

Оптическое ограничение в лазерных диодах на основе нитридов III группы. II. Анализ гетероструктур на различных подложках

© Т.Е. Слободян*, К.А. Булашевич*,†, С.Ю. Карпов†,¶

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

† ООО Софт-Импакт,
194156 а/я 83, Санкт-Петербург, Россия

(Получена 12 ноября 2007 г. Принята к печати 13 ноября 2007 г.)

С помощью численного моделирования в работе проведен систематический анализ волноводных свойств лазерных гетероструктур на основе нитридов III группы, изготовленных на подложках из различных материалов (сапфира, карбида кремния и нитрида галлия), учитывающий двулучепреломление как в самой нитридной структуре, так и в подложке. Рассмотрены особенности оптического ограничения света в типичных лазерных структурах, влияние на него материала подложки и металлических контактов, сформированных поверх слоев *p*-типа. Сделаны оценки коэффициентов оптических потерь волноводных мод на свободных носителях и на утеkanie в подложку, на основе которых определена значимость различных каналов потерь.

PACS: 78.66.Fd, 42.55.Px, 42.82.Et, 42.25.Lc

1. Введение

В первой части данной работы [1] выведены волновые уравнения для направляемых мод ТЕ- и ТМ-поляризации, распространяющихся в оптически одноосных лазерных гетероструктурах, изготовленных на основе нитридов III группы, и сформулированы необходимые граничные условия для компонент электромагнитного поля. В результате анализа экспериментальных данных по оптическим свойствам нитридов III группы и материалов подложек (сапфира, GaN и SiC) получены аппроксимации для спектральных зависимостей диэлектрических проницаемостей обыкновенных и необыкновенных волн. Во второй части работы эти результаты использованы для изучения особенностей оптического ограничения и типичных нитридных лазерных гетероструктурах и влияния на него материала подложки и металлического *p*-электрода, нанесенного на поверхность лазерного диода.

2. Оптическое ограничение в лазерных гетероструктурах

В данном разделе рассмотрены волноводные свойства типичных лазерных гетероструктур, описанных в литературе. Поскольку, как будет видно далее, подложка играет существенную роль в формировании оптического волновода, структуры на подложках из GaN, сапфира и SiC рассмотрены отдельно.

2.1. Лазерная структура на подложке из GaN

Лазерная гетероструктура, выращенная на гомоэпитаксиальной GaN-подложке, описана в работе [2]. Она состоит из буферного слоя GaN:Si толщиной 2.2 мкм, Al_{0.08}Ga_{0.92}N:Si эмиттера толщиной 550 нм, нижнего GaN:Si волноводного слоя толщиной 100 нм, переходного слоя In_{0.01}Ga_{0.99}N:Si толщиной 40 нм и активной области, состоящей из пяти нелегированных In_{0.09}Ga_{0.91}N квантовых ям толщиной 4 нм, разделенных In_{0.01}Ga_{0.99}N:Si барьерами толщиной 7 нм. Блокирующий In_{0.01}Al_{0.16}Ga_{0.83}N:Mg-слой толщиной 14 нм помещен между активной областью и верхним волноводным In_{0.01}Ga_{0.99}N:Mg слоем толщиной 70 нм, за которым следует *p*-эмиттер, представляющий собой короткопериодную сверхрешетку из 80 пар In_{0.01}Ga_{0.99}N/In_{0.01}Al_{0.16}Ga_{0.83}N-слоев (толщиной 2.5/2.5 нм), однородно легированных Mg (общая толщина эмиттера — 400 нм). Поверх *p*-эмиттера выращен GaN:Mg контактный слой толщиной 100 нм. Уровень легирования *n*-слоев донорами составлял $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а измеренная на отдельных образцах концентрация дырок в *p*-In_{0.01}Ga_{0.99}N-слоях — $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Экспериментальная длина волны генерации такой структуры составляла 408 нм. Поскольку период In_{0.01}Ga_{0.99}N/In_{0.01}Al_{0.16}Ga_{0.83}N сверхрешетки значительно меньше длины волны генерируемого света, для упрощения анализа волноводных свойств данной гетероструктуры мы заменили короткопериодную сверхрешетку на слой постоянного состава, равного среднему составу сверхрешетки.

Расчеты показывают, что в исходной лазерной гетероструктуре не существует направляемых мод как ТЕ-, так и ТМ-поляризации. Это связано с тем, что из-за асимметрии структуры (см. распределение пока-

¶ E-mail: karpov@softimpact.ru

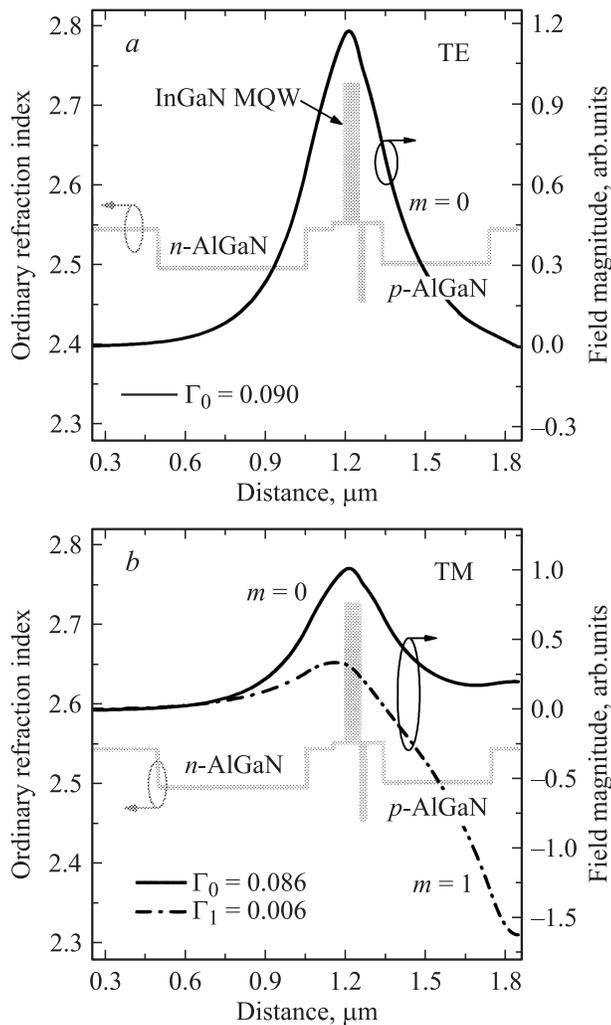


Рис. 1. Распределение амплитуд электрического или магнитного поля для TE- и TM-поляризованных волноводных мод в лазерной гетероструктуре на GaN-подложке, описанной в [2].

зателя преломления обыкновенной волны на рис. 1) InGaN-квантовые ямы и другие InGaN-слои оказываются слишком тонкими, чтобы полностью локализовать электромагнитное поле вблизи активной области. Фактически оптическое ограничение формируется волноводными слоями, среди которых доминирует GaN-слой. По этой причине электромагнитное поле не затухает в GaN-подложке, приводя к формированию так называемых утекающих мод.

Очевидно, что из-за достаточно сильного затухания утекающих мод в $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$ эмиттере распределение амплитуды их электромагнитных полей во внутренней части гетероструктуры будет близким к распределению полей направляемых мод в гипотетической структуре, в которой GaN-подложка и буферный слой заменены на толстый слой из $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$, обеспечивающий существование направляемых мод. Распределение амплитуд волноводных мод в такой структуре показано на рис. 1 для случая TE- и TM-поляризации. В этой струк-

туре возможно существование лишь одной основной ($m = 0$) TE-поляризованной моды с максимумом амплитуды, несколько смещенным относительно активной области, содержащей множественные InGaN-квантовые ямы (МКЯ). Эта мода имеет нулевое электрическое поле на поверхности металлического контакта, покрывающего p -GaN контактный слой, в соответствии с граничными условиями (4а) работы [1]. Фактор оптического ограничения основной TE-моды составляет $\Gamma_0 = 0.090$. В случае TM-поляризации в лазерной структуре могут существовать две волноводных моды с нулевой нормальной к плоскости эпитаксиальных слоев производной от магнитного поля на поверхности металлического контакта (см. в [1] граничные условия (4б)). Обе моды имеют по два максимума интенсивности поля (рис. 1). Один из них, как и в случае TE-моды, несколько смещен относительно активной области лазера в глубь структуры. Другой, особенно ярко выраженный в случае моды 1-го порядка ($m = 1$), наблюдается в p -GaN контактом слое вблизи металлического электрода. Дополнительная локализация TM-мод в контактом слое связана, во-первых, с возможностью их распространения в GaN и, во-вторых, с граничными условиями (4б) [1], не требующими аннуляции амплитуды поля на границе металлического контакта. Факторы оптического ограничения TM-мод составляют $\Gamma_0 = 0.086$ и $\Gamma_1 = 0.006$. Малость Γ_1 по сравнению с Γ_0 указывает на то, что TM-мода 1-го порядка не должна возбуждаться в лазерной гетероструктуре из-за слишком малого эффективного усиления. Факторы оптического ограничения Γ_0 для мод TE- и TM-поляризации оказываются сравнимыми между собой. Учитывая, однако, тот факт, что в гетеролазерах с InGaN активной областью $g_{\text{TE}}^{\text{act}} > g_{\text{TM}}^{\text{act}}$ (см., например, [3]), можно сделать вывод о том, что на пороге генерации будет возбуждаться лишь основная TE-мода.

Для оценки потерь волноводных мод на свободных носителях здесь и далее применялась следующая процедура. Сначала с помощью коммерческого симулятора SiLENSe 3.0 [4] рассчитывались зонные диаграммы и распределения концентраций неравновесных носителей в лазерной гетероструктуре при плотности тока, соответствующей экспериментально измеренному порогу генерации света (в данном случае $\sim 9 \text{ кА/см}^2$). Затем с использованием выражений (7) находились распределения локальных коэффициентов поглощения света свободными электронами и дырками поперек гетероструктуры. Окончательные значения коэффициентов поглощения волноводных мод определялись по формулам (5) с учетом распределения их электромагнитных полей. В результате были получены значения коэффициента поглощения на свободных носителях 6.5 и 6.3 см^{-1} для основных мод TE- и TM-поляризации соответственно. Расчеты показали, что, несмотря на малую толщину, основной вклад в потери на свободных носителях дает активная область лазера, где концентрация неравновесных носителей на несколько порядков превышает их концентрацию в эмиттерах и волноводных слоях.

Для оценки потерь волноводных мод на утеkanie в подложку использовался приближенный подход, аналогичный предложенному в работе [5]. Согласно этому подходу, распространение света в волноводном слое рассматривается в рамках лучевой оптики, а коэффициент потерь на утеkanie волноводной моды в подложку определяется из соотношения $\alpha_{\text{leak}} = (1 - R)/2W \cdot \text{tg } \varphi$, где φ — угол падения луча в волноводном слое на n -эмиттер, отсчитываемый от нормали к плоскости слоев гетероструктуры, W — ширина эффективной области локализации волноводной моды, а R — коэффициент отражения луча от n -эмиттера, определенный на основе теории тонких пленок [6], с учетом его конечной толщины и утеkania световой волны в подложку. Оцененные таким образом коэффициенты потерь на утеkanie составили 1.7 и 2.7 см⁻¹ для основных ТЕ- и ТМ-мод соответственно. Таким образом, потери на утеkanie оказались в несколько раз меньше потерь на поглощение света свободными носителями. Суммарные потери основной ТЕ-моды также оказались меньшими, чем потери основной ТМ-моды, что наряду с другими факторами, отмеченными выше, способствует преимущественному возбуждению ТЕ-моды на пороге генерации света.

2.2. Лазерные структуры на сапфировых подложках

В данном разделе мы рассмотрим две лазерные гетероструктуры, изготовленных на сапфировых подложках. Одна из них, предложенная в [7], состоит из буферного (контактного) GaN:Si-слоя толщиной 3 мкм, In_{0.05}Ga_{0.95}N:Si переходного слоя толщиной 100 нм, n -Al_{0.08}Ga_{0.92}N:Si эмиттера толщиной 500 нм, нижнего волноводного GaN:Si-слоя толщиной 100 нм и активной области, состоящей из четырех 3.5 нм In_{0.15}Ga_{0.85}N:Si квантовых ям, разделенных 7 нм In_{0.02}Ga_{0.98}N:Si барьерами. Далее за активной областью следуют Al_{0.2}Ga_{0.8}N:Mg блокирующий слой толщиной 20 нм, GaN:Mg волноводный слой толщиной 100 нм и p -Al_{0.08}Ga_{0.92}N:Mg эмиттер толщиной 500 нм. Завершает структуру GaN:Mg контактный слой толщиной 500 нм. Генерация света в такой структуре наблюдалась на длине волны около 406 нм. Поскольку информация об уровнях легирования эпитаксиальных слоев в работе [7] отсутствовала, мы выбрали концентрацию доноров $\sim 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³ для n -области и концентрацию акцепторов $\sim 4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ для p -области лазерного диода в соответствии с данными ранних работ этого автора.

Моделирование показало, что в описанной выше структуре, как и в случае лазера на GaN-подложке, волноводные слои не способны полностью локализовать электромагнитное поле. Фактически локализация поля происходит между сапфировой подложкой и металлическим электродом, нанесенным на p -GaN контактный слой (рис. 2). Благодаря большой толщине n -GaN контактного слоя в такой структуре могут образовываться

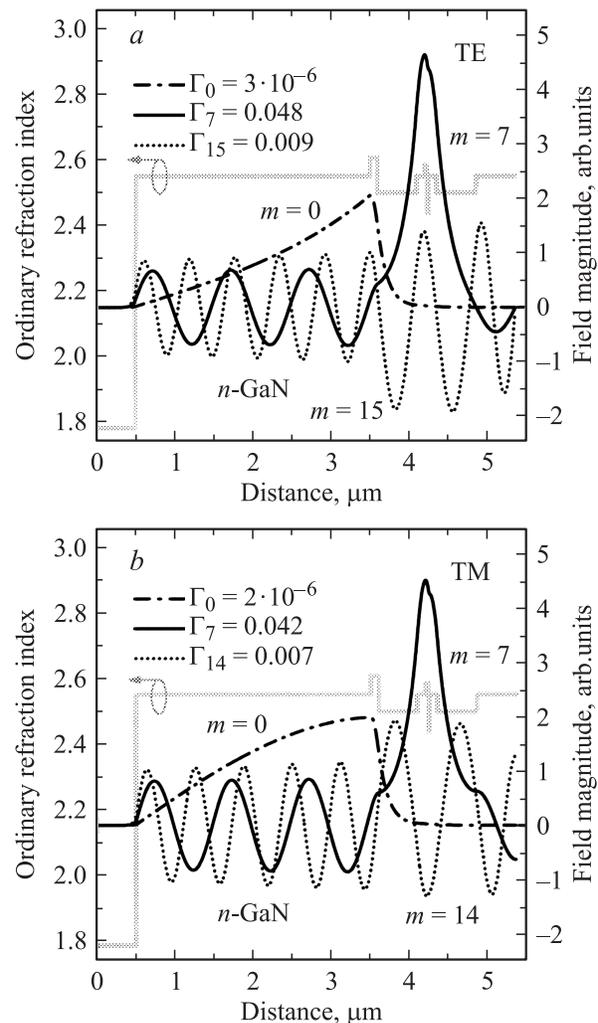


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения для ТЕ- и ТМ-поляризованных волноводных мод в лазерной гетероструктуре из работы [7].

42–44 поперечные моды. В частности, основная волноводная мода ($m = 0$) как в случае ТЕ-, так и ТМ-поляризации полностью локализуется в n -GaN контактном и n -In_{0.05}Ga_{0.95}N переходном слоях, затухая в волноводе. Наибольшую локализацию вблизи активной области имеет мода 7-го порядка, поле которой осциллирует в n -GaN контактном слое. Такое поведение качественно согласуется с предсказаниями, сделанными в работе [8] на основе моделирования и относящимися к лазерной гетероструктуре на толстом GaN-слое.

Расчет факторов оптического ограничения для поперечных мод в лазерной структуре из [7] показывает, что ТЕ-мода 7-го порядка имеет фактор оптического ограничения, в ~ 4 – 6 раз превышающий факторы оптического ограничения остальных ТЕ-мод. Такая хорошая дискриминация поперечных мод приведет к возбуждению именно этой моды при превышении порога генерации лазерного диода. В то же время фактор оптического ограничения ТМ-моды 7-го порядка оказывается лишь

на $\sim 15\%$ ниже, чем у аналогичной ТЕ-моды. Однако с учетом соотношения между коэффициентами усиления ТЕ- и ТМ-поляризованного света в InGaN-активной области это означает доминирование ТЕ-поляризации в спектре излучения лазерного диода.

Потери за счет поглощения света на свободных носителях, оцененные по описанной выше методике, составили 3.4 и 6.6 см^{-1} для ТЕ- и ТМ-мод 7-го порядка соответственно. Предполагая квантовую эффективность стимулированного излучения постоянной, автор [7] оценил внутренние потери на основе зависимости обратной дифференциальной эффективности лазерного диода с непокрытыми диэлектрическими пленками зеркалами от длины резонатора. Экспериментальный коэффициент оптических потерь (без учета потерь света на излучение) составил $\sim 43 \text{ см}^{-1}$, что примерно на порядок превышает коэффициент потерь света на свободных носителях, оцененный выше для ТЕ-моды. Это означает, что либо в лазерном диоде из работы [7] оказываются весьма значимыми дополнительные потери света из-за рассеяния, вызванного неоднородностью материала или шероховатостями границ раздела полоскового контакта, либо квантовая эффективность стимулированного излучения не постоянна, а меняется с плотностью тока, что представляется более вероятным из-за сильной утечки электронов из активной области, типичной для нитридных лазеров.

Другая лазерная структура, генерирующая ультрафиолетовый свет с длиной волны 375 нм была предложена в работе [9]. Структура включала в себя GaN:Si-контактный слой толщиной 4 мкм , переходный слой из $\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}:\text{Si}$ толщиной 100 нм , n -эмиттер, представляющий собой легированную кремнием короткопериодную AlGaIn-сверхрешетку с общей толщиной 0.8 мкм и средним содержанием AlN в твердом растворе $x = 0.12$, нижний волноводный слой, выполненный из $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{N}$ толщиной 100 нм , активную область, состоящую из пяти 3.5 нм $\text{In}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ квантовых ям, разделенных 7 нм $\text{In}_{0.01}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ барьерами, $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}:\text{Mg}$ блокирующий слой толщиной 20 нм и верхний $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{N}:\text{Mg}$ волноводный слой толщиной 100 нм . В качестве p -эмиттера использовалась легированная магнием короткопериодная AlGaIn-сверхрешетка с общей толщиной 0.5 мкм и средним содержанием AlN в твердом растворе $x = 0.12$. Контактный GaN:Mg-слой толщиной 50 нм завершал гетероструктуру. Поскольку информация об уровнях легирования эпитаксиальных слоев в работе [9] отсутствовала, мы приняли концентрацию доноров в n -области диода, равной $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и концентрацию акцепторов в p -области — $1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Активная область предполагалась нелегированной с остаточной концентрацией электронов $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Как и в случае предыдущей гетероструктуры, лазерная структура из [9] формирует основные ($m = 0$) ТЕ- и ТМ-моды, хорошо локализованные в переходном

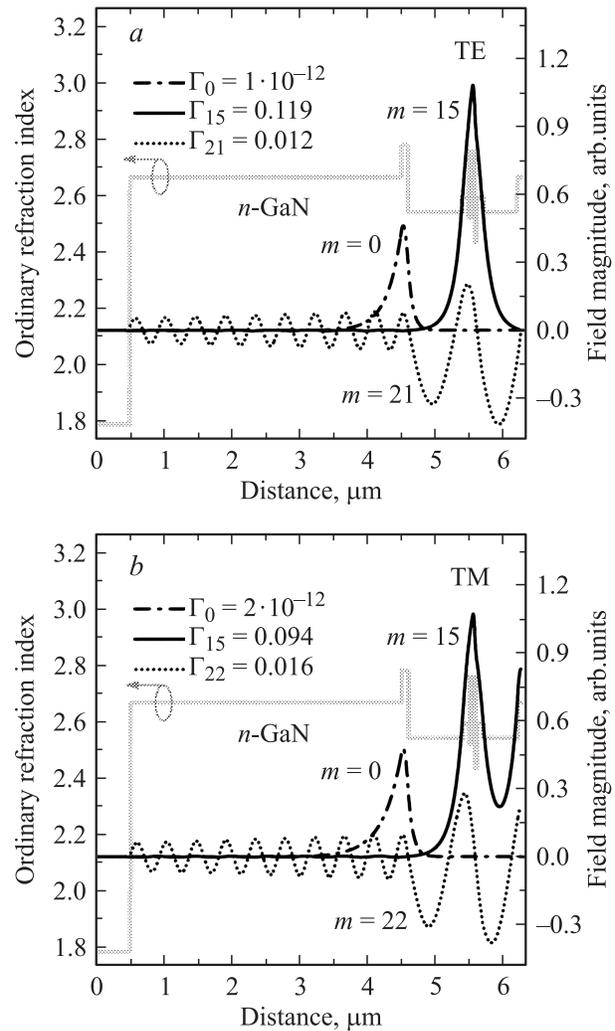


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения для ТЕ- и ТМ-поляризованных волноводных мод в лазерной гетероструктуре из работы [9].

$\text{In}_{0.02}\text{Ga}_{0.98}\text{N}$ -слою (рис. 3). Моды высшего порядка локализируются между сапфировой подложкой и металлическим p -электродом. Наибольший фактор оптического ограничения имеют моды 15-го порядка, которые и должны возбуждаться первыми на пороге генерации. Остальные имеют фактор оптического ограничения, примерно в 4–10 раз меньший, чем моды с максимальными Γ -факторами.

В случае ТМ-поляризации мода 15-го порядка имеет весьма специфическое распределение, с сильной локализацией электромагнитного поля в p -GaN контактном слое. Это связано как с граничными условиями для ТМ-мод на поверхности металлического контакта, так и с тем фактом, что p -GaN контактный слой имеет наибольший показатель преломления среди всех AlGaIn-слоев, что способствует локализации в нем света. Как и ранее, фактор оптического ограничения ТМ-моды 15-го порядка меньше, чем у соответствующей ТЕ-моды.

Потери за счет поглощения света на свободных носителях, оцененные по описанной выше методике, составили 4.9 и 8.6 см⁻¹ для TE- и TM-мод 15-го порядка соответственно. Превышение потерь TM-мод над потерями TE-мод указывает на преимущественное возбуждение последних при достижении порога генерации лазера.

2.3. Лазерная структура на подложке из SiC

Лазерная гетероструктура, выращенная на SiC-подложке [10], состояла из 800 нм Al_{0.1}Ga_{0.9}N:Si эмиттера, нижнего GaN:Si волноводного слоя толщиной 160 нм, активной области, выполненной из трех нелегированных In_{0.1}Ga_{0.9}N квантовых ям толщиной 3 нм, разделенных 6 нм нелегированными GaN-барьерами, блокирующего Al_{0.2}Ga_{0.8}N:Mg-слоя толщиной 20 нм, верхнего GaN:Mg волноводного слоя толщиной 120 нм, Al_{0.1}Ga_{0.9}N:Mg эмиттера толщиной 400 нм и 120 нм GaN:Mg контактного слоя. В работе [10] отсутствовала информация о легировании слоев лазерной структуры. Поэтому для анализа мы приняли концентрацию доноров в слоях *n*-типа равной 3 · 10¹⁸ см⁻³, а концентрацию акцепторов в слоях *p*-типа равной 2 · 10¹⁹ см⁻³. Экспериментальная длина волны генерации в такой структуре составляла 420 нм.

Расчеты показывают, что в исходной лазерной гетероструктуре не существует направляемых мод как для TE-, так и для TM-поляризации. Это связано с тем, что SiC-подложка имеет показатель преломления, заметно превышающий показатель преломления как GaN-, так и InGaN-слоев активной области. По этой причине электромагнитное поле не затухает в SiC-подложке, приводя к формированию утекающих мод. Поступая так же, как и в случае лазера на GaN-подложке, мы рассмотрели гипотетическую структуру, в которой SiC-подложка заменена на Al_{0.1}Ga_{0.9}N-слоем, который обеспечивает существование направляемых мод, считая, что распределение поля в такой гипотетической структуре вблизи активной области (см. рис. 4) будет близким к распределению поля утекающих мод.

В данной структуре существует лишь одна основная (*m* = 0) TE-мода с максимумом амплитуды, не совпадающим с активной областью из InGaN квантовых ям. Фактор оптического ограничения основной TE-моды составляет $\Gamma_0 = 0.035$. В случае TM-поляризации в лазерной структуре могут существовать две волноводные моды с нулевой нормальной к плоскости эпитаксиальных слоев производной от магнитного поля на поверхности металлического контакта. Обе моды имеют два локальных максимума интенсивности поля, как и в случае лазера на подложке из GaN (рис. 4). Один из них также смещен относительно активной области гетероструктуры. Другой наблюдается в *p*-GaN контактном слое вблизи металлического электрода. Факторы оптического ограничения TM-мод составляют $\Gamma_0 = 0.030$ и $\Gamma_1 = 0.005$. В целом поведение волноводных мод в лазерах на GaN- и SiC-подложках оказывается весьма

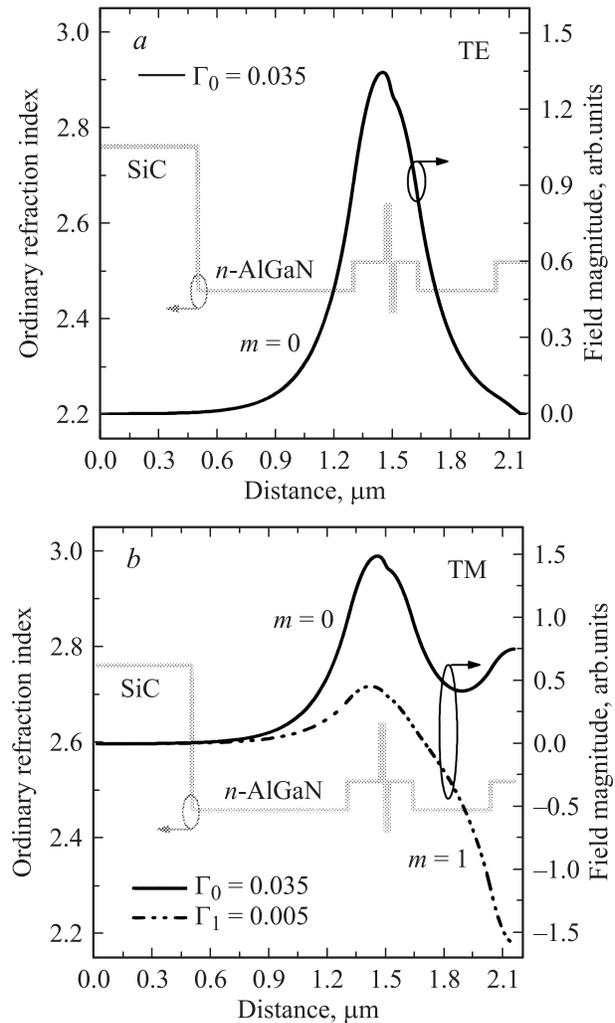


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения для TE- и TM-поляризованных волноводных мод в лазерной гетероструктуре из работы [10].

сходным с той разницей, что эффекты локализации света в контактном слое лазерной структуры на SiC-подложке выражены более сильно.

Потери за счет поглощения света на свободных носителях, оцененные по методике, описанной выше, составили 4.6 и 4.0 см⁻¹ для основных TE- и TM-мод соответственно. В то же время потери на утекание основных поперечных мод в подложку, оцененные по указанной выше методике, оказались равными 4.1 и 5.8 см⁻¹ для этих TE- и TM-мод. Таким образом, возбуждение мод TE-поляризации при достижении порога генерации является более вероятным.

3. Заключение

В данной работе проведен детальный анализ волноводных свойств типичных лазерных гетероструктур на основе нитридов III группы с учетом анизотропии их

оптических констант, материала используемой подложки и наличия металлического электрода, нанесенного на p -контактные слои. На основе полученных распределений полей поперечных волноводных мод сделана оценка потерь на поглощение света свободными носителями и на утеkanie волноводных мод в подложку.

Анализ оптического ограничения в типичных лазерных гетероструктурах на GaN- и SiC-подложках показал, что направляемые поперечные моды не могут полностью локализоваться в волноводных слоях, сформированных во внутренних областях таких структур. Причиной этого является асимметрия гетероструктур, вытекающая из требований оптимальной инжекции электронов и дырок в активную область, а также малый диапазон изменения показателей преломления многокомпонентных нитридов III группы в зависимости от их состава. В результате в лазерных диодах такого рода часто возникает утеkanie волноводных мод в подложку, приводящее к дополнительным оптическим потерям и, следовательно, к снижению дифференциальной квантовой эффективности приборов. Выходом из этой нежелательной ситуации могла бы быть „симметризация“ гетероструктур, т.е. использование p -волноводных слоев из InGaN вместо GaN и увеличение их толщины, а также толстых n -контактных слоев из AlGaN вместо GaN.

В гетероструктурах на сапфировых подложках локализация электромагнитного поля происходит, как правило, между подложкой и p -электродом, а не в волноводном слое, по причинам, отмеченным выше. Это вызывает появление большого числа поперечных волноводных мод, которые, хотя и не являются утекающими, проникают глубоко в n -контактные слои лазерных структур. Факторы оптического ограничения такого рода мод часто оказываются малыми, что в свою очередь приводит к большому пороговым токам лазерных диодов. Избежать проникновения поля волноводных мод в n -контактные слои позволило бы использование в качестве их базового материала AlGaN вместо GaN.

Следует отметить, что в большинстве исследованных лазерных структур максимум поля волноводной моды не совпадает с положением активной области, что приводит к дополнительному снижению фактора ее оптического ограничения. Это указывает, с одной стороны, на трудности оптимизации волноводных свойств лазерных структур, связанные, вероятно, с технологическими требованиями к их выращиванию, и, с другой стороны, на скрытые резервы для улучшения характеристик изготовленных из них приборов.

Наличие металлического контакта и p -GaN контактного слоя является еще одним фактором, сильно влияющим на волноводные свойства нитридных гетероструктур. В частности, они приводят к появлению специфических ТМ-мод, локализованных в p -контактном слое вблизи металлического электрода. В силу малого фактора оптического ограничения такие моды не должны возбуждаться на пороге генерации лазера, однако они

могут стать существенными при сильной утечке электронов из активной области в тонкие p -слои, которая может возникнуть при высоких плотностях тока.

Проведенные оценки потерь волноводных мод за счет поглощения на свободных носителях показали, что уровень потерь составляет $\sim 4\text{--}8\text{ см}^{-1}$, что заметно больше, чем в лазерах на основе традиционных соединений $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$. Это связано как с большим сечением поглощения света на свободных носителях, что является характерным свойством нитридных полупроводников, так и с большими концентрациями неравновесных электронов и дырок в активной области лазерного диода. Потери на утеkanie волноводных мод в подложку оказываются в несколько раз меньше и обычно составляют $\sim 2\text{--}3\text{ см}^{-1}$. Как правило, суммарные потери ТМ-мод заметно превышают потери ТЕ-мод, что указывает на преимущественное возбуждение последних при превышении порога генерации лазера. В целом теоретически предсказанные суммарные потери оказываются заметно меньше наблюдаемых экспериментально. Последнее обстоятельство требует специального изучения.

Работа К.А. Булашевича была поддержана РФФИ (грант № 05-02-16679) и программой по поддержке ведущих научных школ.

Список литературы

- [1] Т.Е. Слободян, К.А. Булашевич, С.Ю. Карпов. ФТП, **42** (7), 864 (2008).
- [2] C. Skierbiszewski, P. Perlin, I. Grzegory, Z.R. Wasilewski, M. Siekaczl, A. Feduniewicz, P. Wisniewski, J. Borysiuk, P. Prystawko, G. Kamler, T. Suski, S. Porowski. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 809 (2005).
- [3] W.W. Chow, H. Amano, T. Takeuchi, J. Han. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 244 (1999).
- [4] <http://www.semitech.us/products/SiLENSe/>
- [5] С.Ю. Карпов, В.И. Кучинский, Е.Л. Портной. Письма ЖТФ, **6**, 361 (1980).
- [6] Ф.И. Федоров. *Оптика анизотропных сред* (М., Едиториал УРСС, 2004) гл. 4.
- [7] S. Nakamura. *MRS J. Nitride Semicond. Res.*, **2**, 5 (1997).
- [8] J. Piprek, R.K. Sink, M.A. Hansen, J.E. Bowers, S.P. DenBaars. In: *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VIII*, eds R. Binger, P. Blood, M. Osinski. *SPIE Proc.*, **3944-03**, 28 (2000).
- [9] M. Kneissl, D.W. Treat, M. Teepe, N. Miyashita, N.M. Johnson. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2386 (2003).
- [10] M. Röwe, P. Michler, J. Gutowski, S. Barder, G. Brüderl, V. Kümmeler, A. Weimar, A. Lell, V. Härle. *Phys. Status Solidi A*, **188**, 65 (2001).

Редактор Л.В. Беляков

Optical confinement in III-nitride laser diodes. II. Heterostructures on various substrates

*T.E. Slobodyan**, *K.A. Bulashevich**,[†], *S.Yu. Karpov*[†]

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

[†] Soft-Impact, Ltd.,
194156 P.O.Box 83, St. Petersburg, Russia

Abstract Detailed investigation into waveguide properties of III-nitride laser heterostructures fabricated on GaN, SiC, and sapphire substrates, is carried out by simulations. Birefringence of both nitride semiconductors and substrate materials is accounted for in the study. Specific features of optical confinement in typical laser structures and effects of substrate materials and metallic electrodes formed to *p*-layers of the structure are considered in terms of modeling. The losses of transverse modes caused by free-carrier absorption and their leakage into the substrate are estimated, and the importance of each of the optical loss channels is assessed.