

Спектры краевой фотолюминесценции и интенсивность линий внутрицентровых $f-f$ -переходов в кристаллах GaN, легированных Er, Sm

© В.В. Криволапчук, В.В. Лундин, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.В. Родин, Н.М. Шмидт

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

E-mail: vlad.krivol@mail.ioffe.ru, margaret.m@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 14 июля 2003 г.)

В окончательной редакции 1 сентября 2003 г.)

Представлены результаты исследований легирования редкоземельными ионами (РЗИ) кристаллов GaN с разной степенью совершенства мозаичной структуры, полученных различными методами (HVPE и MOCVD). На основании анализа вида спектров фотолюминесценции до и после легирования установлено, что при уменьшении концентрации дефектов происходят внутрицентровые $f-f$ -переходы, характерные для РЗИ: 1.54 и $0.54 \mu\text{m}$ — Er^{3+} , $0.72 \mu\text{m}$ — Sm^{2+} . Внутрицентровые $f-f$ -переходы РЗИ, как правило, наблюдаются в эпитаксиальных слоях с хорошо сросшимися и отрелаксировавшими доменами и отсутствуют в случае наличия мозаичной структуры, имеющей не полностью сросшиеся домены в приповерхностной части эпитаксиального слоя. Наблюдался эффект геттерирования дефектов в исследованных кристаллах при легировании РЗИ.

Легирование широкозонного прямозонного нитрида галлия (GaN) редкоземельными ионами (РЗИ) — GaN(РЗИ) — позволяет рассматривать этот полупроводник в качестве материала при создании приборов для визуализации информации, в том числе приборов для оптоволоконной связи в случае использования Er в качестве легирующего компонента [1]. Известно, что фотолюминесценция (ФЛ) на длине волны $1.54 \mu\text{m}$ (соответствующая минимальным потерям в оптическом волокне) при комнатной температуре наблюдается при легировании GaN(Er), что дает возможность создания $p-i-n$ -структур на GaN(Er)-основе, работающих при $T = 300 \text{ K}$. Возможности практического применения были обнаружены и для другого перехода Er^{3+} с длиной волны излучения, равной $540-560 \text{ nm}$, т.е. в зеленой области спектра.

Несмотря на большие успехи, достигнутые при изучении данного материала (GaN(Er)), в настоящее время существует ряд сложностей, связанных с недостаточно высокой величиной квантового выхода излучения как на длине волны, характерной для излучения на связанном экситоне, т.е. при энергии $E = 3.463 \text{ eV}$ (358 nm) и $E = 2.29 \text{ eV}$ (540 nm), так и в ИК-области спектра, т.е. при $E = 0.82 \text{ eV}$ ($1.54 \mu\text{m}$). Было показано также, что лишь 1% Er от общей концентрации введенной в полупроводниковую матрицу примеси является оптически активным [2]. Именно поэтому используется ко-допирование (введение дополнительных примесей), в частности Mg, с целью образования комплексов с большим сечением захвата носителей [3], что обеспечивает высокую эффективность передачи электронного возбуждения ионам Er. При этом желательно исключить другие каналы рекомбинации инжектированных в матрицу электронов. Одним из наиболее эффективных каналов излучательной рекомбинации в кристаллах GaN

является донорно-акцепторная рекомбинация, о чем свидетельствует наличие широкой полосы в спектрах ФЛ при $E = 3.09-3.26 \text{ eV}$. Эта полоса излучения называется донорно-акцепторной ФЛ (Д-А ФЛ), она обусловлена наличием мелких донорно-акцепторных пар, глубина залегания которых, согласно многочисленным оценкам, для доноров составляет 25 meV , а для акцепторов — $220-240 \text{ meV}$ [4]. В [5] наличие Д-А ФЛ было обнаружено в кристаллах GaN, легированных Mg, а в [4] — в нелегированных кристаллах. Появление Д-А ФЛ при легировании Mg авторы указанных выше работ связывают с неоднородным распределением примеси и ее взаимодействием с дефектами исходного кристалла. В случае нелегированного материала появление Д-А ФЛ может свидетельствовать о наличии неконтролируемых примесей и их взаимодействии с дефектами роста кристалла [6]. Рост эпитаксиального слоя сопровождается процессами сращивания стенок доменов с одновременным захватом таких примесей, как кислород, кремний, углерод, создающих в нитридах центры, являющиеся мелкими донорами. Следовательно, в такой системе в зависимости от условий роста, формирования зародышевого слоя и степени сращивания доменов образуется широкий спектр примесных комплексов с собственными дефектами. При этом возможно пространственное разделение дефектов донорного и акцепторного типа напряженными стенками не полностью отрелаксировавшей доменной структуры. Все эти структурные особенности создают благоприятные условия для возникновения Д-А ФЛ.

До сих пор не рассматривался вопрос о том, какие уровни (донорные или акцепторные) создают РЗИ при легировании ими полупроводниковой матрицы GaN: нет данных и относительно дефектов, создаваемых РЗИ в запрещенной зоне этой матрицы [7,8].

Целью настоящей работы является выяснение влияния особенностей системы протяженных дефектов (в частности, степени совершенства мозаичной структуры) в исходных слоях GaN, легированных РЗИ, на формирование спектров близкраевой ФЛ (БК ФЛ) и Д-А ФЛ матрицы, внутрицентровых $f-f$ -переходов РЗИ, а также установление взаимной корреляции этих спектров.

1. Эксперимент

Исходные кристаллы были получены различными методами: методом газофазного эпитаксиального роста в открытой хлоридной системе (HVPE) и методом разложения металлоорганических смесей (MOCVD). Исследования проводились на двух группах образцов с разной степенью совершенства мозаичной структуры: в первой группе мозаичная структура имела не полностью сросшиеся домены в приповерхностной части эпитаксиального слоя; во второй наблюдались эпитаксиальные слои с хорошо сросшимися и отрелаксировавшими доменами.

В данной работе использовались два РЗИ — Er, Sm. Использование Sm в качестве легирующего компонента обусловлено тем, что в отличие от Er, который проявляет, как правило, одно зарядовое состояние $3+$, Sm проявляет два зарядовых состояния: $2+$ и $3+$. Оба легирующих компонента (Er, Sm) вводились методом диффузии, как и в работах [9,10]. Диффузия примеси в образцах первой и второй групп определяется различными механизмами. В образцах первой группы она связана с межзеренными границами (с наличием на границах зерен напряженных и оборванных связей Ga-N, N-H), в образцах второй группы она осуществляется по дислокациям и дефектам в кристаллах.

Для возбуждения ФЛ использовался азотный лазер (3371 \AA). Регистрация спектров ФЛ производилась методом времякоррелированного счета фотонов с помощью спектрометра СДЛ-2. Для корректного сравнения спектров излучения разных образцов контролируемые параметры — угол падения луча, интенсивность возбуждения, температура — были постоянными. Температура измерений равна 77 и 300 K .

2. Результаты и обсуждение

Исследовалось излучение на длинах волн 1.54 и $0.54 \mu\text{m}$ для GaN(Er) и $0.72 \mu\text{m}$ для GaN(Sm), а также в области $0.34-0.43 \mu\text{m}$, соответствующей БК ФЛ. Важными характеристиками являются спектральное положение линии, отвечающей излучению экситона, связанного на мелких дефектах, ее интенсивность и полуширина (полная ширина на полувысоте — FWHM). Поэтому при анализе спектров ФЛ основное внимание уделялось изменению этих характеристик линии БК ФЛ при легировании кристаллов GaN редкоземельными металлами (РЗМ).

В общем случае интенсивность излучения I_r при уровне возбуждения $G = f(I_{\text{ex}})$ зависит от полного времени жизни неравновесных носителей τ . В свою очередь полное время жизни определяется временем излучательной τ_r и безызлучательной τ_{nr} рекомбинации носителей: $\tau^{-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{\text{nr}}^{-1}$. В результате выражение для интенсивности излучения принимает вид $I_r = G/(1 + \tau_r/\tau_{\text{nr}})$. Поскольку для данного материала (GaN) и наших условий эксперимента $\tau_r = \text{const}$, интенсивность излучения зависит от τ_{nr} . Время безызлучательной рекомбинации τ_{nr} определяется захватом (сечение захвата σ_i) экситонов в глубокие состояния (с концентрацией N_i), существование которых обусловлено наличием разнообразных дефектов: $\tau_{\text{nr}}^{-1} = \sum_i v \sigma_i N_i^{\text{NR}}$ (здесь v — тепловая скорость, i — тип дефекта). Отсюда следует, что при одинаковых условиях эксперимента образцы с разной интенсивностью ФЛ различаются прежде всего концентрацией центров безызлучательной рекомбинации, которым отвечают глубокие уровни. Чем меньше концентрация центров (глубоких уровней) безызлучательной рекомбинации N_i^{NR} , тем больше интегральная интенсивность спектров ФЛ, и наоборот. Кроме того, интенсивность излучения с участием локальных центров определяется количеством мелких центров, принимающих участие в формировании линии излучения, N_p и транспортом неравновесных носителей заряда (возбуждения) к центрам захвата (мелким и глубоким), а также их взаимным расположением в решетке. Вследствие этого возможна определенная корреляция между интенсивностью и полушириной линий излучения (D^0, x ; A^0, x).

Действительно, известно, что линия излучения экситонов, связанных на дефектах, является неоднородно уширенной. Неоднородное уширение возникает, поскольку длины волн излучения экситонов, связанных на разных центрах, несколько различаются. Причиной этого различия является дисперсия энергии термоактивации мелких уровней ΔE_{DT} (и, следовательно, связанных на них экситонов) вследствие различных значений локального потенциала V_{loc} в местах расположения мелких дефектов. В результате легирования исходного кристалла РЗИ возможно появление дополнительной концентрации безызлучательных состояний, ограничение транспорта к центрам излучения (D^0 ; A^0) и возникновение неоднородного взаимного распределения мелких и глубоких центров захвата. Это приводит к ограничению количества центров N_p , принимающих участие в формировании линии излучения. Вследствие этого возможно коррелированное (и достаточно существенное) уменьшение интенсивности и полуширины (FWHM) линий излучения (D^0, x ; A^0, x). Такое поведение линий излучения наблюдается (см. далее) при легировании РЗИ (Er и Sm).

Спектры ФЛ кристаллов GaN первой группы с различными величинами отношения интенсивностей БК ФЛ и Д-А ФЛ до и после легирования их Er представлены на рис. 1–4. На этих рисунках кривые a относятся к нелегированным кристаллам, кривые b — к легированным Er.

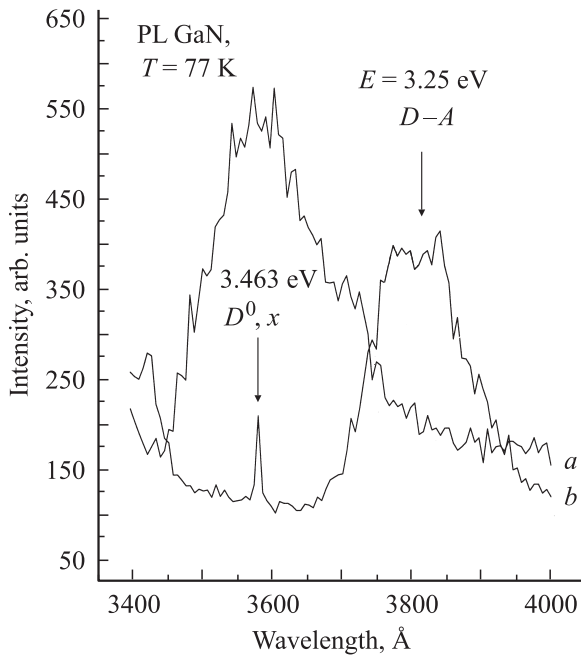


Рис. 1. Изменение ближкрасовой фотолуминесценции кристалла GaN № 1 первой группы, отделенного от подложки. *a* — исходный кристалл, *b* — легированный Er.

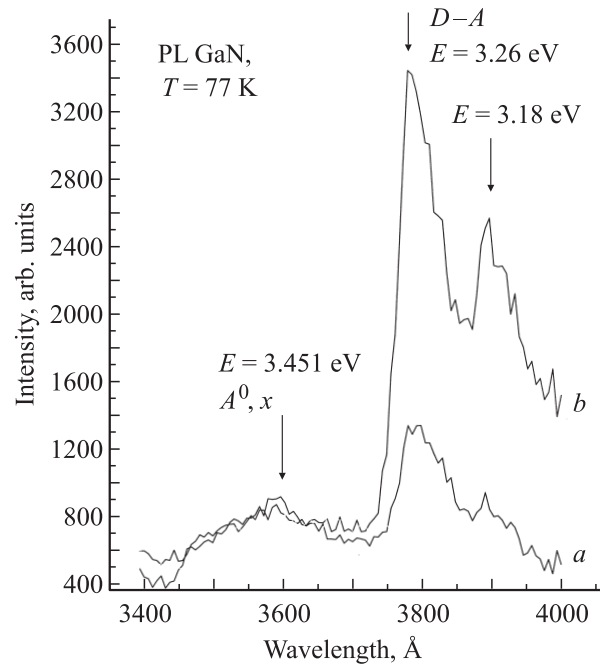


Рис. 3. Влияние легирования Er на донорно-акцепторное излучение в кристалле GaN № 3 первой группы. Обозначение кривых то же, что и на рис. 1.

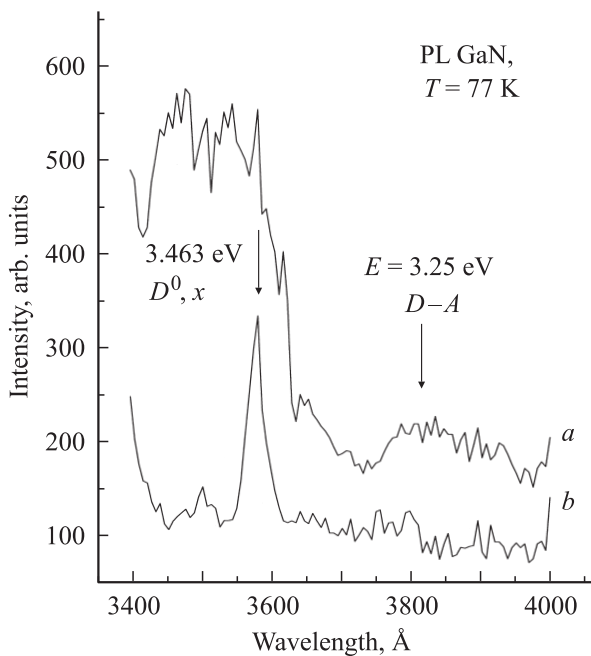


Рис. 2. Изменение ближкрасовой фотолуминесценции кристалла GaN № 2 первой группы, не отделенного от подложки. Обозначение кривых то же, что и на рис. 1.

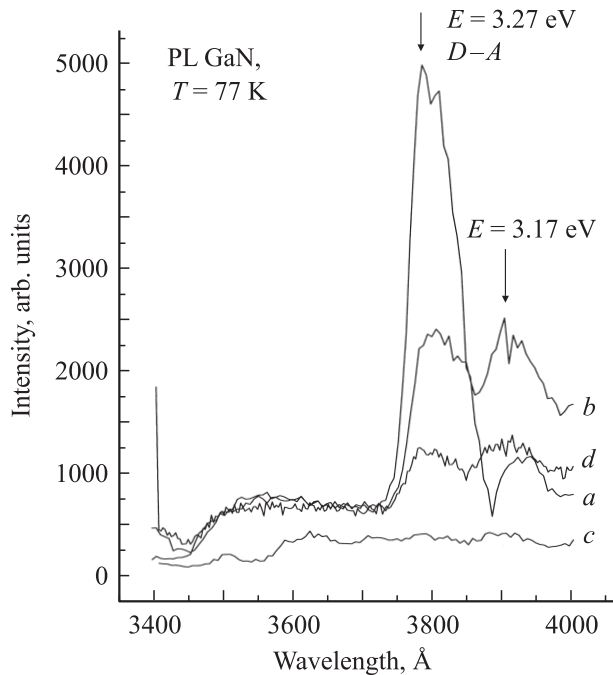


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции кристалла GaN № 4 первой группы. *a* — исходный, *b* — легированный Er, *c* — после полировки, *d* — после полировки и легирования Er.

Образец № 1 отделен от подложки, образцы №2–4 не отделены от подложки и отличаются друг от друга скоростью роста, т.е. размерами кристаллитов и неоднородностью поверхности. Видно, что интенсивность БК ФЛ ($E_{\max} = 3.46$ eV) в нелегированных кристаллах мо-

жет быть как значительно больше интенсивности линий излучения Д-А ФЛ при $E_{\max} = 3.25$ и 3.17 eV (рис. 1 и 2), так и меньше интенсивности Д-А ФЛ (рис. 3 и 4).

После легирования кристаллов Er вид спектров ФЛ изменяется в зависимости от вида спектра исходного

кристалла. В кристалле № 1 (рис. 1) на месте БК ФЛ появляется пик с существенно меньшей величиной FWHM (7.4 meV вместо 181 meV) и со значительно меньшей, чем в исходном кристалле, интенсивностью. (Следует заметить, что такое уменьшение FWHM может также свидетельствовать об уменьшении концентрации носителей [11]). Кроме того, появляется значительно более интенсивная полса Д-А ФЛ, которая формируется за счет существования мелких донорно-акцепторных пар [5]. В исходном кристалле № 2 (рис. 2) отношение интенсивностей БК ФЛ и Д-А ФЛ несущественно отличается от отношения в кристалле № 1. После легирования спектр представляет собой лишь одну линию излучения с максимумом 3.46 eV (БК ФЛ — 358 nm). В обоих кристаллах наблюдается уменьшение как интенсивности излучения БК ФЛ, так и величины FWHM (до 28 meV, исходная величина составляла 300 meV), при этом Д-А ФЛ практически не наблюдается, что указывает на отсутствие мелких акцепторных центров. Таким образом, показано, что напряжения несоответствия (вследствие различия параметров кристаллических решеток подложки и выращенного на ней кристалла) не играют существенной роли в формировании спектров ФЛ. Спектры кристалла № 3, для которого отношение интенсивностей Д-А ФЛ и БК ФЛ больше, чем у предыдущих двух кристаллов, приведены на рис. 3. После легирования вид спектра в области БК ФЛ не меняется, а интенсивность Д-А ФЛ резко увеличивается. Это дает возможность предположить существенное увеличение концентрации мелких акцепторов. Поэтому введение легирующего компонента Er аналогично поведению Mg [12]. Спектры кристалла № 4, для которого интенсивность Д-А ФЛ почти на порядок выше интенсивности БК ФЛ, показаны на рис. 4. В отличие от кристалла № 3 кристалл № 4 имеет меньшие размеры кристаллитов, поскольку он получен при большей скорости роста. После легирования интенсивность Д-А ФЛ уменьшилась, но увеличения интенсивности БК ФЛ, как и в случае кристалла № 3, не наблюдалось. Можно предположить, что в данном кристалле увеличилась либо концентрация глубоких центров, т.е. мелкие уровни стали глубокими, либо концентрация мелких доноров, что аналогично изменениям в GaAs [13]. Причин подобных трансформаций мелких уровней в глубокие (т.е. изменения радиуса локализации) может быть несколько: 1) наличие реконструкции кристаллической решетки; 2) большая концентрация поверхностных и метастабильных состояний; 3) проявление релаксации напряжений, вследствие чего часть примесей (в том числе и введенных) из узлов решетки перешла в межузельное положение, что в конечном счете изменило зарядовое состояние дефектов.

Полученные результаты позволяют предположить, что роль каждой конкретной причины можно выяснить, изменяя как концентрацию примеси, так и концентрацию поверхностных и метастабильных состояний. Для этого необходимо изменять параметры диффузионного процесса, а также режима роста исходных кристаллов.

Поэтому кристалл № 4 был подвергнут дополнительной механической обработке — шлифовке, а затем полировке.

На рис. 1–4 (кривые *c, d*) представлены спектры кристалла № 4, подвергнутого полировке на глубину 20 μm . После полировки линии излучения, характерные для БК ФЛ и Д-А ФЛ, отсутствуют, что свидетельствует об увеличении концентрации центров безызлучательной рекомбинации. После легирования кристалла № 4 (GaN<Er>) в спектрах ФЛ наблюдаются Д-А ФЛ и БК ФЛ, причем интенсивность последней равна ее интенсивности до полировки. Интенсивность Д-А ФЛ превышает интенсивность БК ФЛ. Такое изменение вида спектров (аналогичное изменение представлено на рис. 3, кривая *b*) может свидетельствовать об увеличении концентрации донорно-акцепторных пар, обусловленной трансформированием вкладов различных дефектов матрицы.

Следует отметить, что в длинноволновой области спектра линии излучения, характерные для внутрицентрового $f-f$ -перехода Er^{3+} (0.54 μm), наблюдаются для кристаллов № 1, 2 и отсутствуют в спектрах кристаллов № 3, 4. Линия излучения в ИК-области спектра (1.54 μm) регистрируется для кристалла № 4 (хотя интенсивность линии мала) и отсутствует в случае кристаллов № 1–3. Наличие Д-А ФЛ в кристалле означает дополнительный канал рекомбинации в коротковолновой области спектра. Этот более существенный для рекомбинации канал затрудняет, по всей вероятности, заселение редкоземельных центров, и поэтому в таких кристаллах излучение на длине волны 1.54 μm не появляется. При этом интенсивность линии излучения в зеленой области спектра (0.54 μm) достаточна для регистрации при чувствительности приборов, используемых в данной работе.

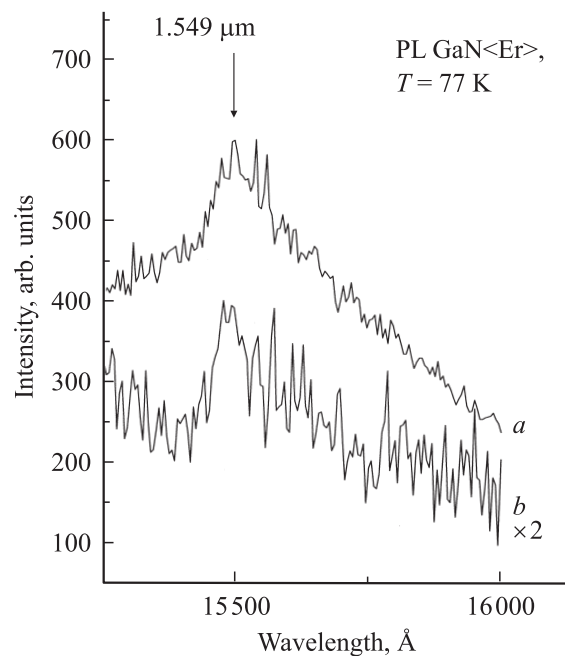


Рис. 5. Спектры излучения в ИК-области кристаллов GaN<Er> второй (*a*) и первой (*b*) групп.

В длинноволновой области спектра ($1.54 \mu\text{m}$) наблюдается ФЛ в кристаллах второй группы, полученных методом МOCVD, в которых отсутствовала полоса Д-А ФЛ (рис. 5, кривая *a*) и, следовательно, отсутствовали дополнительные каналы безызлучательной рекомбинации.

На рис. 5 (кривая *b*) представлен вид спектра ФЛ для кристалла № 4. Видно, что интенсивность линии $1.54 \mu\text{m}$ для кристаллов второй группы значительно выше, чем для кристалла № 4 (первой группы).

Спектры БК ФЛ исходного и легированного кристалла GaN второй группы в коротковолновой области практически одинаковы, т.е. введение легирующего элемента не привело к существенным изменениям вида спектров. Можно предположить по аналогии с работой [14], что наличие полосы Д-А ФЛ связано с неоднородностью морфологии структуры исследуемых кристаллов.

Ранее было показано [9], что в кристаллах GaN(Eu) наблюдается эффект трансформирования мелких состояний в глубокие. Этот эффект был обнаружен при реализации двух зарядовых состояний легирующего компонента — Eu^{2+} , Eu^{3+} , что подтверждается данными измерений зарядового состояния с помощью мессбауэровской спектроскопии [15]. На основании измерений спектров оптического пропускания установлено, что Eg занимает место Ga в кристаллической решетке GaN [16]. Таким образом, можно рассматривать Eg как примесь замещения, которая будет взаимодействовать как с матрицей, так и с дефектами исходного кристалла. В работе [17] с помощью метода EXAFS установлено, что длина связи Ga–N меньше (1.95 \AA), чем Eg–N (2.42 \AA), и, следовательно, введение Eg в кристаллическую решетку будет приводить к появлению напряжений растяжения. В то же время в работах [4,10] показано, что как правило, в нелегированных кристаллах имеются напряжения сжатия, обнаруженные на основании оптических измерений коэффициента отражения и спектров ФЛ. Таким образом, можно предположить, что введение Eg^{3+} (как изовалентной примеси) должно приводить к релаксации напряжений и уменьшению концентрации дефектов вследствие снижения концентрации напряженных или оборванных связей Ga–N, N–H, а следовательно, к различным изменениям спектров как БК ФЛ, так и Д-А ФЛ.

Легирование кристаллов GaN самарием, который был выбран ввиду наличия у него ионов в двух различных зарядовых состояниях — $2+$ и $3+$ (так же как и у Eu), проводилось с целью определения вероятности трансформирования дефектов в матрице. Существенное различие этих двух РЗМ состоит в их химической активности, что может изменить механизм легирования кристаллов GaN, поскольку в случае с Eu^{2+} , возможно, происходит диффузия преципитатов ($\text{Eu}^{2+} + \text{кислород}$) и их внедрение в гексагональную кристаллическую решетку, а в случае с Sm — конверсия типов связей от ионно-ковалентной (характерной для Ga–N) к ионной (характерной для РЗИ–N) вследствие разной величины элек-

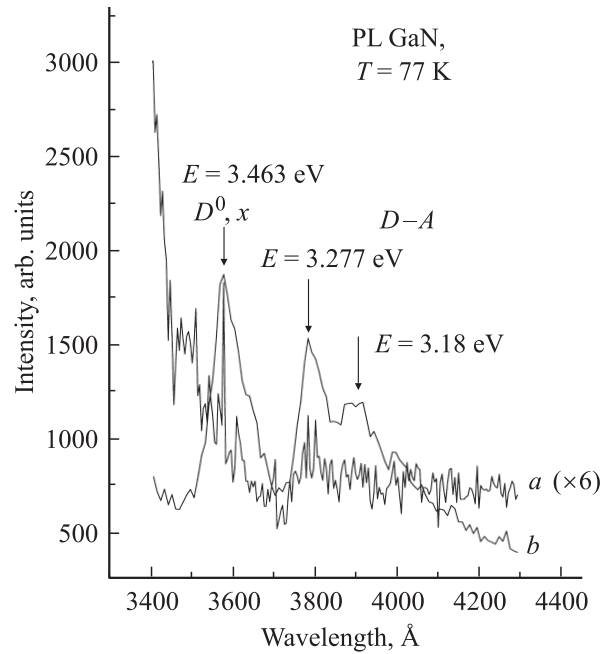


Рис. 6. Изменение спектра ближкрасовой фотолуминесценции кристалла GaN первой группы до (*a*) и после (*b*) введения Sm.

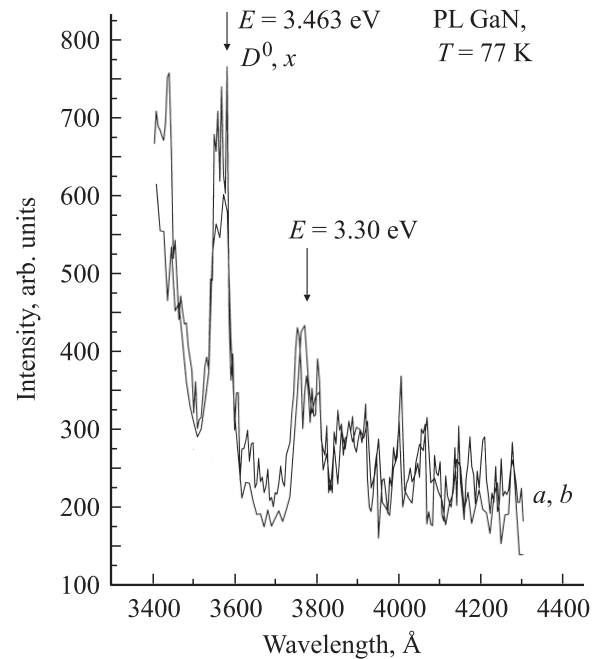


Рис. 7. Изменение спектра ближкрасовой фотолуминесценции кристалла GaN второй группы до (*a*) и после (*b*) введения Sm.

троотрицательности для РЗМ (1.1–1.3) и Ga (1.8) [18]. На рис. 6 представлены спектры БК ФЛ кристалла первой группы (*a* — исходный, *b* — легированный Sm). Как и в работе [9], изменение вида спектров после легирования, по всей вероятности, обусловлено трансформированием глубоких дефектов в мелкие, поскольку

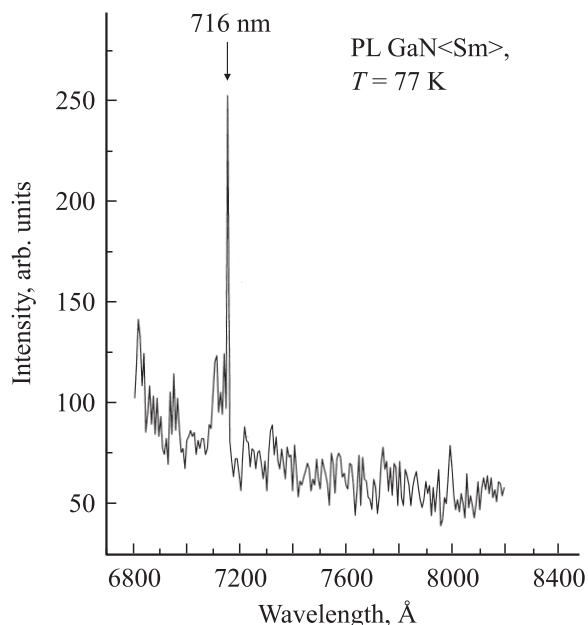


Рис. 8. Внутрицентровое излучение иона Sm в кристалле GaN второй группы.

появляется полоса Д-А ФЛ и, кроме того, наблюдается эффект геттерирования (интенсивность БК ФЛ после легирования возросла, хотя увеличилась и величина FWHM). На рис. 7 представлены спектры кристалла GaN второй группы (a — исходный, b — легированный Sm). Видно, что спектры практически одинаковы: интенсивность БК ФЛ и FWHM при легировании не изменились. На рис. 8 показан спектр легированного кристалла в длинноволновой области, на котором отчетливо виден пик 716 nm (характерный для линии излучения Sm^{2+}), соответствующий внутрицентровому $f-f$ -переходу.

3. Выводы

Интенсивность линий излучения 0.54 и 1.54 μm тем больше, чем меньше интенсивность полосы Д-А ФЛ в кристаллах GaN. На основании исследования эволюции спектров Д-А ФЛ кристаллов GaN(Er) установлено, что уменьшение или увеличение концентрации донорно-акцепторных пар, определяющих интенсивность Д-А ФЛ, зависит от совершенства мозаичной структуры исходного образца: при более совершенной структуре введение легирующего компонента (Er^{3+}) может приводить к увеличению интенсивности Д-А ФЛ, как и в случае легирования Mg^{2+} . Введение Er^{3+} , Sm (обладающего двумя различными зарядовыми состояниями 2+ и 3+, как и в случае легирования Eu) приводит к аналогичным изменениям вида спектров ФЛ и проявлению эффекта геттерирования. На основании полученных в данной работе результатов можно утверждать, что для эффективного легирования РЗИ кристаллов GaN

(вне зависимости от метода выращивания) необходимым условием является уменьшение концентрации дефектов исходной полупроводниковой матрицы.

Список литературы

- [1] A.J. Steckl, B. Birkhahn. Appl. Phys. Lett. **73**, 1700 (1999).
- [2] A.J. Steckl, M. Garter, B. Birkhahn, J.D. Scofield. Appl. Phys. Lett. **74**, 2161 (1999).
- [3] S. Kim, S.J.Rhee, D.A. Turnbull, X. Li, J.J. Coleman, S.G. Bishop, P.B. Klein. Appl. Phys. Lett. **71**, 2662 (1997).
- [4] P.H. Lim, B. Schnieler, O. Schon, H. Heino. J. Cryst. Growth **205**, 1 (1999).
- [5] В.Ю. Некрасов, Л.П. Беляков, О.М. Сресели, Н.Н. Зинoviev. ФТП **33**, 1428 (1999).
- [6] Н.А. Черкашин, Н.А. Берг, Ю.Г. Мусихин, С.В. Новиков, T.S. Cheng, C.T. Foxon. ФТП **34**, 903 (2000).
- [7] M. Cadoret. J. Cryst. Growth **205**, 123 (1999).
- [8] S.M. Myles, A.F. Wright, G.A. Peterson, C.H. Seager, W.R. Wampler, M.H. Crawford, J. Han. J. Appl. Phys. **88**, 4676 (2000).
- [9] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, А.В. Насонов, С.В. Родин. ФТТ **45**, 9, 1556 (2003).
- [10] Ю.В. Жилиев, В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, С.Д. Раевский, А.П. Скворцов, Ш.А. Юсупова. Сб. тр. Междунар. симп. „Фото- и электролюминесценция редкоземельных элементов в полупроводниках и диэлектриках“. СПб (2001). С. 27.
- [11] E. Ilipoulos, D. Doppalaudi, H.M. Hg, T.D. Moustakas. Appl. Phys. Lett. **73**, 375 (1998).
- [12] Y. Golan, X.H. Wu, J.S. Speck, R.P. Vaudo, V.M. Phase. Appl. Phys. Lett. **73**, 3090 (1998).
- [13] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, Н.К. Полетаев. ФТТ **45**, 1, 29 (2003).
- [14] S. Kim, S.J. Rhee, X. Li, J.J. Coleman, S.C. Biscop. Appl. Phys. Lett. **76**, 17, 2403 (2000).
- [15] Ю.В. Кожанова, В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, С.В. Родин, Ю.В. Жилиев. 2-я Всерос. конф. „Нитриды галлия, индия и алюминия — структуры и приборы“. СПб (2003). С. 6.
- [16] В.В. Криволапчук, М.М. Мездрогина, С.Д. Раевский, А.П. Скворцов, Ш.А. Юсупова. Письма в ЖЭТФ **28**, 7, 19 (2002).
- [17] P.H. Citrin, P.A. Northrup, B. Birkhahn. Appl. Phys. Lett. **76**, 2865 (2000).
- [18] P. Perlin, T. Suski, M. Leszczynski, H. Teisseyre. GaN and related materials / Ed. S. Pearton. Gordon and Breach, Amsterdam (1997). P. 315.