

Волноводные свойства гетероструктур на основе нитридов галлия, алюминия и индия

© В.Е. Бугров, А.С. Зубрилов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук; Cree Research EED Inc., 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 21 февраля 1996 г. Принята к печати 29 февраля 1996 г.)

Исследовались волноводные свойства двойных гетероструктур на основе нитридов элементов III группы $A^{III}N$. Установлено, что в твердом растворе широкозонной области достаточным (для ограничения оптической моды внутри активной области) является содержание AlN не более $8 \div 10\%$. Учтено влияние поглощения света в широкозонных слоях на плотность порогового тока гетероструктурных лазеров. Для гетероструктур на основе $A^{III}N$ этот вид поглощения света будет, по-видимому, определяющим. Для лазеров на основе таких структур плотность порогового тока ожидается на уровне порядка 10 кА/см^2 . Вследствие сильного поглощения света в волноводном слое для лазеров на одиночные квантовых ямах не следует ожидать снижения плотности порогового тока по сравнению с обычными лазерами на двойных гетероструктурах. Снижение плотности порогового тока до нескольких кА/см^2 возможно для лазеров с большим числом квантовых ям.

1. Введение и основные результаты

Нитриды элементов III группы (III-нитриды), в частности, InN, GaN, AlN и их твердые растворы — перспективные материалы для создания коротковолновых лазерных диодов [1,2]. Успехи последних лет в нитридной технологии сделали возможность создания подобных диодов вполне реальной. В январе 1996 г. было объявлено [3] о создании первого в мире инжекционного лазера на основе III-нитридов. Существующая в настоящее время теория полупроводниковых инжекционных лазеров на гетероструктурах ориентирована на свойства III-арсенидов, III-антимонидов и III-фосфидов. Для гетероструктурных лазеров на этих материалах и теория, и эксперимент показывают [4], что плотность порогового тока регулярно уменьшается с уменьшением толщины активной узкозонной области. Сущность эффекта очень проста — чем тоньше область, тем меньше следует инжектировать в нее носителей для создания инверсной заселенности.

Для простейших лазеров на двойных гетероструктурах (ДГС), где активная область играет еще и роль волновода, кривая зависимости плотности порогового тока от толщины активной области имеет минимум. Это связано с тем, что усиливается лишь распространяющаяся по активной области часть оптической моды, поэтому слишком сильное уменьшение толщины активной области приводит к резкому ухудшению ограничения оптической моды внутри активной области и, как следствие, к возрастанию величины тока, требуемого для достижения генерации.

В лазерах на двойных гетероструктурах с отдельным ограничением (ДГС РО) неравновесные носители ограничены внутри активной области, в то время как оптическое поле ограничено внутри относительно толстого волноводного слоя. В этом случае при сужении активной области оптическое ограничение замет-

но не уменьшается, поэтому пороговый ток монотонно падает с уменьшением толщины активной области. Это падение оказывается особенно заметным при переходе от лазеров на объемном материале к лазерам на квантовых ямах или даже на квантовых точках, где для достижения тех же величин усиления в активной области требуется меньший уровень накачки носителей.

Вышесказанное, однако, верно в случае, когда поглощение света в пассивных широкозонных слоях структуры отсутствует. Для большинства прямозонных материалов, характеризующихся резким краем поглощения, последнее утверждение действительно справедливо. В частности, для энергии фотона GaAs/AlGaAs-лазера, соответствующей сдвигу порядка 40 мэВ в красную область от ширины запрещенной зоны, коэффициент поглощения GaAs равен примерно 10 см^{-1} [4], а коэффициент поглощения используемых в качестве материалов для широкозонных слоев твердых растворов AlGaAs составляет лишь несколько см^{-1} .

Имеющиеся в настоящее время данные о коэффициентах поглощения нитридов галлия и алюминия [1,5] показывают, что в этих материалах спектр поглощения имеет низкоэнергетический "хвост", что будет приводить к значительному поглощению генерируемого света в широкозонных слоях. Для нитридных материалов коэффициент поглощения на длине волны генерации лазера будет, видимо, составлять порядка 10^3 см^{-1} . Вследствие этого, как показало настоящее исследование, для лазеров на III-нитридах как на основе ДГС, так и, что особенно важно, на основе ДГС РО кривая зависимости плотности порогового тока от толщины активной области будет обладать хорошо выраженным минимумом.

Для ДГС-лазеров, как видно из рис. 1, учет сильного поглощения в широкозонных обкладках приводит к сдвигу оптимальной толщины активной области от величины порядка 0.05 мкм до значений порядка 0.2 мкм. При этом ожидаемая величина плотности порогового тока лазера возрастает в несколько раз и оказывается на уровне 10 кА/см². На рис. 1 представлена зависимость порогового тока от толщины активной области для ДГС-лазера с различными широкозонными областями, содержащими от 2 до 20% нитрида алюминия, и узкозонной областью из чистого нитрида галлия. На этой зависимости имеется минимум, который опускается по мере увеличения широкозонной добавки нитрида алюминия. Эта тенденция насыщается — кривые 3 и 4 на рис. 1 практически не отличаются друг от друга, хотя кривая 3 относится к 10% содержания нитрида алюминия, а кривая 4 — к 20%.

Характер зависимости порогового тока от толщины активной области изменяется в случае лазера на основе ДГС РО. Это изменение показано на рис. 2. Как видно из рисунка, в диапазоне наиболее практически интересных толщин активной области наблюдается не уменьшение порогового тока с уменьшением толщины активной области, а, наоборот, его рост. Оптимальная толщина активной области при этом составляет опять примерно 0.2 мкм. Как следствие

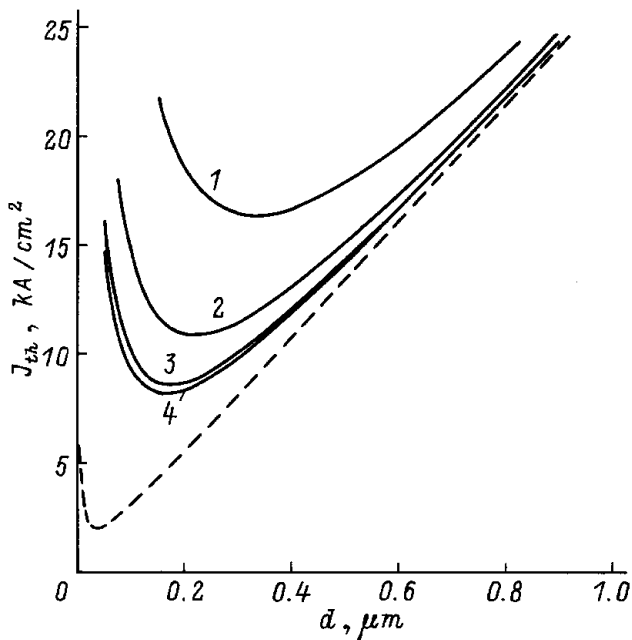


Рис. 1. Плотность порогового тока J_{th} в лазерных двойных гетероструктурах типа GaN/AlGaN ($\lambda = 370$ нм) в зависимости от толщины активной области d для четырех составов твердого раствора в широкозонных слоях в % AlN: 1 — 2, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20. Представлены результаты расчетов с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховая линия) поглощения света в широкозонных слоях.

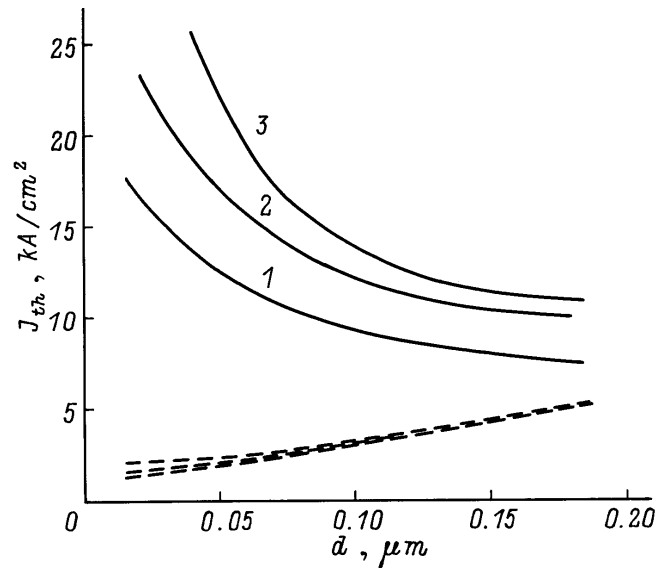


Рис. 2. Плотность порогового тока J_{th} для лазера на основе двойной гетероструктуры с раздельным ограничением $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$ ($\lambda = 395$ нм) в зависимости от толщины активной области d для трех различных толщин GaN волноводного слоя в мкм: 1 — 0.2, 2 — 0.4, 3 — 0.8. Представлены результаты расчетов с учетом (сплошные линии) и без учета (штриховые линии) поглощения света в широкозонных слоях.

этого, минимально достижимая величина плотности порогового тока оказывается на уровне плотностей порогового тока в обычных ДГС-лазерах.

2. Теория

В настоящей работе рассматриваются планарные гетероструктуры, у которых активная область GaN (ДГС) или волноводный слой GaN с активной областью InGaN в центре (ДГС РО) заключены между двумя толстыми широкозонными (обкладочными) слоями AlGaIn, так что оптическая мода не может проникать во внешние слои структуры. При этом везде подразумевается торцевая геометрия лазера.

Все расчеты для моделируемых гетероструктур с активной областью GaN представлены для длины волны генерации $\lambda = 370$ нм в соответствии с существующими данными по стимулированному излучению в ДГС GaN/AlGaIn (~ 368 нм [6]) при 300 К. Лазерные длины волн λ для ДГС РО с активной областью InGaN соответствует составу твердого раствора.

Распределение оптического поля по структуре (поперечная мода) находилась из обычного волнового уравнения:

$$E''(x) + k^2 [n^2(x) - N^2] E(x) = 0, \quad (1)$$

где x — направление, нормальное к плоскостям слоев, k — волновой вектор света в вакууме, $n(x)$ —

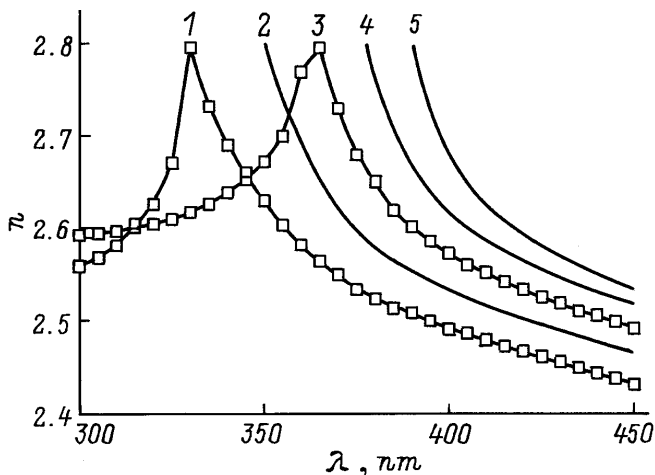


Рис. 3. Спектр показателя преломления GaN и твердых растворов AlGaIn и InGaIn разных составов при комнатной температуре; % AlN: 1 — 10, 2 — 5, 3–5 — 0; % InN: 1–3 — 0, 4 — 5, 5 — 10. Квадраты — экспериментальные данные [6], кривые — предложенная в настоящей работе аппроксимация.

показатель преломления, N — эффективный показатель преломления, который должен находиться для каждой моды в отдельности. Все результаты приведены для основной лазерной моды.

При решении волнового уравнения предполагалось, что показатели преломления твердых растворов GaN и AlGaIn (InGaIn) соответствуют приведенным на рис. 3 и что они не зависят от температуры, уровня легирования и типов электропроводности. При построении приведенных на рис. 3 спектров показателей преломления были учтены зависимости ширины запрещенной зоны твердых растворов AlGaIn [1,2] и InGaIn [7] от составов твердых растворов. Значения коэффициентов поглощения используемых материалов $\alpha_s \sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ [1,5] на рассмотренных длинах волн и получаемые значения усиления в активной области намного меньше, чем величина волнового вектора света $k \sim 10^5 \text{ см}^{-1}$. Поэтому мнимые части показателей преломления $\alpha_s(x)/2k$ не оказывают заметного влияния на профили распределения интенсивности поля, и ими можно пренебречь при решении волнового уравнения.

Требуемое для достижения генерации значение усиления в активной области определяется теми потерями в структуре, которые необходимо преодолеть. Потери складываются из потерь на вывод излучения $\alpha_L = (1/L)\ln(1/R)$, где L — длина резонатора, R — коэффициент отражения зеркала, а также потерь внутри структуры α_i , которые невозможно определить из знания лишь параметров структуры. Внутренние потери могут, например, включать в себя потери на свободных носителях в активной области или потери на рассеяние излучения на гетерограни-

цах и рассеивающих центрах (неоднородностях). Как уже указывалось выше, в III-нитридах необходимо также учитывать потери за счет поглощения света в пассивных слоях α_s . После учета описанных механизмов потерь выражение для усиления в активной области на пороге генерации принимает вид

$$g_{th} = (1/\Gamma)(\alpha_i + \alpha_L + \Gamma_w \alpha_s^w + \Gamma_c \alpha_s^c) \quad (2)$$

где Γ_w и Γ_c — доля оптической моды, приходящаяся соответственно на волноводный и обкладочные слои; Γ — доля оптической моды, приходящаяся на активную область (коэффициент оптического ограничения [4]). Для объемных материалов известно соотношение [4]

$$g_{th} = \beta(J_{nom} - J_0), \quad (3)$$

где β и J_0 — константы, а J_{nom} — это номинальная плотность тока, т. е. величина плотности тока, требуемая для поддержания существующей скорости накачки однородно возбужденного слоя толщиной 1 мкм. Для объемного GaN при 300 К можно полагать $\beta = 8.33 \text{ см/кА}$ и $J_0 = 22 \text{ кА/см}^2$ [8]. При равных единице эффективности и коэффициенте инжекции пороговая плотность тока лазера может быть определена как

$$J_{th} = dJ_{nom} = d(J_0 + g_{th}/\beta), \quad (4)$$

где d — безразмерная величина, соответствующая толщине активной области в микронах.

3. Обсуждение результатов

При конструировании инжекционных лазеров важнейшим параметром гетероструктуры является толщина активной области. Ранее уже говорилось, что оптимальные толщины активной области в III-нитридных и классических III-арсенидных и т. п. лазерах существенно различны. На рис. 1 показано влияние толщины активной области на плотность порогового тока для ДГС GaN/AlGaIn при различных составах твердого раствора в обкладках. При расчетах предполагались $\alpha_L = 40 \text{ см}^{-1}$ (соответствует длине резонатора около 400 мкм и коэффициенту отражения зеркал порядка 0.2), $\alpha_i = 0 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_s^c = 800 \text{ см}^{-1}$. Из рис. 1 следует, что при содержании AlN в обкладках более или порядка 5% оптимальная толщина активной области составляет примерно $0.15 \div 0.2 \text{ мкм}$.

Широкое распространение получили ДГС РО лазеры. Лазеры такой конструкции не только обладают значительно лучшими деградационными характеристиками и меньшей расходимостью луча, но и, как уже отмечалось, имеют более низкие пороговые токи, чем обычные ДГС лазеры. В случае ДГС РО лазеров следует различать две принципиально разные ситуации.

1. Активная область не слишком тонка, и ее еще нельзя рассматривать как квантовую яму. Плотности порогового тока в ДГС РО InGaN/GaN/AlGaN-лазерах с подобной активной областью могут быть определены из соотношения (3) с теми же значениями β и J_0 , что и в случае ДГС GaN/AlGaN-лазеров. Вычисления без учета поглощения в широкозонных слоях показывают, что использование даже таких ДГС РО понижает величину ожидаемой плотности порогового тока в сравнении с обычными ДГС (например, в 2–3 раза для ДГС GaAs/AlGaAs-лазеров [4]). Однако в нитридных лазерах волноводный слой GaN будет сильно поглощающим. Коэффициент поглощения GaN на длине волны $\lambda = 395$ нм (10% InN в активной области) составляет примерно 800 см^{-1} [1,5]. Столь большое поглощение света ведет к увеличению порогового усиления. На рис. 2 представлена зависимость плотности порогового тока от толщины активной области для трех ДГС In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN/Al_{0,1}Ga_{0,9}N с толщинами волноводного слоя GaN 0,2, 0,4 и 0,8 мкм. При расчетах полагалось: $\alpha_s^c = 500 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_s^w = 800 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_i = 0 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_L = 40 \text{ см}^{-1}$.

Расчет показывает, что ожидаемые в лазерах на ДГС РО плотности тока примерно равны ожидаемым в обычных лазерах на ДГС. Для сравнения на рис. 2 приведены данные расчета плотности порогового тока, проведенного без учета поглощения ($\alpha_s = 0 \text{ см}^{-1}$) в волноводном и прилегающих слоях. Отчетливо видно большое влияние этого поглощения на ожидаемую величину порогового тока.

2. Дело обстоит иначе в случае лазеров на ДГС РО с одиночной или несколькими квантовыми ямами. В этом случае зависимость усиления в активной области от плотности тока через структуру отличается от той, которая использовалась для объемного GaN. Из-за нехватки данных по этой зависимости для квантовых ям InGaN/GaN нет возможности провести детальные расчеты по лазерам на ДГС РО с квантовыми ямами (например, расчет влияния толщины активной области на плотность порогового тока).

Для оценки ожидаемого порогового тока в этих лазерах и для сравнения с обычными лазерами на ДГС, по-видимому, можно воспользоваться известной из [9] зависимостью усиления от тока для квантовой ямы In_{0,1}Ga_{0,9}N/Al_{0,2}Ga_{0,8}N толщиной 50 Å.

Расчеты показывают, что в случае In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN/Al_{0,1}Ga_{0,9}N-лазера на основе ДГС РО с квантовой ямой в роли активной области толщиной 50 Å коэффициент оптического ограничения будет составлять примерно 0,025 для оптимальных толщин волноводного слоя. Без учета поглощения в пассивных слоях структуры это ведет к ожидаемому усилению в активной области на пороге генерации около 200 см^{-1} и (в соответствии с [9]) плотности порогового тока около 600 А/см^2 . Учет поглощения приводит к драматическим изменениям этих значений. Полагая $\alpha_s^c = 500 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_s^w = 800 \text{ см}^{-1}$,

получаем величину порогового усиления в активной области на уровне $(2 \div 3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В литературе пока нет данных относительно ожидаемых значений пороговой плотности тока при таких величинах усиления. Учитывая известный эффект насыщения усиления с ростом тока, достижение столь высокого уровня усиления при плотностях порогового тока, меньших, чем необходимы для работы обычного ДГС лазера, видимо, невозможно.

Выходом из этой ситуации при создании лазеров на ДГС РО, по всей видимости, может быть использование структур с большим числом квантовых ям. В этих структурах приходящаяся на пассивные слои доля оптической моды будет заметно ниже, что повлечет снижение величины потерь за счет поглощения света в широкозонных слоях, а следовательно, и плотности порогового тока. Рассмотрим, например, структуру, состоящую из десяти квантовых ям In_{0,1}Ga_{0,9}N/GaN толщиной 50 Å, заключенных между обкладочными слоями In_{0,1}Ga_{0,9}N. Для этой структуры доля оптической моды, приходящаяся на активные области, составляет примерно 0,3. Полагая $\alpha_s^w = 500 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha_L = 40 \text{ см}^{-1}$, получаем величину порогового усиления в активных областях порядка 1300 см^{-1} и, как следствие этого, плотность порогового тока около 5 кА/см^2 . Видно, что ожидаемая плотность порогового тока в 2 раза ниже, чем в обычных лазерах на ДГС. Снижения плотности порогового тока можно ожидать при увеличении степени ограничения оптического поля внутри активных областей и уменьшении толщин квантовых ям.

Для сравнения отметим, что первый продемонстрированный лазер на III-нитридной гетероструктуре [3] в качестве активной области имел 26 квантовых ям In_{0,1}Ga_{0,9}N/In_{0,05}Ga_{0,95}N толщиной 25 Å и обладал плотностью порогового тока в 4 кА/см^2 .

Общей особенностью всех гетероструктур на основе III-нитридов, видимо, является тот факт, что конфигурация светового поля, когда формируемая волноводная мода в основном располагается во внешних слоях, в лазерах на основе III-нитридов оказывается весьма невыгодной. "Вытекание" моды за пределы активной области будет приводить к сильному поглощению генерируемого излучения и соответствующему возрастанию величины требуемого усиления в активной области. Для III-нитридных лазеров предпочтительнее более сильная локализация светового поля в активной области.

В заключение необходимо указать на еще одну важную особенность III-нитридных гетероструктур. Из рис. 1 видно, что влияние состава обкладочных слоев на пороговый ток при содержании AlN в обкладках, большем 10%, уже не существенно. Подобное малое содержание широкозонного компонента в твердых растворах обкладок было не достаточно в лазерах на основе арсенидов и т. п. Есть две причины для столь низкого, достаточного для хорошего опти-

ческого ограничения, уровня содержания AlN. Во-первых, длина волны генерации в лазерах на основе III-нитридов меньше, чем в лазерах на основе III-арсенидов. Во-вторых, III-нитриды характеризуются значительной дисперсией показателя преломления (рис. 3). Как следствие этого, требуемое для хорошего ограничения оптической моды внутри активной области содержания AlN в твердом растворе широкозонных слоев должно быть относительно невелико. Последний результат представляется важным, так как в нитридной технологии имеются трудности при легировании слоев AlGaIn.

4. Выводы

1. Для рассмотрения конструкций лазеров на основе ДГС и ДГС РО плотности порогового тока ожидаются на уровне около 10 кА/см^2 (для идеальных лазерных структур с внутренней квантовой эффективностью и коэффициентами инжекции, равными 1).

2. Низкоэнергетические "хвосты" в спектрах поглощения III-нитридов будут, видимо, играть очень важную роль при создании лазерных структур, заметно увеличивая достижимые величины пороговых токов. Влияние "хвостов" поглощения особенно велико в случае лазеров на ДГС РО с квантовыми ямами, где большая часть оптической моды оказывается распространяющейся в пассивных областях с сильным поглощением. Для лазеров на ДГС РО с одиночными квантовыми ямами величины необходимого усиления в активной области на пороге генерации, рассчитанные с учетом межзонного поглощения в прилегающих к активной области широкозонных слоях, превышают рассчитанные без этого учета в 10 и более раз.

3. Для лазеров на III-нитридных гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами, видимо, не стоит ожидать снижения величины плотности порогового тока в сравнении с обычными лазерами на ДГС. Снижение величин плотностей порогового тока до значений порядка нескольких кА/см^2 возможно в лазерах на гетероструктурах с большим числом квантовых ям.

4. Для ДГС с активной областью GaN оптимальная толщина этой области составляет примерно $0.15 \div 0.2 \text{ мкм}$.

5. Вследствие малых длин волн генерации и заметной дисперсии показателя преломления в ДГС на основе $\text{Al}^{\text{III}}\text{N}$ для хорошего ограничения оптической моды внутри активной области достаточным, видимо, является содержание AlN в твердом растворе широкозонного слоя на уровне порядка $8 \div 10\%$.

Авторы выражают благодарность О.В. Константинову за большую помощь в проведении исследования.

Список литературы

- [1] S. Strite, H. Morkoc. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **10**, 1237 (1992).
- [2] H. Morkoc, S. Strite, G.B. Gao, M.E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns. *J. Appl. Phys.* **76**, 1363 (1994).
- [3] S. Nakamura. *InterNet communication report*, January 15, 1996.
- [4] X. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981). [Пер. с англ.: H.C. Casey, Jr., M.B. Panish. *Heterostructure Lasers* (N. Y., Academic Press, 1978).
- [5] O. Ambacher, W. Rieger, M. Stutzmann. *Abstracts of Topical Workshop on III-V Nitrides*, TWN'95 F-5 (Nagoya, Japan, 1995).
- [6] H. Amano, N. Watanabe, N. Koide, I. Akasaki. *Japan. J. Appl. Phys.*, **32**, L1000 (1993).
- [7] K. Osamura, S. Naka, Y. Murakami. *J. Appl. Phys.*, **46**, 3432 (1975).
- [8] W. Fang, S.L. Chuang. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 751 (1995).
- [9] S. Kamiyama, M. Suzuki, T. Uenoyama, Y. Ban. *Abstracts of Topical Workshop on III-V Nitrides*, TWN'95 SP-5 (Nagoya, Japan, 1995).

Редактор Т.А. Полянская

Waveguiding properties of gallium, aluminium, and indium nitride heterostructures

V.E. Bougrov and A.S. Zubrilov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences;
Cree Research EED Inc.,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Waveguiding properties of $\text{Al}^{\text{III}}\text{N}$ double heterostructures were investigated. Sufficient mole fraction of AlN in cladding layers is found to be no more than $8 \div 10\%$. An influence of absorption in passive layers on threshold current density of heterostructure lasers has been considered. This kind of absorption is determining for $\text{Al}^{\text{III}}\text{N}$ heterostructures. The threshold current density for $\text{Al}^{\text{III}}\text{N}$ heterostructure lasers is estimated to be about 10 кА/см^2 . Due to high light absorption in waveguide-layer no decreasing of threshold current of single quantum well lasers in comparison with conventional double heterostructure lasers is expected. The threshold current can be decreased in multi-quantum well lasers. In these lasers the threshold current density is expected to be about several кА/см^2 .

Fax: +7(812) 247-6425

E-mail: asz@shuttle.ioffe.rssi.ru