

Оптическое ограничение в лазерных диодах на основе нитридов III группы. I. Теория, оптические свойства материалов

© 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.)

В первой части работы приведены скалярные волновые уравнения для направляемых ТЕ- и ТМ-мод в лазерных гетероструктурах на основе нитридов III группы, учитывающие анизотропию их оптических свойств. Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по оптическим свойствам многокомпонентных нитридов, а также сапфира и карбида кремния, обычно используемых в качестве подложек для выращивания нитридных гетероструктур. На основе данного анализа предложены аппроксимации спектральных зависимостей диэлектрических проницаемостей обыкновенных и необыкновенных волн для этих материалов.

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

1. Введение

Благодаря прорыву в технологии получения эпитаксиальных слоев нитридов III группы, совершенному в середине 90-х годов, стало возможным расширение спектрального диапазона твердотельных излучателей света — светодиодов и лазерных диодов — до видимого (зеленого и синего), фиолетового и ультрафиолетового. В частности, современные системы оптической записи и хранения информации нового поколения ориентированы на использование нитридных лазерных диодов с длиной волны излучения 405 нм, а в ближайшем будущем планируется широкое применение ультрафиолетовых лазеров в различных отраслях промышленности.

Несмотря на достигнутые технологические успехи, понимание основных принципов работы светодиодов и лазеров на основе нитридов III группы не является достаточно полным. Это связано, в том числе, с такими необычными для традиционных полупроводников $A^{III}B^V$ свойствами, как спонтанная электрическая поляризация и наличие сильного пьезоэффекта в нитридных материалах, присутствие большого количества проникающих дислокаций в эпитаксиальных структурах, выращенных на подложках из сапфира (Al_2O_3) или карбида кремния (SiC), значительное влияние флуктуаций состава в твердых растворах InGaN на спектр и эффективность излучения света, большая энергия активации акцепторов и т.д. Все эти особенности затрудняют интуитивную разработку приборных гетероструктур, основанную на аналогиях с обычными соединениями $A^{III}B^V$, и требуют использования подходов, максимально учитывающих специфику нитридных полупроводников.

Среди проблем, относящихся к лазерным диодам на основе нитридов III группы, особое место занимает проблема оптического ограничения в лазерных структурах. Из-за влияния поляризационных эффектов

на зонные диаграммы светодиодов и лазеров, малой эффективности активации Mg-акцепторов в GaN и AlGaN, а также вследствие планарной конструкции светоизлучающих приборов, изготовленных на изолирующих сапфировых подложках, используемые лазерные структуры оказываются существенно асимметричными. В частности, толщина слоев n -типа в таких приборах, как правило, заметно превышает толщину слоев p -типа; гетероструктура обычно включает широкозонный p -AlGaN слой, блокирующий утечку электронов из активной области; p -эмиттер в лазерных диодах часто выполняется в виде короткопериодной сверхрешетки, повышающей среднюю концентрацию дырок в материале, и т.д. Эта асимметрия в сочетании с малыми толщинами p -слоев, призванными уменьшить последовательное сопротивление диодов, часто приводит к недостаточному ограничению света вблизи активной области лазера и, как следствие, ухудшению его приборных характеристик.

В первых работах [1,2], посвященных анализу волноводных свойств нитридных гетеролазеров, рассмотрено распространение света в модельных гетероструктурах и изучено влияние возможного сильного поглощения света в эмиттерах на пороговую плотность тока лазерных диодов. Поскольку ко времени проведения этих исследований были опубликованы лишь единичные экспериментальные данные по нитридным лазерам, специфика гетероструктур, вытекающая из требований оптимальной инжекции электронов и дырок в активную область, не принималась в [1,2] во внимание. По этой же причине не учитывалось влияние материала подложки на волноводные свойства лазерных структур. Важным выводом работ [1,2] явилось предсказанное теоретически сильное влияние состава и толщины эмиттерных слоев на эффективность оптического ограничения в лазерных структурах, обусловленное малым различием показателей преломления GaN и AlGaN и их дисперсий.

¶ E-mail: karpov@softimpact.ru

В более поздней работе [3] с помощью моделирования изучалась реалистичная многослойная лазерная структура, выращенная на толстом GaN-буферном слое, изготовленном с помощью бокового эпитаксиального разращивания. В этой работе впервые теоретически показано, что основная волноводная мода (не имеющая узлов в распределении амплитуды поля поперек гетероструктуры) имеет максимум поля не вблизи активной области, а в переходном InGaN-слое, лежащем далеко за пределами волноводных слоев. Кроме того, в [3] отмечено, что мода высокого порядка, имеющая максимальное перекрытие с активной областью лазера, является утекающей, т.е. имеет дополнительный канал оптических потерь, негативно влияющий на приборные характеристики. Эти предсказания были в согласии с данными ряда экспериментальных работ, цитированных в [3].

Образование утекающих мод обсуждалось также в [4] применительно к лазерным структурам, изготовленным на SiC-подложках. Поскольку показатель преломления SiC превышает показатели преломления GaN и InGaN, образование утекающих мод в таких структурах является типичным явлением, и при конструировании лазерной структуры требуются специальные меры для уменьшения потерь волноводных мод на утекание. При анализе волноводных свойств лазерной структуры на SiC-подложке в [4] рассматривался модельный волновод, фактически соответствующий лишь внутренней области гетероструктуры.

Отсутствие утекающих мод следует ожидать в лазерных структурах, изготовленных на сапфировых подложках, поскольку показатель преломления у сапфира заметно меньше, чем у нитридов III группы. Однако из-за слабого оптического ограничения света во внутренней области гетероструктуры следует ожидать появления поперечных мод высокого порядка в такого рода лазерных диодах и малой их дискриминации на пороге генерации. Мы не нашли в литературе какого-либо систематического исследования данного вопроса.

Следует отметить, что моделирование распределения электромагнитного поля, проведенное в [1–4] и ряде других работ, основывалось на решении скалярного уравнения Гельмгольца, т.е. фактически имело отношение только лишь к модам ТЕ-поляризации. Тем самым эффекты двулучепреломления, характерные для нитридных полупроводников, имеющих кристаллическую решетку гексагональной симметрии, не учитывались при анализе волноводных свойств лазерных диодов. Кроме того, на наш взгляд, в литературе не уделено достаточного внимания локализации светового поля в контактных слоях гетероструктуры и влиянию на распределение электромагнитного поля металлических контактов — эффектам, которые представляются важными из-за малых толщин *p*-слоев, типичных для нитридных лазерных диодов.

Цель данной работы состоит в изучении особенностей оптического ограничения в типичных лазерных диодах на основе нитридов III группы с учетом двулучепреломления в используемых материалах и особенностей

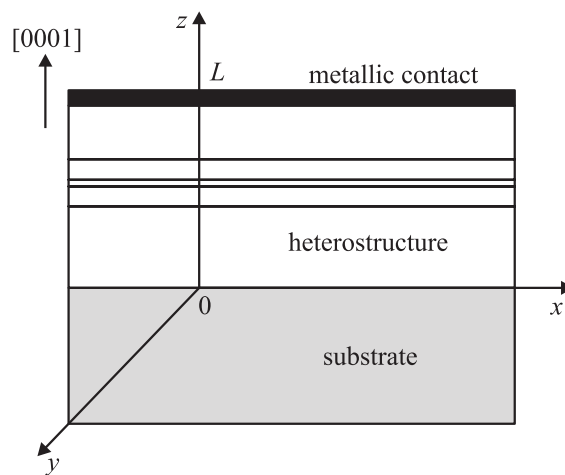


Рис. 1. Схематическое изображение лазерной гетероструктуры.

конструкций приборных гетероструктур. Особое внимание в данном исследовании уделено оценке потерь волноводных мод на свободных носителях и на их утекание в подложку с целью определения значимости каждого из этих каналов потерь.

В первой части данной работы (настоящая статья) дано описание теоретической модели, использованной для анализа волноводных свойств нитридных структур, а также проведен анализ оптических свойств многокомпонентных нитридов III группы и материалов подложек. Результаты моделирования лазерных структур, изготовленных на подложках из различных материалов, обсуждаются во второй части работы.

2. Модель

Рассмотрим многослойную лазерную гетероструктуру, изготовленную на основе нитридов III группы. Структура предполагается выращенной на подложке из сапфира, SiC или GaN в направлении [0001], соответствующем гексагональной оси кристалла (рис. 1). Сверху структура предполагается покрытой металлическим электродом, служащим омическим контактом к *p*-слоям гетероструктуры.

2.1. Электромагнитное поле направляемых волноводных мод

Для немагнитной среды в отсутствие сторонних зарядов и токов из уравнений Максвелла [5] вытекают следующие волновые уравнения для векторов электрического **E** и магнитного **H** поля волноводной моды:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \cdot \hat{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad \hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_e \end{pmatrix}, \quad (1a)$$

$$\nabla \times (\hat{\varepsilon}^{-1} \nabla \cdot \mathbf{H}) + \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0,$$

$$\hat{\varepsilon}^{-1} = \begin{pmatrix} \varepsilon_o^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_o^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_e^{-1} \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Здесь c есть скорость света в вакууме, тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}$ имеет в случае оптически одноосной среды только диагональные компоненты ε_o и ε_e (индексы „о“ и „е“ здесь и далее относятся к обыкновенной и необыкновенной волнам соответственно), а тензор $\hat{\varepsilon}^{-1}$ определен таким образом, что $\hat{\varepsilon}^{-1} \hat{\varepsilon} = \hat{I}$, где \hat{I} есть единичный тензор.

Рассмотрим плоский волновод, в котором возможно разделение мод различной поляризации. В случае ТЕ-поляризованной волноводной моды положим $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{e}_y E_y(z) \exp i(\beta x - \omega t)$, где \mathbf{e}_y — единичный орт, направленный вдоль оси y (рис. 1), $E_y(z)$ — амплитуда вектора напряженности электрического поля, β — постоянная распространения волноводной моды, а ω — частота ее колебаний. В этом случае $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, и волновое уравнение (1а) может быть преобразовано к скалярному виду

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + k^2 \varepsilon_o(z) E_y = \beta^2 E_y, \quad k = \omega/c. \quad (2)$$

Так как $\mathbf{H} = \frac{1}{ik} \nabla \times \mathbf{E} = \frac{1}{ik} (\mathbf{e}_z \frac{\partial E_y}{\partial x} - \mathbf{e}_x \frac{\partial E_y}{\partial z})$, условие непрерывности тангенциальных составляющих векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} на внутренних границах раздела гетероструктуры означает непрерывность E_y и $\partial E_y / \partial z$.

Для ТМ-моды полагаем $\mathbf{H}(x, y, z) = \mathbf{e}_y H_y(z) \times \exp i(\beta x - \omega t)$. В этом случае из (1б) вытекает скалярное волновое уравнение

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\varepsilon_o(z)} \frac{dH_y}{dz} \right) + k^2 H_y = \frac{\beta^2}{\varepsilon_e(z)} H_y. \quad (3)$$

Поскольку $\mathbf{E} = \frac{i}{k} \hat{\varepsilon}^{-1} \nabla \times \mathbf{H} = \frac{i}{k} \left(\frac{\mathbf{e}_z}{\varepsilon_e} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\mathbf{e}_x}{\varepsilon_o} \frac{\partial H_y}{\partial z} \right)$, условиям непрерывности тангенциальных составляющих векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} на внутренних границах раздела соответствует непрерывность H_y и $\varepsilon_o^{-1} \cdot \partial H_y / \partial z$.

В общем случае лазерная гетероструктура со сложным распределением диэлектрической проницаемости вдоль оси z ($0 \leq z \leq L$) заключена между подложкой ($z \leq 0$) с тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\varepsilon}^S$ и металлическим контактом ($z \geq L$), который в данной работе предполагается идеальным, т.е. полностью отражающим свет. В области $0 \leq z \leq L$ решения волновых уравнений (3) и (4) могут быть найдены с помощью численного интегрирования. Внешними граничными условиями для этих уравнений являются в случае ТЕ-поляризации

$$z = 0: \quad \frac{\partial E_y}{\partial z} = q_S E_y; \quad z = L: \quad E_y = 0, \quad (4a)$$

а в случае ТМ-поляризации

$$z = 0: \quad \frac{1}{\varepsilon_o(0)} \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{q_S}{\varepsilon_o^S} H_y; \quad z = L: \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = 0, \quad (4б)$$

где $q_S^2 = \beta^2 - k^2 \varepsilon_o^S$ в случае ТЕ-моды и $q_S^2 = (\varepsilon_o^S / \varepsilon_e^S) \beta^2 - k^2 \varepsilon_o^S$ в случае ТМ-моды. Граничные условия при $z = 0$ учитывают тот факт, что поле направляемой моды экспоненциально затухает в подложке. Граничные условия при $z = L$ соответствуют обращению в нуль электрического поля на поверхности идеального (имеющего бесконечную проводимость) металла.

2.2. Поглощение и усиление света в лазерной гетероструктуре

Оптические потери волноводной моды можно характеризовать коэффициентом потерь, зависящим от поляризации света, который в рамках теории возмущений 1-го порядка равен:

$$a_{TE} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot \alpha(z) E_y^2(z) / \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot E_y^2(z),$$

$$a_{TM} = \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot \alpha(z) \frac{H_y^2(z)}{\varepsilon_e(z)} / \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{H_y^2(z)}{\varepsilon_e(z)}, \quad (5)$$

где зависимость локального коэффициента поглощения света $\alpha(z)$ определяется чередованием слоев с различными свойствами, типами легирования и распределениями концентраций носителей.

Выражения (5) справедливы также для отрицательного поглощения, т.е. для усиления света. С учетом малости толщин слоев, составляющих активную область лазера, по сравнению с длиной волны света коэффициенты усиления волноводной моды можно представить в виде

$$g_{TE} = \Gamma g_{TE}^{act}, \quad \Gamma = \sum_w d_w E_y^2(z_w) / \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot E_y^2(z),$$

$$g_{TM} = \Gamma g_{TM}^{act}, \quad \Gamma = \sum_w d_w \frac{H_y^2(z_w)}{\varepsilon_e(z_w)} / \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{H_y^2(z)}{\varepsilon_e(z)}, \quad (6)$$

где Γ — фактор оптического ограничения моды, сумма в (6) берется по всем квантовым ямам, входящим в активную область (индекс „w“ нумерует отдельные ямы), g_{TE}^{act} и g_{TM}^{act} суть коэффициенты усиления света в активной области лазерного диода, оцененные в предположении о равномерности инжекции неравновесных носителей в каждую квантовую яму, d_w — толщины квантовых ям, а z_w — вертикальные координаты, соответствующие серединам ям. Очевидно, что факторы оптического ограничения зависят от поляризации света

и распределений электрического или магнитного поля поперек гетероструктуры.

Для коэффициента поглощения света на свободных электронах (α_n) и дырках (α_p) в объеме полупроводникового материала удобно использовать выражения из [6], в которых времена релаксации импульса носителей выражены через их подвижности (μ_n или μ_p):

$$\alpha_n = \frac{q^3 \lambda^2 n}{4\pi^2 \mu_n m_n^2 n_{\text{ref}} \epsilon_0 c^3}, \quad \alpha_p = \frac{q^3 \lambda^2 p}{4\pi^2 \mu_p m_p^2 n_{\text{ref}} \epsilon_0 c^3}, \quad (7)$$

где q — заряд электрона, λ — длина волны света в вакууме, n и p — локальные концентрации электронов и дырок соответственно, а m_n и m_p — их эффективные массы, n_{ref} — показатель преломления материала и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Будучи подставленными в выражения (5), соотношения (7) дают коэффициенты потерь волноводных мод различной поляризации на свободных носителях.

3. Оптические свойства нитридов III группы и материалов подложки

Для расчета электромагнитного поля волноводных мод требуется знать оптические параметры многокомпонентных нитридов III группы и материалов подложек (сапфира, GaN или SiC), а также их спектральные зависимости. В данном разделе мы систематизируем имеющиеся экспериментальные данные по оптическим характеристикам этих материалов с учетом их анизотропии.

3.1. AlGaIn

Показатели преломления обычных и необыкновенных волн для тройных соединений AlGaIn разных составов были экспериментально измерены в [7–9] методом призмного ввода излучения в диэлектрический волновод для диапазона длин волн 442–1064 нм в [7], 450–1000 нм в [8] и 480–800 нм в [9]. Мольная доля AlN в твердых растворах AlGaIn варьировалась от 0 до 0.666 в [7] и от 0 до 1.0 в [8,9]. Состав AlGaIn контролировался с помощью рентгеноспектрального микроанализа. Следует отметить, что данные работы [7] для показателя преломления необыкновенной волны следует считать более точными, так как при обработке результатов измерений учитывалась анизотропия оптических свойств AlGaIn.

Для аппроксимации спектральной зависимости диэлектрических постоянных обыкновенной и необыкновенной волн мы использовали подход, предложенный и апробированный в [10] для широкого спектра полупроводниковых материалов. Согласно этому подходу, зависимость диэлектрической постоянной от частоты

Параметры аппроксимации спектральной зависимости диэлектрической проницаемости обыкновенной и необыкновенной волн для бинарных нитридов III группы, карбида кремния и сапфира

| Материал | Пик E_1 (эВ) | Обыкновенная волна | | Необыкновенная волна | |
|----------|-------------------|--------------------|-------|----------------------|-------|
| | | A_o | G_o | A_e | G_e |
| AlN | 7.9 | 0.27 | 3.15 | 0.03 | 3.37 |
| GaN | 7.0 | 1.10 | 3.64 | 1.08 | 3.81 |
| InN | 4.4 | 0.01 | 4.04 | 0.02 | 4.15 |
| 6H-SiC | 7.2 | 0 | 5.50 | 0 | 5.70 |
| 4H-SiC | 7.0 | 0 | 5.51 | 0 | 5.77 |
| Сапфир | 13.2 | 0 | 2.07 | 0 | 2.04 |

света может быть аппроксимирована соотношением

$$\epsilon_{o,e}(\omega) - 1 = \frac{A_{o,e}}{\pi} \ln \left| \frac{E_1^2 - (\eta\omega)^2}{E_G^2 - (\eta\omega)^2} \right| + G_{o,e} \frac{E_1^2}{E_1^2 - (\eta\omega)^2}, \quad (8)$$

где E_G — ширина запрещенной зоны материала, E_1 — характерный пик плотности состояний, соответствующий прямым оптическим переходам, $G_{o,e}$ — интегральная мощность этого пика, а $A_{o,e}$ — средняя амплитуда мнимой части диэлектрической проницаемости для энергий кванта света, превышающих E_G , но меньших E_1 . В данной работе параметры $A_{o,e}$ и $G_{o,e}$ рассматривались как подгоночные, в то время как E_G и E_1 определялись из независимых источников.

Ширина запрещенной зоны многокомпонентного соединения $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ традиционно аппроксимируется с помощью квадратичной зависимости от его состава:

$$E_G(x, y) = xE_G^{\text{AlN}} + yE_G^{\text{InN}} + (1 - x - y)E_G^{\text{GaN}} - b_{\text{AlGaIn}} x(1 - x - y) - b_{\text{InGaIn}} y(1 - x - y) - b_{\text{AlInN}} xy, \quad (9)$$

где E_G^{AlN} , E_G^{InN} и E_G^{GaN} — ширины запрещенных зон бинарных нитридов III группы, а b_{AlGaIn} , b_{InGaIn} и b_{AlInN} — так называемые параметры изгиба, описывающие отклонение от линейности зависимости ширины запрещенной зоны от состава материала. На основе анализа имеющихся экспериментальных данных нами были выбраны значения $E_G^{\text{AlN}} = 6.2$ эВ, $E_G^{\text{InN}} = 0.7$ эВ, $E_G^{\text{GaN}} = 3.4$ эВ, $b_{\text{AlGaIn}} = 1.0$ эВ, $b_{\text{InGaIn}} = 1.2$ эВ и $b_{\text{AlInN}} = 4.5$ эВ.

Для определения зависимости энергии E_1 от состава многокомпонентного соединения $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$ использовались результаты расчетов из первых принципов [11], согласно которым с достаточно высокой точностью можно считать, что

$$E_1(x, y) = xE_1^{\text{AlN}} + yE_1^{\text{InN}} + (1 - x - y)E_1^{\text{GaN}}, \quad (10)$$

где значения энергий пиков E_1^{AlN} , E_1^{InN} и E_1^{GaN} приведены в таблице. Следует отметить, что результаты расчетов [11] хорошо согласуются с данными измерений вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости AlGaIn, приведенными в [12].

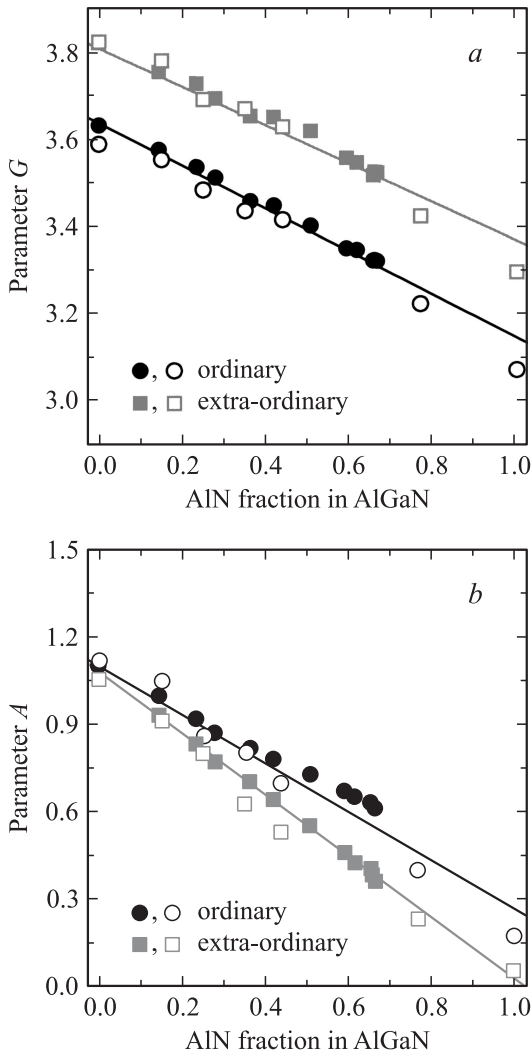


Рис. 2. Параметры аппроксимации спектральной зависимости диэлектрической проницаемости AlGaIn для обыкновенной и необыкновенной волн. Символы представляют собой результаты обработки экспериментальных данных работ [7–9], а линии — их аппроксимацию.

На рис. 2 символами показаны значения параметров $A_{o,e}$ и $G_{o,e}$, полученные в результате аппроксимации экспериментальных спектральных зависимостей показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн в AlGaIn различного состава из [7,8]. Как видно, зависимости параметров $A_{o,e}$ и $G_{o,e}$ от состава AlGaIn оказались близкими к линейным, т.е. их в свою очередь можно представить в виде

$$\begin{aligned} A_{o,e}(x) &= xA_{o,e}^{\text{AlN}} + (1-x)A_{o,e}^{\text{GaIn}}, \\ G_{o,e}(x) &= xG_{o,e}^{\text{AlN}} + (1-x)G_{o,e}^{\text{GaIn}}, \end{aligned} \quad (11)$$

где значения соответствующих параметров для AlN и GaIn даны в таблице. В дальнейшем именно аппроксимирующие зависимости (11) использовались в наших расчетах.

3.2. InGaIn

Показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в InGaIn были измерены в [13] методом призмного ввода излучения в волновод в диапазоне длин волн $442 \text{ нм} < \lambda < 663 \text{ нм}$. Из-за большого рассогласования постоянных решетки GaIn и InN однородные пленки InGaIn достаточно большой толщины, нужные для проведения измерений, получить трудно. Поэтому измерения были проведены для ограниченного интервала изменения состава InGaIn ($0 \leq y \leq 0.066$). Состав InGaIn контролировался методом обратного резерфордского рассеяния. Для аппроксимации спектральной зависимости диэлектрических постоянных обыкновенной и необыкновенной волн использовалось выражение (8), как и в случае AlGaIn.

Символы на рис. 3 показывают значения параметров $A_{o,e}$ и $G_{o,e}$, полученные с помощью аппроксимации

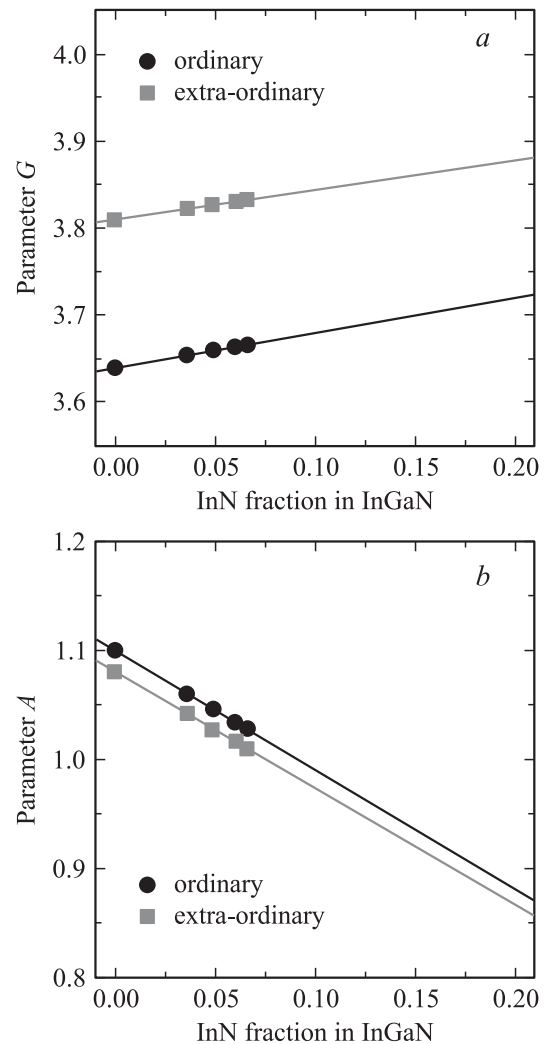


Рис. 3. Параметры аппроксимации спектральной зависимости диэлектрической проницаемости InGaIn для обыкновенной и необыкновенной волн. Символы представляют собой результаты обработки экспериментальных данных работы [13], а линии — их аппроксимацию.

экспериментальных зависимостей показателей преломления обыкновенной и необыкновенной волн в InGaN различного состава от длины волны света. Как и для тройных соединений AlGaIn, зависимости параметров $A_{o,e}$ и $G_{o,e}$ от состава можно представить в виде

$$\begin{aligned} A_{o,e}(y) &= yA_{o,e}^{\text{InN}} + (1-y)A_{o,e}^{\text{GaN}}, \\ G_{o,e}(y) &= yG_{o,e}^{\text{InN}} + (1-y)G_{o,e}^{\text{GaN}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где значения соответствующих параметров InN и GaN приведены в таблице.

3.3. Сапфир

Экспериментальные данные по диэлектрическим постоянным сапфира в диапазоне длин волн от 190 до 550 нм заимствованы из [14].

Для аппроксимации спектральных зависимостей диэлектрических постоянных обыкновенной и необыкновенной волн использовалось выражение (8). Оказалось, что с высокой точностью экспериментальные зависимости могут быть воспроизведены одним лишь вторым членом выражения (8) с параметрами G_o и G_e , приведенными в таблице. По этой причине параметры A_o и A_e приняты равными нулю.

3.4. Карбид кремния

Экспериментальные данные по диэлектрическим постоянным 6H-SiC и 4H-SiC в диапазоне длин волн от 450 до 700 нм, взятые из [15], были аппроксимированы выражением (8), в котором, как и в случае сапфира, параметры A_o и A_e были выбраны равными нулю. Найденные в этом случае параметры G_o и G_e даны в таблице.

4. Заключение

В данной работе получены скалярные волновые уравнения для направляемых мод ТЕ- и ТМ-поляризации в лазерных гетероструктурах на основе нитридов III группы, учитывающие анизотропию оптических свойств этих материалов. На основе анализа имеющихся экспериментальных данных по диэлектрическим проницаемостям обыкновенных и необыкновенных волн в нитридных полупроводниках и материалах подложки предложены двухпараметрические аппроксимации спектральных зависимостей диэлектрических проницаемостей, необходимые для дальнейшего изучения волноводных свойств лазерных гетероструктур. Оказалось, что оптические характеристики твердых растворов AlGaIn и InGaIn могут быть рассчитаны путем применения закона Вегарда к параметрам аппроксимации спектральных зависимостей диэлектрических проницаемостей бинарных полупроводников — GaN, AlN и InN.

В общем случае разница между показателями преломления обыкновенных и необыкновенных волн у нитридов III группы сравнима с изменениями показателя преломления в типичных лазерных гетероструктурах. Это указывает на необходимость учета анизотропии оптических свойств нитридных полупроводников по крайней мере при анализе волноводных мод ТМ-поляризации.

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

Список литературы

- [1] В.Е. Бугров, А.С. Зубрилов. ФТП, **31**, 63 (1997).
- [2] V.E. Bougrov, A.S. Zubrilov. J. Appl. Phys., **81**, 2952 (1997).
- [3] J. Piprek, R.K. Sink, M.A. Hansen, J.E. Bowers, S.P. DenBaars. В сб.: *Physics and Simulation of Optoelectronic Devices VIII*, ed. by R. Binger, P. Blood, M. Osinski. SPIE. Proc., **3944-03**, 28 (2000).
- [4] M. Röwe, P. Michler, J. Gutowski, S. Barder, G. Brüderl, V. Kümmler, A. Weimar, A. Lell, V. Härle. Phys. Status Solidi A, **188**, 65 (2001).
- [5] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики* (М., Наука, 1970) гл. 1.
- [6] Ж. Панков. *Оптические процессы в полупроводниках* (М., Мир, 1973) гл. 3.
- [7] N.A. Sanford, L.H. Robins, A.V. Davydov, A. Shapiro, D.V. Tsvetkov, A.V. Dmitriev, S. Keller, U.K. Mishra, S.P. DenBaars. J. Appl. Phys., **94**, 2980 (2003).
- [8] M.J. Bergmann, Ü. Özgür, H.C. Casey, jr., H.O. Everitt, J.F. Muth. Appl. Phys. Lett., **75**, 67 (1999).
- [9] Ü. Özgür, G. Webb-Wood, H.O. Everitt, F. Yun, H. Morkoç. Appl. Phys. Lett., **79**, 4103 (2001).
- [10] А.Н. Пихтин, А.Д. Яськов. ФТП, **22**, 969 (1978).
- [11] A. Vozhny. PhD thesis, Chernivtsi, Ukraine (2004).
- [12] T. Whetkamp, K. Wilmers, N. Esser, W. Richter, O. Ambacher, H. Angerer, G. Jungk, R.L. Johnson, M. Cardona. Thin. Sol. Films, **313/314**, 745 (1998).
- [13] N.A. Sanford, A. Munkholm, M.R. Krames, A.V. Davydov, A. Shapiro, I. Levin, S. Sayan, L.S. Wielunski, T.E. Madey. Phys. Status Solidi C, **2**, 2783 (2005).
- [14] <http://www.crystran.co.uk>
- [15] Yu. Goldberg, M. Levinstein, S. Rumyantsev. В сб.: *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, ed. by M.E. Levinstein, S.L. Rumyantsev and M.S. Shur (N.Y.-Chichester-Weinheim-Toronto-Singapore, John Wiley & Sons, Inc., 2001) ch. 5.

Редактор Л.В. Беляков

Optical confinement in III-nitride laser diodes. I. Theory and materials optical properties

*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 In this part of work we provide scalar equations for TE- and TM-modes in III-nitride laser heterostructures, accounting for anisotropy in their optical properties. We have analyzed available experimental data on the optical properties of multi-component III-nitride semiconductors, as well as those of sapphire and silicon carbide commonly used as substrate materials. On the basis of the analysis, the approximations for spectral dependence of ordinary and extraordinary dielectric constants are derived for these materials.