯ (In,Ga)N/GaN и GaN/(Al,Ga)N.

Можно заключить, что одним из наиболее важных факторов, понижающих радиационное затухание Γ_0 в КЯ (In,Ga)N, являются флуктуации состава. Это явление значительно уменьшено в случае КЯ GaN с барьерами (Al,Ga)N. Для РБС с КЯ GaN/(Al,Ga)N мы экспериментально получили рекордно высокие значения параметра $\hbar\Gamma_0 = 0.4$ мэВ.

5. Заключение

В данной статье представлены результаты влияния пространственного и энергетического беспорядка на спектры отражения от РБС на основе III-N. Мы показали, что резонансный оптический отклик РБС, составленной из большого числа КЯ (In,Ga)N, критически подвержен влиянию пространственного беспорядка, который может быть связан с флуктуациями скорости роста при выращивании структур большой толщины. По этой причине усиление резонансных свойств РБС посредством безграничного увеличения числа КЯ в системе невозможно.

Мы получили рекордное значение радиационного затухания экситона в РБС из КЯ GaN по сравнению с другими материальными системами. Увеличение радиационного затухания экситона в КЯ GaN в 2 раза по сравнению с КЯ InGaN обусловлено уменьшением неоднородного уширения экситонного состояния. По этой причине разработка РБС из КЯ GaN позволяет усилить резонансные оптические свойства, не меняя количества КЯ в РБС.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. González-Tudela, A. Reiserer, J.J. García-Ripoll, F.J. García-Vidal. *Nature Rev. Phys.*, **6** (3), 166 (2024).
- [2] N. Rivera, I. Kaminer. *Nature Rev. Phys.*, **2** (10), 538 (2020).
- [3] S. Luo, H. Zhou, L. Zhang, Z. Chen. *Appl. Phys. Rev.*, **10** (1), 011316 (2023).
- [4] H.M. Gibbs, G. Khitrova, S.W. Koch. *Nature Photonics*, **5** (5), 273 (2011).
- [5] Е.Л. Ивченко, А.И. Несвижский, С. Йорда. *ФТТ*, **36** (7), 2118 (1994). [E.L. Ivchenko, A.I. Nesvizhskii, 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] Y. Merle d'Aubigne, A. Wasiela, H. Mariette, T. Dietl. *Phys. Rev. B*, **54** (19), 14003 (1996).
- [8] Е.Л. Ивченко, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Д.Р. Яковлев, А. Ваар, В. Оссай, Г. Ландвер. *ФТТ*, **39** (11), 2072 (1997). [E.L. Ivchenko, V.P. Kochereshko, A.V. Platonov, D.R. Yakovlev, A. Waag, W. Ossau, G. Landwehr. *Phys. Solid State*, **39** (11), 1852 (1997). <https://doi.org/10.1134/1.1130188>]
- [9] J. Sadowski, H. Mariette, A. Wasiela, R. Andre, Y. Merle d'Aubigne, T. Dietl. *Phys. Rev. B*, **56** (4), R1664 (1997).
- [10] W. Yan, X.M. Li, T. Wang. *Optics Commun.*, **285** (24), 4759 (2012).
- [11] M. Hübner, J. Kuhl, T. Stroucken, A. Knorr, S.W. Koch, R. Hey, K. Ploog. *Phys. Rev. Lett.*, **76** (22), 4199 (1996).
- [12] 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).
- [13] G.R. Hayes, J.L. Staehli, U. Oesterle, B. Deveaud, R.T. Phillips, C. Ciuti. *Phys. Rev. Lett.*, **83** (14), 2837 (1999).
- [14] J.P. Prineas, C. Ell, E.S. Lee, G. Khitrova, H.M. Gibbs, S.W. Koch. *Phys. Rev. B*, **61** (20), 13863 (2000).
- [15] J.P. Prineas, C. Cao, M. Yildirim, W. Johnston, M. Reddy. *J. Appl. Phys.*, **100** (6), 063101 (2006).
- [16] 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).
- [17] 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).
- [18] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, Т. Holden. *ФТП*, **40** (12), 1466 (2006). [V.V. Chaldyshev, A.S. Shkol'nik, V.P. Evtikhiev, T. Holden. *Semiconductors*, **40** (12), 1432 (2006). <https://doi.org/10.1134/S1063782606120116>]
- [19] В.В. Чалдышев, А.С. Школьник, В.П. Евтихийев, 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>]
- [20] 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).
- [21] V.V. Chaldyshev, Y. Chen, A.N. Poddubny, A.P. Vasilev, Z. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **98** (7), 073112 (2011).
- [22] В.В. Чалдышев, Е.В. Кунделев, Е.В. Никитина, А.Ю. Егоров, А.А. Горбачевич. *ФТП*, **46** (8), 1039 (2012). [V.V. Chaldyshev, E.V. Kundelev, E.V. Nikitina, A.Yu. Egorov, A.A. Gorbachevich. *Semiconductors*, **46** (8), 1016 (2012). <https://doi.org/10.1134/S1063782612080052>]
- [23] 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).
- [24] 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).

- [25] A.C. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников, М.А. Яговкина. ФТТ, **55** (9), 1706 (2013). [A.S. Bolshakov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina. Phys. Solid State, **55** (9), 1817 (2013). <https://doi.org/10.1134/S1063783413090059>]
- [26] В.В. Чалдышев, А.С. Большаков, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников. ФТП, **49** (1), 6 (2015). [V.V. Chaldyshev, A.S. Bolshakov, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov, M.A. Yagovkina. Semiconductors, **49** (1), 4 (2015). <https://doi.org/10.1134/S1063782615010042>]
- [27] 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).
- [28] A.C. Большаков, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников. ФТП, **50** (11), 1451 (2016). [A.S. Bolshakov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Semiconductors, **50** (11), 1431 (2016). <https://doi.org/10.1134/S1063782616110051>]
- [29] 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).
- [30] 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).
- [31] A.A. Иванов, В.В. Чалдышев, Е.Е. Заварин, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, А.Ф. Цацульников. ФТП, **55** (9), 733 (2021). [A.A. Ivanov, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, V.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Semiconductors, **55** (Suppl. 1), S49 (2021). <https://doi.org/10.1134/S1063782621090074>]
- [32] A.A. Иванов, 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).
- [33] A.A. Иванов, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **125** (19), 191105 (2024).
- [34] A.A. Иванов, V.V. Chaldyshev, E.E. Zavarin, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.F. Tsatsulnikov. Appl. Phys. Lett., **123** (12), 121106 (2023).
- [35] A. David, C. Weisbuch. Phys. Rev. Res., **4** (4), 043004 (2022).
- [36] C. Weisbuch, S. Nakamura, Y.-R. Wu, J.S. Speck. Nanophotonics, **10** (1), 3 (2020).
- [37] A. Di Vito, A. Pecchia, A. Di Carlo, M. Auf der Maur. J. Appl. Phys., **128** (4), 041102 (2020).
- [38] C.M. Jones, C.-H. Teng, Q. Yan, P.-C. Ku, E. Kioupakis. Appl. Phys. Lett., **111** (11), 113501 (2017).
- [39] A. Di Vito, A. Pecchia, A. Di Carlo, M. Auf der Maur. Phys. Rev. Appl., **12** (1), 014055 (2019).
- [40] S.Y. Karpov. Photonics Res., **5** (2), A7 (2017).
- [41] D.S.P. Tanner, J.M. McMahon, S. Schulz. Phys. Rev. Appl., **10** (3), 034027 (2018).
- [42] A. David, N.G. Young, M.D. Craven. Phys. Rev. Appl., **12** (4), 044059 (2019).
- [43] D.S.P. Tanner, M.A. Caro, E.P. O'Reilly, S. Schulz. RSC Adv., **6** (69), 64513 (2016).
- [44] M. O'Donovan, P. Farrell, J. Moatti, T. Streckenbach, T. Koprucki, S. Schulz. Phys. Rev. Appl., **21** (2), 024052 (2024).
- [45] M. Piccardo, C.-K. Li, Y.-R. Wu, J.S. Speck, B. Bonef, R.M. Farrell, M. Filoche, L. Martinelli, J. Peretti, C. Weisbuch. Phys. Rev. B, **95** (14), 144205 (2017).
- [46] J. Liu, H. Liang, X. Xia, Q. Abbas, Y. Liu, Y. Luo, Y. Zhang, L. Yan, X. Han, G. Du. J. Alloys Compd., **735**, 1239 (2018).
- [47] P. Sohi, J.-F. Carlin, N. Grandjean. Appl. Phys. Lett., **112** (26), 262101 (2018).
- [48] M. Auf der Maur, A. Pecchia, G. Penazzi, W. Rodrigues, A. Di Carlo. Phys. Rev. Lett., **116** (2), 027401 (2016).
- [49] C.-K. Li, M. Piccardo, L.-S. Lu, S. Mayboroda, L. Martinelli, J. Peretti, J.S. Speck, C. Weisbuch, M. Filoche, Y.-R. Wu. Phys. Rev. B, **95** (14), 144206 (2017).
- [50] H.-H. Chen, J.S. Speck, C. Weisbuch, Y.-R. Wu. Appl. Phys. Lett., **113** (15), 153504 (2018).
- [51] F. Brunner, V. Hoffmann, A. Knauer, E. Steimetz, T. Schenk, J.-T. Zettler, M. Weyers. J. Cryst. Growth, **298**, 202 (2007).
- [52] A. Touré, I. Halidou, Z. Benzarti, T. Boufaden. Microelectronics J., **40** (2), 363 (2009).
- [53] S. Schulz, M.A. Caro, C. Coughlan, E.P. O'Reilly. Phys. Rev. B, **91** (3), 035439 (2015).
- [54] A.L. Efros, C. Wetzel, J.M. Worlock. Phys. Rev. B, **52** (11), 8384 (1995).
- [55] L.C. Andreani, G. Panzarini, A.V. Kavokin, M.R. Vladimirova. Phys. Rev. B, **57** (8), 4670 (1998).

Редактор Г.А. Оганесян

Effect of disorder on the optical properties of resonant Bragg structures based on III-N

A.A. Ivanov¹, V.V. Chaldyshev¹, E.E. Zavarin¹, A.V. Sakharov¹, W.V. Lundin¹, A.F. Tsatsulnikov²

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 influence of spatial and energetic disorder on the formation of the superradiant exciton-polariton mode in the reflectance spectra of resonance Bragg structures at room temperature was investigated. The existence of a limitation on the number of InGaN quantum wells in the resonance Bragg structures caused by the critical spatial disorder has been discovered. This disorder determines the transformation of a single superradiant optical mode into a multimode spectrum. A record high exciton oscillator strength in the GaN quantum well has been experimentally achieved compared to other material systems. The increase in the exciton oscillator strength in the GaN quantum well compared to the InGaN quantum well is explained mainly by a decrease in the inhomogeneous broadening of the exciton state.