

Лазерная генерация в вертикальном направлении в структурах InGaN/GaN/AlGaIn с квантовыми точками InGaIn

© И.Л. Крестников, А.В. Сахаров, В.В. Лундин, Ю.Г. Мусихин, А.П. Карташова, А.С. Усиков, А.Ф. Цацульников, Н.Н. Леденцов, Ж.И. Алфёров, И.П. Сошников*[¶], E. Hahn*, V. Neubauer*, A. Rosenauer*, D. Litvinov*, D. Gerthsen*, A.C. Plaut⁺, A. Hoffmann[†], D. Bimberg[†]

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

* Laboratorium für Elektronenmikroskopie der Universität Karlsruhe, Postfach 6980, D-76128 Karlsruhe, Germany

⁺ Exeter University, Stocker Road Exeter EX4 4QL, UK

[†] Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin, D-10623 Berlin, Germany

(Получена 27 октября 1999 г. Принята к печати 28 октября 1999 г.)

Методом газозащитной эпитаксии из металлоорганических соединений получены гетероструктуры InGaIn/GaN с плотными массивами нанодоменов InGaIn. Показано наличие лазерной генерации в вертикальном направлении при низких температурах, что свидетельствует о реализации сверхвысокого усиления в активной области ($\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$). Реализация эффективного распределенного брэгговского отражателя AlGaIn/GaN с коэффициентом отражения, превышающим 90%, позволила получить лазерную генерацию в вертикальном направлении при комнатной температуре в структуре с нижним распределенным брэгговским отражателем, несмотря на отсутствие хорошо отражающего верхнего зеркала. Длина волны лазерной генерации составила 401 нм, а пороговая плотность возбуждения — 400 кВт/см^2 .

1. Введение

В настоящее время большое внимание привлечено к созданию и исследованию полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур с квантовыми точками [1,2]. Полупроводниковые лазеры на основе нитридов третьей группы (III-N), излучающие в ультрафиолетовом спектральном диапазоне, являются самыми перспективными приборами для создания устройств оптической записи (хранения) информации. Для получения высококачественных структур должны быть преодолены существующие проблемы, такие как:

- высокая плотность дефектов (в настоящее время используется методика латерального эпитаксиального заравнивания, ELOG [3], сильно усложняющая технологию изготовления лазерных структур);

- отсутствие подходящих плоскостей скола для создания зеркал в лазерах с полосковой геометрией, выращенных на наиболее технологически отработанных сапфировых подложках ориентации (0001);

- высокое последовательное сопротивление в толстых слоях GaN p -типа проводимости.

Кроме того, практическое использование этих приборов требует существенного уменьшения их стоимости, улучшения характеристик лазерного луча и возможности высокой интеграции приборов на одном кристалле. Поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным резонатором (VCSEL) позволяют решить многие из вышеперечисленных проблем. Интегрированные в лазерную структуру многослойные распределенные брэгговские отражатели (РБО) снимают проблему плоскостей ско-

лов, в то время как возможность изготовления VCSEL с предельно малыми латеральными размерами снижает требования к плотности прорастающих дислокаций в структуре.

Основным элементом VCSEL являются высокоотражающие РБО, которые обеспечивают уровень внешних оптических потерь ниже возможного максимального усиления, т.е. создают условия возникновения лазерной генерации. В структурах с квантовыми ямами (КЯ) максимальное усиление ограничено эффектом насыщения усиления на относительно невысоком уровне, что обуславливает необходимость использования РБО с коэффициентом отражения 99% или выше. Такой коэффициент отражения трудно получить в системе GaN/AlGaIn вследствие того, что постоянные решеток GaN и AlN заметно различаются, а также из-за малой разности показателей преломления этих материалов. Использование диэлектрических РБО в качестве нижнего зеркала требует использования сложной технологии (lift-off technique) [4].

Таким образом, при создании монолитного GaN-VCSEL приходится использовать умеренно отражающие ($\sim 90\%$) зеркала, что требует получения уровня насыщения модового усиления не ниже $2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Наиболее перспективным способом достижения высоких коэффициентов усиления является использование плотных массивов квантовых точек (КТ) в качестве активной области прибора [1]. Так, в случае неоднородного уширения $\sim 100 \text{ мэВ}$ и концентрации КТ $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ модовое усиление может превысить 10^5 см^{-1} . Для широкозонных полупроводников, в которых боровский радиус экситона меньше 5 нм, такие плотности КТ вполне достижимы [5]. Полная трехмерная локализация экситонов в КТ снимает проблему

[¶] Постоянный адрес: ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

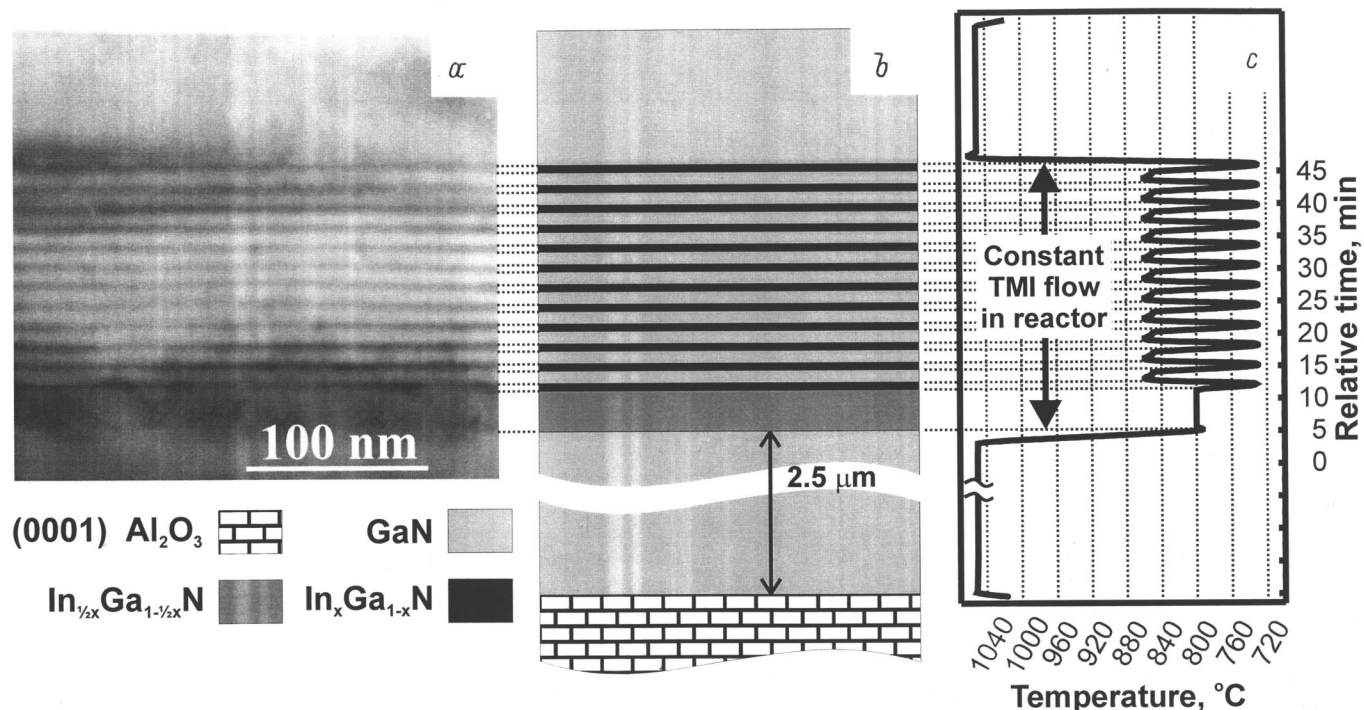


Рис. 1. Фотография поперечного сечения, полученная методом ПЭМ (а), схематическое изображение (b) и зависимость температуры подложки от времени (c) для структуры без РБО.

излучательной рекомбинации экситонов с ненулевым импульсом, доминирующих при больших плотностях возбуждения [6], а также проблему безызлучательной рекомбинации на дефектах и дислокациях вследствие подавления транспорта в латеральном направлении. В этой работе плотные массивы КТ были получены путем вертикального складирования сверхтонких слоев InGaN, распавшихся на КТ.

2. Экспериментальная часть

Структуры, изучаемые в данной работе, были выращены газофазной эпитаксией из металлоорганических соединений на сапфировых подложках (0001) с использованием низкотемпературного затравочного слоя (nucleation layer) AlGaN. Аммиак, триметилгаллий (TMG), триметилалюминий (ТМА) и триметилиндий (ТМИ) были использованы в качестве соединений — источников. Водород и аргон использовались как несущие газы при росте GaN–AlGaN и InGaN соответственно.

На рис. 1, b представлено схематическое изображение образца без нижнего РБО с активной областью InGaN/GaN, заключенной между буферным слоем GaN толщиной 2.5 мкм и прикрывающим слоем GaN толщиной 0.1 мкм, выращенными при температуре 1050°C. Активная область содержала релаксировавший подслоя InGaN толщиной 25 нм с низким (~10%) содержанием индия, выращенный при 800°C, на котором была выращена 12-периодная структура InGaN/GaN, в среднем

решеточно-согласованная с подслоем. Структура формировалась путем циклического изменения температуры подложки между 730 и 860°C, при этом все потоки газов в реакторе оставались неизменными (см. рис. 1, c) [7]. Так как вхождение индия в растущий слой существенно зависит от температуры, подобное термоциклирование при постоянных потоках соединений — источников приводит к формированию периодической гетероструктуры InGaN/GaN.

В случае структур с РБО в качестве буферного слоя был использован слой Al_{0.08}Ga_{0.92}N толщиной 1.1 мкм, выращенный прямо на низкотемпературном затравочном слое [8]. РБО содержал 37 пар слоев GaN/Al_{0.15}Ga_{0.85}N с толщиной каждого слоя, равной четверти длины волны света в кристалле. Среднее содержание алюминия в РБО соответствовало составу буферного слоя, а толщины четвертьволновых слоев были существенно меньше, чем критические толщины для образования дислокаций несоответствия в системе AlGaN/GaN [9]. Создание РБО с компенсацией напряжений позволило избежать трещин, возникающих в случае выращивания РБО на буферном слое GaN [10]. На РБО была выращена аналогичная описанной выше активная область, за исключением того, что использовались другие ростовые температуры, которые в данном случае составили 850°C для подслоя InGaN с малым содержанием индия и охватывали диапазон 780–910°C при термоциклировании. Расстояние между РБО (нижнее зеркало) и поверхностью всей структуры (верхнее зеркало) составляло две длины волны света в кристалле.

Исследования методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) осуществлялись на микроскопе PHILIPS EM 420 при ускоряющем напряжении 100 кВ. Для ПЭМ высокого разрешения использовался микроскоп PHILIPS CM 200 FEG/ST с разрешением 0.24 нм. Для исследования распределения индия в структурах была проведена математическая обработка изображений поперечных сечений $[1\bar{1}00]$ по программе DALI [11].

Измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) проводились при температурах (T) от 16 до 300 К в гелиевом криостате замкнутого цикла. Возбуждение осуществлялось излучением импульсного N_2 -лазера (длина волны $\lambda = 337.1$ нм), сфокусированным на образце. Плотность возбуждения изменялась путем использования нейтральных стеклянных фильтров. Излучение детектировалось монохроматором МДР-23 и охлаждаемым фотоумножителем ФЭУ-83, включенным в схему синхронного детектирования. Спектры оптического отражения были получены в нормальной геометрии при использовании света галогеновой лампы.

3. Результаты и их обсуждение

3.1. Структурные свойства внедрений InGaN

Как видно из рис. 1, *a*, на котором представлена ПЭМ-фотография для структуры без РБО, термоциклирование приводит к образованию слоев, обогащенных (темный контраст) и обедненных (светлый контраст) In. Толщины слоев, определяемые по этой фотографии, составляют 5 и 6 нм соответственно. Эти значения находятся в согласии как с калибровками по скорости роста, так и с данными рентгеновской дифрактометрии, которая дает период структуры 11 нм [12]. Однако в этих условиях визуализации невозможно судить о характере распределения InGaN в пределах одного слоя. Для его выявления были предприняты исследования методом ПЭМ высокого разрешения тонких (~ 20 нм) образцов с дальнейшей математической обработкой (DALI) изображений поперечных сечений. На рис. 2 представлен

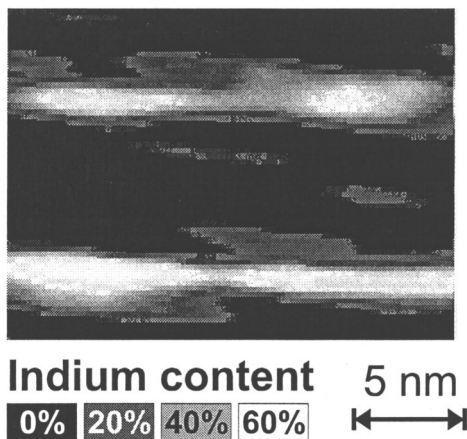


Рис. 2. Математически обработанное (DALI) изображение, полученное методом ПЭМ высокого разрешения.

результат обработки ПЭМ-фотографии высокого разрешения. Черный цвет соответствует GaN, в то время как градации серого соответствуют InGaN различного состава (чем светлее, тем выше содержание In). Из данных структурного анализа следует, что внедрения InGaN представляют собой плотные массивы нанодоменов с повышенным содержанием In (до 60%). Вертикальные размеры доменов составляют 2–3 нм, выявляются два характерных размера доменов в латеральном направлении: 3–4 и 6–9 нм. Поверхностная плотность нанодоменов в каждом слое составляет $(2-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3.2. Лазерная генерация в структурах без РБО

Высокая концентрация нанодоменов, $(2-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ с учетом вертикального складирования, позволяет получить при низких температурах ($T < 200$ К) лазерную генерацию с поверхности структуры в вертикальном направлении даже без использования РБО. На рис. 3, *a* приведена зависимость спектров ФЛ от плотности возбуждения P_{exc} при $T = 150$ К. Отчетливо видно, что спектры ФЛ промодулированы модами микрорезонатора Фабри–Перо, образованного гетерограницей GaN/Al₂O₃ и поверхностью GaN. При высоких плотностях возбуждения ($P_{\text{exc}} > 600 \text{ кВт/см}^2$) одна из мод резонатора начинает доминировать в спектрах ФЛ, а интенсивность этой моды от плотности возбуждения растет суперлинейно (см. рис. 3, *b*). Одномодовый характер излучения и пороговый характер увеличения дифференциальной эффективности указывают на возникновение обратной связи в этой структуре, несмотря на очень низкую добротность подобного резонатора [13].

Особенностью данного резонатора являются большие внешние оптические потери (α_{ext}), которые могут быть рассчитаны по следующей формуле:

$$\alpha_{\text{ext}} = (1/2L) \ln(1/R_b R_t), \quad (1)$$

где L — длина резонатора, R_b и R_t — коэффициенты отражения нижнего и верхнего зеркал соответственно. Пороговое модовое усиление в структуре (g_{th}) с учетом фактора перекрытия световой волны с областью усиления (Γ) должно быть равно оптическим потерям, определенным по формуле (1) (внутренними оптическими потерями мы здесь пренебрегаем по сравнению с гигантскими внешними потерями). Таким образом, мы получаем

$$g_{\text{th}} = \frac{1}{\Gamma} \alpha_{\text{ext}} = \frac{1}{2L_{\text{act}}} \ln(1/R_b R_t), \quad (2)$$

где L_{act} — толщина активной области структуры. Зная показатели преломления Al₂O₃ (1.75), GaN (2.4) и воздуха (1), можно определить коэффициенты отражения от гетерограницы Al₂O₃/GaN — 2.4% и границы GaN — 17%. Принимая во внимание, что толщина активной области составляет 150 нм, получаем значение модового усиления $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, необходимое для преодоления потерь на выход излучения.

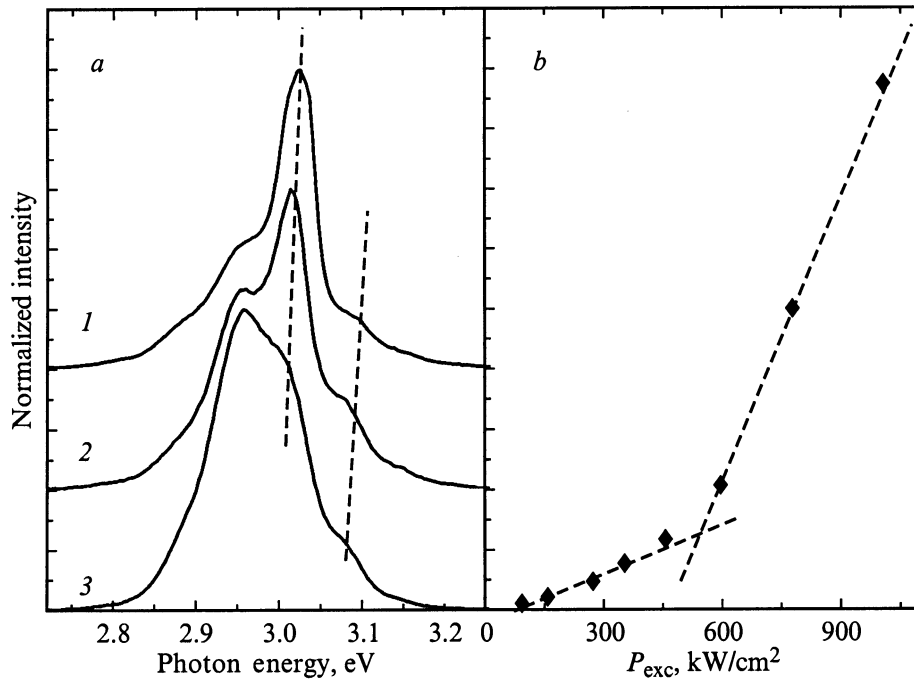


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции структуры без РБО при различных плотностях возбуждения (а) и зависимость интенсивности моды лазерной генерации от плотности возбуждения (б). а — P_{exc} , кВт/см²: 1 — 1000, 2 — 590, 3 — 160. $T = 150$ К.

Как следует из рис. 3, а, при увеличении плотности возбуждения возникает коротковолновый сдвиг мод микрорезонатора. При этом максимальный сдвиг (до 3.2 нм) характерен для мод с большей энергией фотона, в то время как низкоэнергетические моды практически не сдвигаются. Этот эффект описывается с помощью соотношений Крамерса–Кронига, связывающих действительную и мнимую части диэлектрической проницаемости материала. Так как спектр усиления (поглощения) имеет резкую особенность вблизи энергии лазерной генерации, то в этом же спектральном диапазоне возникает модуляция показателя преломления [14]. Для столь существенного сдвига энергии моды резонатора (3.2 нм) необходимо изменение показателя преломления на 0.4. Однако, как следует из [15], такое гигантское изменение показателя преломления согласуется с рассчитанным усилением ($\sim 10^5$ см⁻¹), необходимым для возникновения лазерной генерации. Кроме того, теоретические расчеты [16] показывают, что для малых нанодоменов InGaN (~ 4 нм) максимальное усиление и изменение показателя преломления могут составлять $\sim 1.6 \cdot 10^5$ см⁻¹ и $\sim (0.2-0.5)$ соответственно. Таким образом, теоретические предположения, даваемые в [15,16], находятся в хорошем соответствии с экспериментом.

Температурная зависимость пороговой плотности возбуждения (P_{exc}^{th}) представлена на рис. 4. В диапазоне температур $T = 16-110$ К пороговая плотность возбуждения слабо зависит от температуры, но при больших температурах зависимость становится очень сильной. На обоих участках температурная зависимость хорошо

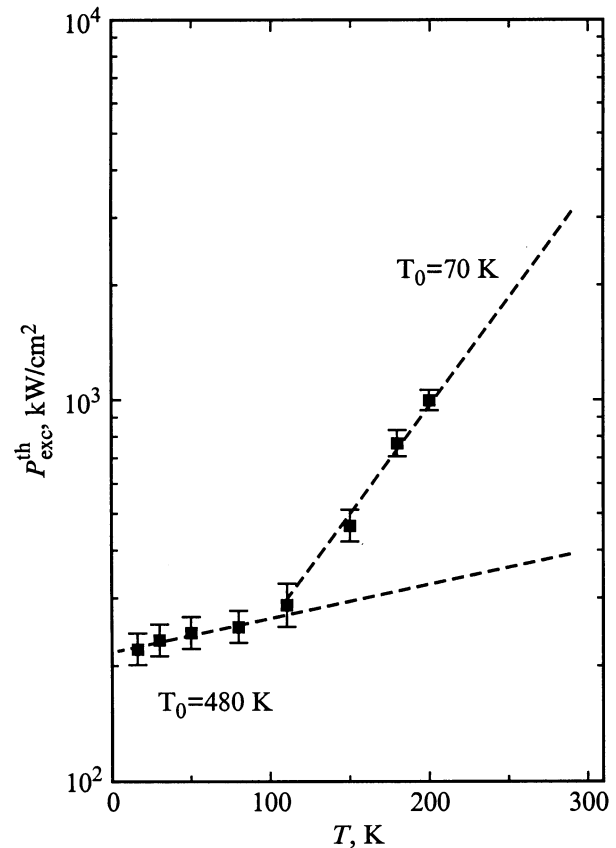


Рис. 4. Температурная зависимость пороговой плотности возбуждения для структуры без РБО.

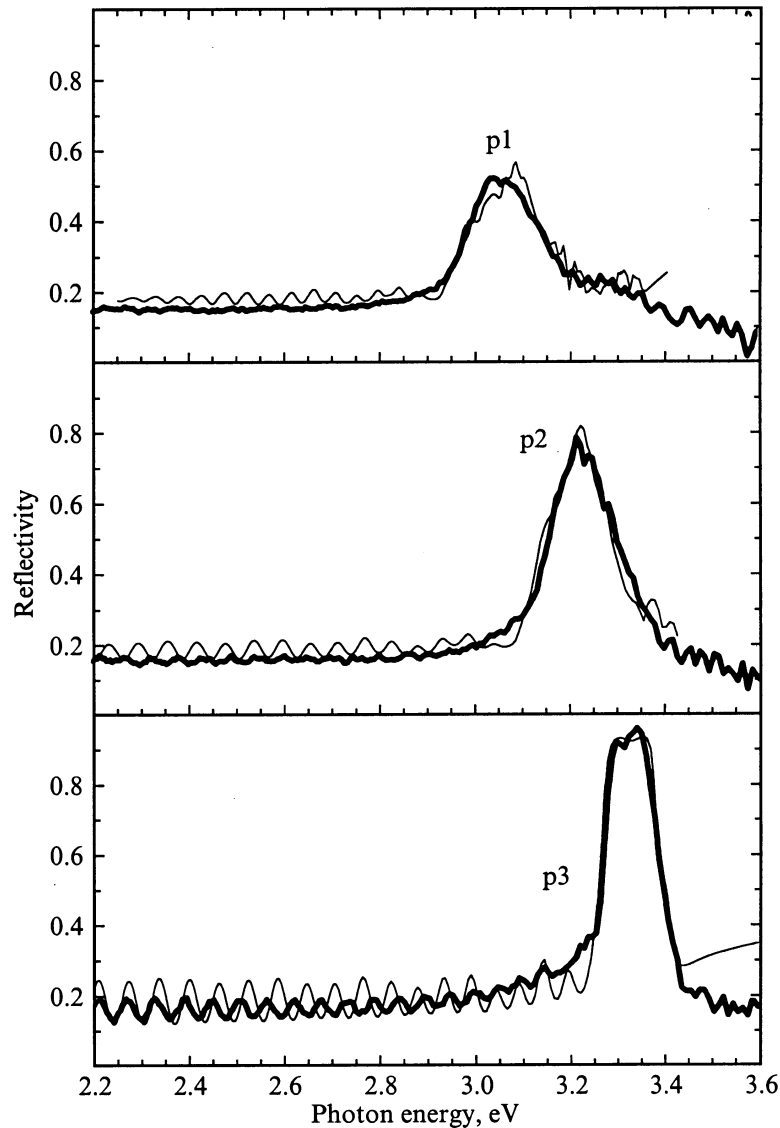


Рис. 5. Экспериментальные спектры оптического отражения от РБО AlGaIn/GaN, измеренные в различных точках подложки $p1-p3$, (толстые линии) и их численная подгонка (тонкие линии).

экстраполируется эмпирической формулой

$$P_{\text{exc}}^{\text{th}} = P_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (3)$$

с $T_0 = 480$ К на низкотемпературном участке и $T_0 = 70$ К на высокотемпературном. Высокие значения T_0 при низких температурах связаны с лазерной генерацией через состояния КТ, а резкое ее уменьшение обусловлено тепловым выбросом носителей из КТ [17].

3.3. Влияние нижнего РБО на лазерную генерацию

Несмотря на гигантское усиление, достигнутое при низких температурах в структуре без РБО, пороговая плотность возбуждения резко возрастает при повышении

температуры. Для преодоления такого эффекта представляется интересным применить РБО со спектрально узкой областью высокого коэффициента отражения, спектрально совпадающей с областью излучения КТ, обладающих максимальной энергией локализации экситона. Нами была выращена структура, представляющая собой РБО AlGaIn/GaN, спектры оптического отражения от которой представлены на рис. 5. Во время роста не предпринимались специальных мер, чтобы снизить толщины слоев, что привело к возникновению зависимости положения максимума отражения от координат. При этом наблюдается также и увеличение максимального коэффициента отражения при уменьшении длины волны максимума отражения (см. рис. 5). Это связано с тем, что показатель преломления GaN имеет заметную дисперсию вблизи края межзонного поглощения [18], и разница в показателях преломления GaN и AlGaIn вблизи

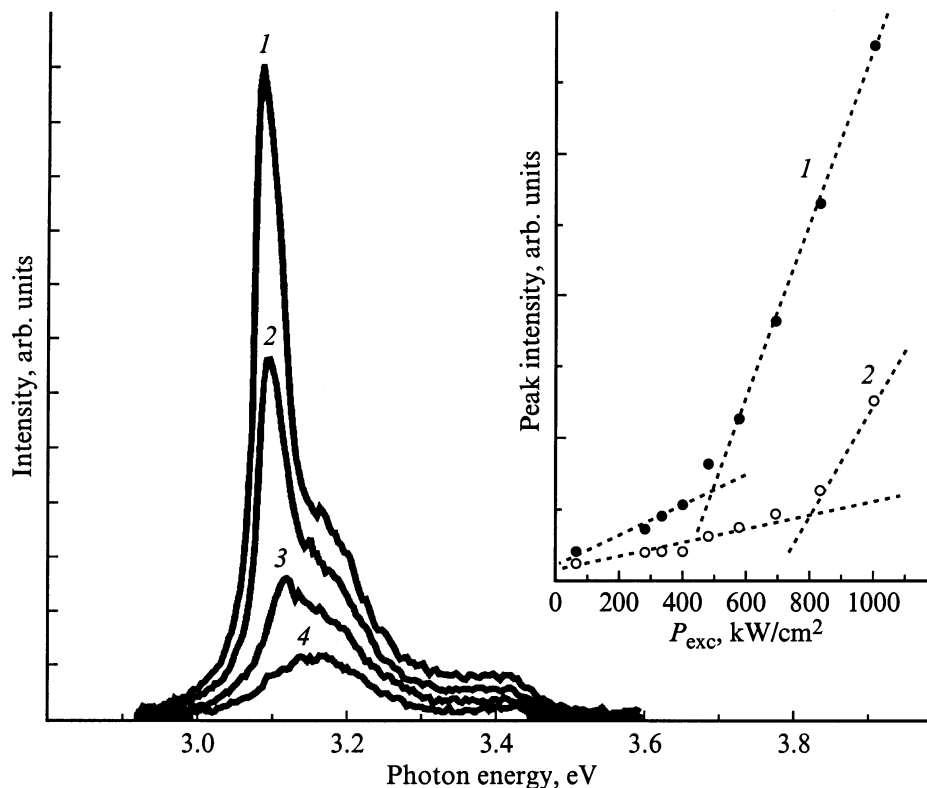


Рис. 6. Спектры ФЛ структуры с РБО при комнатной температуре и P_{exc} , кВт/см²: 1 — 1000, 2 — 700, 3 — 480, 4 — 63 кВт/см². На вставке — зависимость интенсивности ФЛ моды лазерной генерации от плотности возбуждения: 1 — РБО согласован с активной областью, 2 — согласование отсутствует.

этого края существенно больше, чем вдали от него. Подгонка расчетных спектров оптического отражения (показаны на рис. 5 тонкой линией) к экспериментальным позволила определить толщины четвертьволновых слоев AlGa_{0.2}N и GaN: (39 ± 1.5) и (43 ± 1.5) нм для точки $p1$; (36.5 ± 1.0) и (40.5 ± 1.0) нм для точки $p2$; (34.5 ± 0.5) и (38.5 ± 0.5) нм для точки $p3$ соответственно. Эти данные находятся в соответствии с ростовыми калибровками и данными рентгеновской дифрактометрии [19].

Реализация эффективного РБО (максимум отражения > 90%) позволила нам получить лазерную генерацию в вертикальном направлении при комнатной температуре. Подобные результаты были продемонстрированы в работе [20], где, однако, было использовано верхнее диэлектрическое зеркало. Применение в нашем случае КТ в качестве активной среды не требует создания высокодобротного резонатора, что позволяет упростить технологию и использовать в качестве верхнего зеркала границу GaN/воздух. На рис. 6 представлена зависимость спектров ФЛ от плотности возбуждения при комнатной температуре. Как следует из рисунка, наблюдается сужение линии ФЛ при увеличении плотности возбуждения, сопровождающееся возрастанием дифференциальной эффективности, носящим пороговый характер. Оба факта свидетельствуют о возникновении стимулированного излучения в вертикальном направлении с пороговой плотностью возбуждения 400 кВт/см².

Как уже отмечалось, из-за градиента толщин слоев существует зависимость положения максимума отражения от координат, в то время как длина волны излучения активной области InGaN/GaN практически неизменна на всей площади структуры. Это позволило нам исследовать влияние коэффициента отражения РБО на пороговую плотность возбуждения. На вставке к рис. 6 представлены две зависимости интенсивности ФЛ от плотности возбуждения для двух различных точек. В первом случае (точки 1) длина волны излучения активной области InGaN/GaN совпадает с длиной волны максимума отражения РБО, а во втором (точки 2) — нет. Это несоответствие приводит к существенному увеличению пороговой плотности возбуждения (от 400 до 700 кВт/см²) и уменьшению в 2 раза дифференциальной эффективности. Эти факты указывают на важную роль эффективного РБО для уменьшения порога лазерной генерации [21].

В ряде случаев представляется важным различать лазерную генерацию и стимулированное излучение. Стимулированное излучение также может проявлять пороговый характер зависимости интенсивности от плотности возбуждения, что сопровождается сужением спектра люминесценции. Стимулированное излучение и лазерная генерация имеют общее происхождение, обусловленное наличием усиления в системе. Однако роль резонатора в этих двух случаях принципиально разная. Лазерное излучение имеет узкое распределение дальнего поля

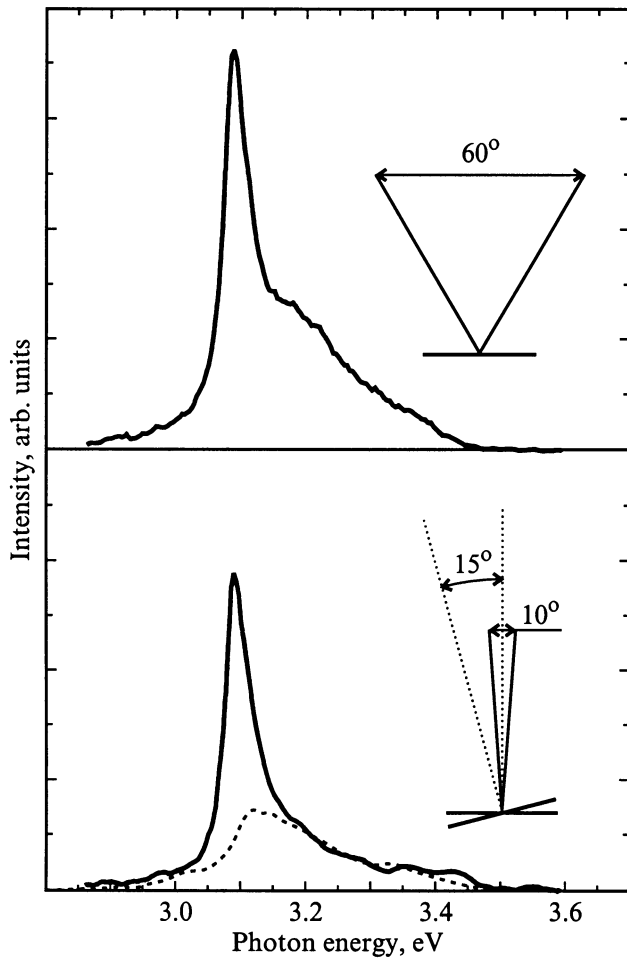


Рис. 7. Спектры ФЛ структуры с РБО при комнатной температуре и $P_{\text{exc}} = 1000 \text{ кВт/см}^2$. Угол сбора регистрирующей системы 60° (a) или 10° (b). Сплошная линия — нормальная геометрия (нормаль образца параллельна оси регистрирующей системы), пунктирная — отклонение нормали от оси 15° .

и, соответственно, выделенное направление вследствие наличия обратной связи в системе. В то же время дальнейшее поле стимулированного и спонтанного излучения с поверхности имеют близкие угловые зависимости, так как усилению подвергается свет, распространяющийся под любыми углами к поверхности. В нашем случае спектры ФЛ, представленные на рис. 6 и 7, a были записаны с использованием короткофокусной линзы с углом сбора 60° . При такой геометрии как спонтанное, стимулированное излучение, так и излучение лазерной генерации попадают в детектирующую систему. На рис. 7, a видны как узкая линия стимулированного излучения, так и широкий спектр спонтанного излучения. Важным является тот факт, что уменьшение угла сбора до 10° приводит к существенным изменениям в спектрах ФЛ (рис. 7, b): относительная интенсивность широкой полосы спонтанного излучения резко уменьшилась, а интенсивность узкой линии практически не изменилась (рис. 7, b, сплошная линия). Однако даже при небольшом отклонении (15°)

образца от оптической оси регистрирующей системы узкая линия ФЛ полностью исчезает (рис. 7, b, пунктирная линия), а интенсивность спонтанного излучения не изменяется [22]. Из этих исследований следует, что узкая линия ФЛ, демонстрирующая суперлинейный рост интенсивности с увеличением плотности возбуждения (см. вставку к рис. 6), соответствует лазерной генерации в вертикальном направлении с поверхности образца, так как имеет более узкое распределение дальнего поля по сравнению с широким распределением дальнего поля спонтанного или стимулированного излучения.

4. Заключение

В работе показано, что:

- сверхтонкие внедрения InGaN в GaN распадаются на массивы наностроек с характерными размерами 2–3 нм в вертикальном направлении, 3–4 нм и 6–9 нм в латеральном направлении с поверхностной плотностью $(2-5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$;
- сверхвысокое модовое усиление ($\sim 10^5 \text{ см}^{-1}$) в структурах с КТ InGaN позволяет получить лазерную генерацию в вертикальном направлении при низких температурах ($< 200 \text{ К}$) даже в структурах без РБО;
- получение эффективного РБО AlGaIn/GaN, совмещенное с технологией роста активной области на основе КТ InGaIn, привело к созданию вертикально излучающего лазера, работающего при комнатной температуре.

Авторы выражают благодарность Н.Н. Фалееву и М.В. Байдаковой за исследования образцов методом рентгеновской дифрактометрии.

Работа была поддержана грантами РФФИ, NATO SFR (№ 972614) и NanoOp.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (John Wiley & Sons, Chichester, 1999) p. 328.
- [2] K. Tachibana, T. Someya, Y. Arakawa, R. Werner, A. Forchel. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 2605 (1999).
- [3] A. Usui, H. Sunakawa, A. Sakai, A.A. Yamaguchi. *Japan. J. Appl. Phys.*, pt 2, **36**, L899 (1997).
- [4] Y.-K. Song, H. Zhou, M. Diagne, I. Ozden, A. Vertikov, A.V. Nurmikko, C. Carter-Coman, R.S. Kern, F.A. Kish, M.R. Krames. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 3441 (1999).
- [5] I.L. Krestnikov, M. Strassburg, M. Caesar, A. Hoffmann, U.W. Pohl, D. Bimberg, N.N. Ledentsov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Litvinov, A. Rosenauer, D. Gerthsen. *Phys. Rev. B*, **60**, 8695 (1999).
- [6] N.N. Ledentsov, I.L. Krestnikov, M.V. Maximov, S.V. Ivanov, S.L. Sorokin, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, D. Bimberg, C.M. Sotomayor Torres. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1343 (1996).
- [7] A.S. Usikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, V.A. Semenov, I.L. Krestnikov, M.V. Baidakova, Yu.G. Musikhin, V.V. Ratnikov, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, A. Hoffmann, D. Bimberg. *Proc. EW MOVPE VIII* (Prague, 1999) p. 57.

- [8] A.V. Sakharov, W.V. Lundin, A.S. Usikov, U.I. Ushakov, Yu.A. Kudryavtsev, A.V. Lunev, Yu.M. Shernyakov, N.N. Ledentsov. MRS Internet J. Nitride Semicond. Res., **3**, art. 28.
- [9] I. Akasaki, H. Amano. Japan J. Appl. Phys., **36**, 5393 (1997).
- [10] T. Someya, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **73**, 3653 (1998).
- [11] A. Rosenauer, S. Kaiser, T. Reisinger, J. Zweck, W. Gebhardt, D. Gerthsen. Optik (Stuttgart), **102**, 63 (1996).
- [12] A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, Yu.G. Musikhin, M.V. Baidakova, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg. Phys. St. Sol. (b), **216** (1999).
- [13] A.V. Sakharov, W.V. Lundin, I.L. Krestnikov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, Yu.G. Musikhin, M.V. Baidakova, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **74**, 3921 (1999).
- [14] I.L. Krestnikov, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.V. Sakharov, S.V. Sorokin, C.M. Sotomayor Torres, D. Bimberg, Zh.I. Alferov. J. Electron. Mater., **27**, 72 (1998).
- [15] N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, M.V. Maximov, Zh.I. Alferov, V.P. Kalosha, J.A. Lott. Semicond. Sci. Technol., **13**, 99 (1999).
- [16] F. Jain, W. Huang. J. Appl. Phys., **85**, 2706 (1999).
- [17] N. Kirstaedter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, U. Richter, S.S. Ruvimov, P. Werner, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **30**, 1416 (1994).
- [18] H. Amano, N. Watanabe, N. Koide, I. Akasaki. Japan. J. Appl. Phys., pt 2, **32**, L1000 (1993).
- [19] W.V. Lundin, A.S. Usikov, I.L. Krestnikov, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Baidakova, D.V. Poloskin, V.V. Tret'iakov, N.N. Ledentsov. Proc. EW MOVPE VIII (Prague, 1999) p. 49.
- [20] T. Someya, Y. Arakawa, R. Werner, A. Forchel. Phys. Stat. Sol. (b), **216** (1999).
- [21] I.L. Krestnikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg. Appl. Phys. Lett., **75**, 1192 (1999).
- [22] I.L. Krestnikov, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, V.A. Semenov, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg. Phys. St. Sol. (b), **216** (1999).

Редактор Л.В. Шаронова

Lasing in vertical direction in InGaN/GaN/AlGaN structures with InGaN quantum dots

I.L. Krestnikov, A.V. Sakharov, W.V. Lundin, Yu.G. Musikhin, A.P. Kartashova, A.S. Usikov, A.F. Tsatsul'nikov, N.N. Ledentsov, Zh.I. Alferov, I.P. Soshnikov*, E. Hahn*, B. Neubauer*, A. Rosenauer*, D. Litvinov*, D. Gerthsen*, A.C. Plaut⁺, A. Hoffmann[†], D. Bimberg[†]

loffe Physico-Technical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

* Laboratorium für Elektronenmikroskopie
der Universität Karlsruhe, Postfach 6980,
D-76128 Karlsruhe, Germany

⁺ Exeter University, Stocker Road Exeter EX4 4QL, UK

[†] Institut für Festkörperphysik,
Technische Universität Berlin,
D-10623 Berlin, Germany

Abstract InGaN/GaN structure with dense arrays of InGaN nanodomains have been grown by the metallorganic chemical vapour deposition. Laser generation in vertical direction was demonstrated at low temperatures due to the ultrahigh gain ($\sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$) in the active region. Realization of an effective AlGaIn/GaN distributed Bragg reflector with the reflectivity $> 90\%$ makes it possible to achieve laser generation in vertical direction at room temperature in structures with the bottom distributed Bragg reflector, the lasing wavelength being 401 nm and the threshold excitation density 400 kW/cm^2 .