

Тарасюк Н.П., Гладыщук А.А., Луценко Е.В.

ФАКТОР ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ И ПОРОГОВЫЕ УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaN/GaN, ВЫРАЩЕННЫХ НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Применение квантоворазмерных гетероструктур InGaN/GaN является перспективным для создания лазерных устройств, работающих в ультрафиолетовой — синие-зеленой области спектра. Особую актуальность это направление приобрело в связи с тем, что недавно была получена генерация в синей области спектра на квантоворазмерных гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных на кремниевых подложках [1], что вызвало большой резонанс в научном сообществе [3-4]. В отличие от традиционных сапфировых подложек, применяемых для роста гетероструктур на основе GaN, кремниевые подложки обладают намного более низкой стоимостью, в четыре раза большей теплопроводностью, а главное отработанными технологическими приемами. Это дает возможность использовать в производстве подобных полупроводниковых лазеров и светоизлучающих структур имеющуюся технологическую базу крупных полупроводниковых предприятий, не прибегая к существенной модернизации существующего производства. Применение кремниевых подложек для роста нитрида галлия и соединений на его основе позволит в перспективе создавать дешевые (низкая себестоимость, отсутствие проблем с созданием зеркал резонатора) и достаточно мощные (высокая теплопроводность подложки) инжекционные лазеры в ультрафиолетовой — синие-зеленой области спектра.

В настоящей работе анализируются условия возникновения генерации в квантоворазмерных гетероструктурах InGaN/GaN, выращенных на кремниевых подложках. В приближении плоских волн проведены расчеты фактора оптического ограничения и коэффициента усиления гетероструктур при фиксированных значениях усиления квантоворазмерных слоев InGaN, а также эффективного показателя преломления для мод разного порядка. Вычисления проводились для трех квантоворазмерных InGaN/GaN гетероструктур, для которых была получена генерация ТЕ поляризации при комнатной температуре.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Рассмотрим многослойную волноводную структуру (рис. 1), считая первый и последний слои полубесконечными. Рассмотрим случай ТЕ - мод, распространяющихся в направлении оси z. В данном случае выражение для напряженности электрического поле имеет вид:

$$\mathbf{E}_y(x, z, t) = \mathbf{E}_{y,j}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (1)$$

для j-го слоя. Амплитуда напряженности электрического вектора: $\mathbf{E}_{y,j}(x)$ ТЕ - электромагнитной волны удовлетворяет волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_{y,j}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2) \mathbf{E}_{y,j}(x) = 0, \quad (2)$$

где $\beta = \beta_{re} + i\beta_{im}$ - проекция волнового вектора

$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ на плоскость гетероструктуры, $\tilde{n}_j = n + ik$ - ком-

плексный показатель преломления j-го слоя. Усиление происходит при $k > 0$ и поглощение - когда $k < 0$. Решение уравнения (2) имеет вид

$$\mathbf{E}_{y,j}(x) = A_j \exp[\gamma_j(x - L_j)] + B_j \exp[-\gamma_j(x - L_j)], \quad (3)$$

где $\gamma_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2}$, L_j - координаты границы между j и j+1 слоями, A_j и B_j - комплексные коэффициенты, определяемые из граничных условий.

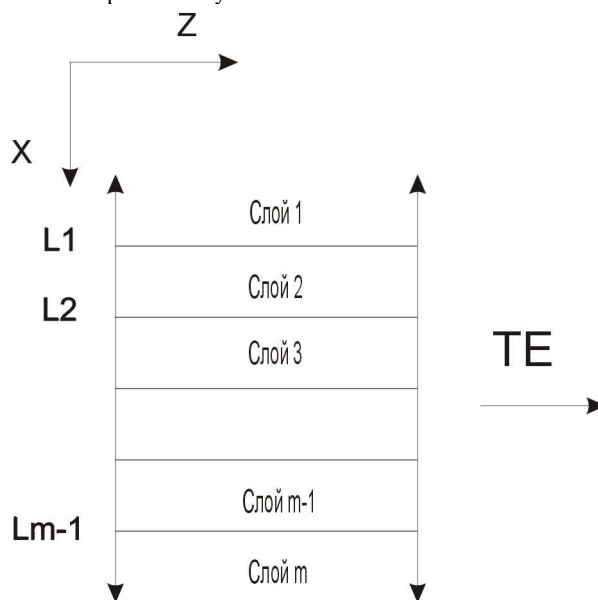


Рис. 1 - Многослойная структура.

Граничные условия следуют из непрерывности тангенциальной составляющей вектора напряженности электромагнитного поля и его производной вдоль нормали к поверхности. В случае ТЕ поляризации граничные условия будут выглядеть следующим образом [5,6]:

$$A_j \exp[\gamma_j d_j] + B_j \exp[-\gamma_j d_j] = A_{j+1} + B_{j+1}$$

$$A_j \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} \exp[-\gamma_j d_j] - B_j \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} \exp[\gamma_j d_j] = A_{j+1} - B_{j+1} \quad (4)$$

где $d_j \equiv (L_{j+1} - L_j)$ - толщина j-го слоя. Представляя (4) в матричном виде:

Тарасюк Николай Петрович. Брестский государственный технический университет.

Гладыщук Анатолий Антонович. Зав. каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Луценко Е.В. Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 68, e-mail: lutsenko@dragon.bas-net.by

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_{j+1} = T_j \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_j, \quad (5)$$

где

$$T_j = \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{\exp[\gamma_j d_j]}{2} & \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{\exp[-\gamma_j d_j]}{2} \\ \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{\exp[\gamma_j d_j]}{2} & \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}}\right) \frac{\exp[-\gamma_j d_j]}{2} \end{bmatrix}.$$

Рекурсивные соотношения для коэффициентов первого и последнего слоев имеют вид:

$$\begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_m = T_{m-1} T_{m-2} \dots T_3 T_2 T_1 \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1 = T_{tot} \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix}_1. \quad (6)$$

Для направляемых мод напряженность электромагнитного поля на бесконечности стремится к нулю $\mathcal{E}_y(x \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$. Поэтому $B_1 = 0, A_m = 0$.

В результате получаем:

$$\begin{bmatrix} 0 \\ B_m \end{bmatrix} = T_{tot} \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

В итоге граничные условия сводятся к уравнению:

$$t_{11}(\beta) = 0. \quad (8)$$

Для решения уравнения (8) использовался алгоритм быстрого спуска. Для выбранного начального приближения β_0 вычисляется значение $|t_{11}(\beta_0)|$ и сравнивается со значениями -

$$\begin{aligned} &|t_{11}(\beta_1 = \beta_0 + \Delta\beta_0)|, |t_{11}(\beta_2 = \beta_0 - \Delta\beta_0)|, \\ &|t_{11}(\beta_3 = \beta_0 + i\Delta\beta_0)|, |t_{11}(\beta_4 = \beta_0 - i\Delta\beta_0)|. \end{aligned}$$

Начальная величина шага $\Delta\beta_0$ выбиралась следующим образом:

$$\Delta\beta_0 = b |t_{11}(\beta_0)|,$$

где $b = 1 \times 10^{-6}$.

Для случая

$$|t_{11}(\beta_i)| < |t_{11}(\beta_0)|$$

осуществлялось присваивание

$$\beta_1 = \beta_i,$$

где β_i – аргумент наименьшего значения $|t_{11}(\beta_i)|$ и устанавливался $\Delta\beta_1 = 1.1\Delta\beta_0$. Когда $|t_{11}(\beta_i)| \geq |t_{11}(\beta_0)|$, шаг уменьшался $\Delta\beta_0 = \Delta\beta_0 / 2$, расчеты повторялись и снова сравнивались $|t_{11}(\beta_i)|$ с $|t_{11}(\beta_0)|$. Если $|t_{11}(\beta_i)| < |t_{11}(\beta_0)|$, то β_1 выбиралось, как ранее, но $\Delta\beta_1 = \Delta\beta_0$. Если условие $|t_{11}(\beta_i)| < |t_{11}(\beta_0)|$ все еще не выполнялось, шаг уменьшался, и это происходило до тех пор, пока не выполнялось условие $\Delta\beta_0 = \epsilon$, где $\epsilon = 1 \times 10^{-16}$. С изменением шага находилось $\Delta\beta_1$ и процесс повторяется для отыскания β_2 и т. д., пока не выполнялся критерий $|t_{11}(\beta_i)| < \delta$, где $\delta = 1 \times 10^{-10}$.

По известной величине β , определялись эффективный показатель преломления n_{eff} и общий коэффициент поглощения (усиления) α гетероструктуры. Они имеют вид:

$$n_{eff} = \frac{\beta_{re}}{k_0}, \quad \alpha = 2\beta_{im}. \quad (9)$$

Так же определялись фактор оптического ограничения:

$$\Gamma = \frac{\sum_{i=1}^N x_{bi} \int E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx}, \quad (10)$$

где $[x_{ai}, x_{bi}]$ – координаты i -го квантоворазмерного слоя InGaN. Аналогично определялись факторы локализации излучения в каждом материале гетероструктуры. Расчет осуществлялся для различных значений коэффициента усиления активного слоя, для учета влияния усиления на фактор оптического ограничения.

Коэффициент отражения зеркал резонатора, применяющийся для анализа пороговых условий генерации, вычислялся по формуле:

$$R = \frac{\sum_i I_i \cdot R_i}{\sum_i I_i}, \quad (11)$$

где R_i и I_i соответственно коэффициент отражения на границах i -той гетерослой - воздух и интенсивность электромагнитного излучения локализованного в i -том слое. Коэффициенты отражения вычислялись по формулам Френеля.

Пороговые условия генерации анализировались по формуле аналогичной по форме записи приведенной в [7]:

$$\alpha_{InGaN}^{prop} = \frac{\frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) + \Gamma_{GaN} \alpha_{GaN} + \Gamma_{AlGaN} \alpha_{AlGaN} + \Gamma_{Si} \alpha_{Si} + \Gamma_{Air} \alpha_{Air}}{\Gamma}, \quad (12)$$

где R – коэффициент отражения, L – длина резонатора, Γ – фактор оптического ограничения, $\Gamma_{GaN}, \Gamma_{AlGaN}, \Gamma_{Si}, \Gamma_{Air}$ – доля энергии излучения, приходящейся соответственно на слои GaN, AlGaN, Si и воздух, $\alpha_{GaN}, \alpha_{AlGaN}, \alpha_{Si}, \alpha_{Air}$ – коэффициенты поглощения соответственно в слоях GaN, AlGaN, Si и воздуха.

Применение данного уравнения было обусловлено тем, что значения фактора оптического ограничения и факторов локализации, как показали расчеты, слабо зависели от усиления в активном слое (менее 0.1% от величины Γ при изменении усиления InGaN от 0 до 1000 см⁻¹). Это позволило избежать громоздких математических расчетов методом последовательного приближения для определения пороговых условий генерации.

Поскольку коэффициенты поглощения нитрида галлия, AlGaN и воздуха на несколько порядков меньше, чем коэффициент поглощения кремния, то поглощением в этих материалах пренебрегали. Значения коэффициентов поглощения и преломления кремния были взяты из работы [8]. После анализа ряда публикаций, значения коэффициентов преломления нитрида галлия и AlGaN выбирались из работы [9].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В данной работе анализировались условия генерации трех квантоворазмерных гетероструктур InGaN/GaN, выращенных

на кремниевых подложках, с десятью квантовыми ямами, для которых была получена генерация при комнатной температуре. На рисунках 2 и 3 представлены фотографии ближнего поля таких лазеров при накачке ниже и выше порога генерации. Все структуры обладали ярко выраженным порогом генерации. Лазерное излучение имело ТЕ поляризацию. В дальнейшем поле излучения лазеров наблюдалось два интенсивных пятна, симметричных относительно плоскости гетероструктуры, что указывало на генерацию на поперечных модах высокого порядка.



Рис. 2 – Излучение квантоворазмерной гетероструктуры InGaN/GaN/Si до достижения порога генерации.



Рис. 3 – Излучение квантоворазмерной гетероструктуры InGaN/GaN/Si после достижения порога генерации.

Гетероструктуры отличались между собой составом, количеством и толщиной слоев AlGaN, AlN и GaN, что было вызвано необходимостью оптимизации ростовых условий на несогласованной подложке активной области лазеров (InGaN/GaN MQW). Для гетероструктуры с наиболее низким порогом генерации профиль показателя преломления представлен на рисунке 4.

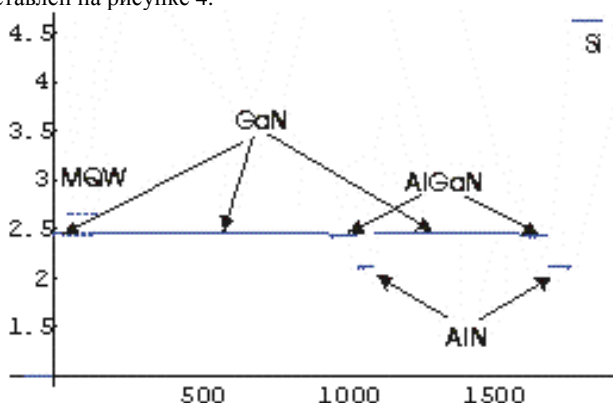


Рис. 4 – Профиль показателя преломления оптически накачиваемого лазера на кремниевой подложке.

Необходимо отметить, что в вычислениях порогового коэффициента усиления не учитывались также рассеяние и поглощение в зародышеобразующих слоях гетероструктур, где наблюдается повышенная концентрация дислокаций и неоднородностей структуры материала.

Были рассчитаны значения фактора оптического ограничения, коэффициента усиления гетероструктур при фиксированных значениях усиления квантоворазмерных слоев InGaN, эффективного показателя преломления для мод разного порядка, а также пороговых значений коэффициента усиления активного слоя для мод разного порядка на длине волны генерации.

Результаты численных расчетов на примере структуры, имеющей наиболее низкий порог генерации, приведены на рис. 5-8. На рисунке 5 представлены коэффициенты усиления (9) данной гетероструктуры в зависимости от номера моды при усилении в активном слое InGaN - $\alpha_{InGaN} = 1000 \text{ см}^{-1}$, что может быть достижимо на практике. Как видно из рисунка при этом только для мод нулевого, второго, третьего и пятого порядков коэффициент усиления выше нуля, в то время как для остальных мод наблюдается поглощение. Это связано с тем, что фактор оптического ограничения а также доля излучения, выходящего в подложку, очень сильно зависят от номера моды. Так, доля излучения, локализованного в кремниевой подложке, обладающей значительным коэффициентом усиления, равна $4.6 \cdot 10^{-7}$, $5.9 \cdot 10^{-5}$ и $1.9 \cdot 10^{-4}$ для мод 0^{го}, 2^{го} и 3^{го} порядков соответственно, в то время как для мод 1^{го} и 4^{го} порядков она составляет величину $4.5 \cdot 10^{-4}$ и $2.2 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Таким образом, локализация и поглощение излучения в подложке имеет большое влияние на модовый состав усиленного излучения квантоворазмерных структур InGaN/GaN на кремниевых подложках. При этом внутренние потери лазеров на поглощение подложкой, по-видимому, будут иметь преобладающее значение над другими внутренними потерями (рассеяние и т.д.).

На порог генерации лазеров влияют как внутренние потери, так и внешние полезные потери на зеркалах резонатора. На рисунке 6 представлены фактор оптического ограничения и коэффициент отражения, рассчитанные по формулам (10) и (11) соответственно, как функция номера моды. Не плавное изменение фактора оптического ограничения от номера моды, по-видимому, связано с резонансными явлениями между протяженными слоями GaN, разделенными AlGaN прослойками. Подобные явления резонанса наблюдались в структурах на основе нитрида галлия и ранее, например, авторами работы [10]. Такое поведение локализации излучения в гетероструктуре приводит к не плавной зависимости коэффициента отражения от номера моды из-за сильной разницы в локализации излучения по слоям гетероструктуры, что отчетливо видно на рисунке 6. Это в свою очередь влияет на значение порогового значения коэффициента усиления необходимого для развития генерации. Необходимо подчеркнуть, что значения фактора оптического ограничения 4.5% и 4.7% для мод второго и третьего порядка не уступает по величине фактору оптического ограничения большинства инжекционных лазеров [5] на основе GaN.

На рисунке 7 представлена зависимость порогового коэффициента усиления от номера моды для длины волны генерации ($\lambda = 455 \text{ нм}$). Как видно из рисунка минимальное значение порога генерации следует ожидать для мод второго и третьего порядка. Пороговое значение коэффициента усиления в активном квантоворазмерном слое InGaN в этом случае должно принять значение 324 и 485 см^{-1} соответственно, что по порядку величины хорошо согласуется с литературными данными [11] для этого материала. В качестве примера на

рисунке 8 приведен профиль интенсивности излучения гетероструктуры для мод второго порядка.

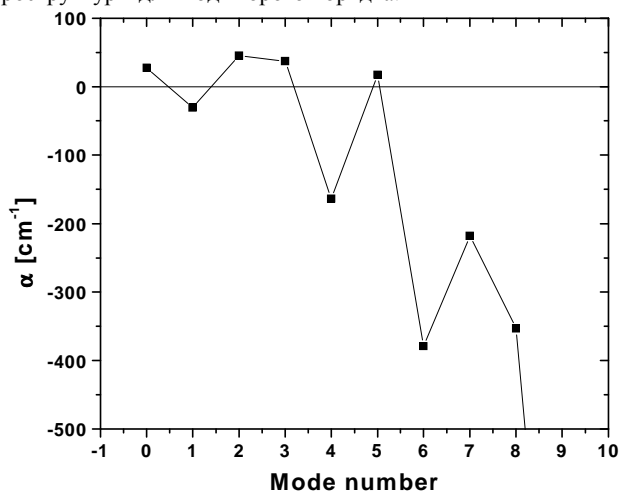


Рис. 5 – Зависимость коэффициента усиления гетероструктуры от номера моды.

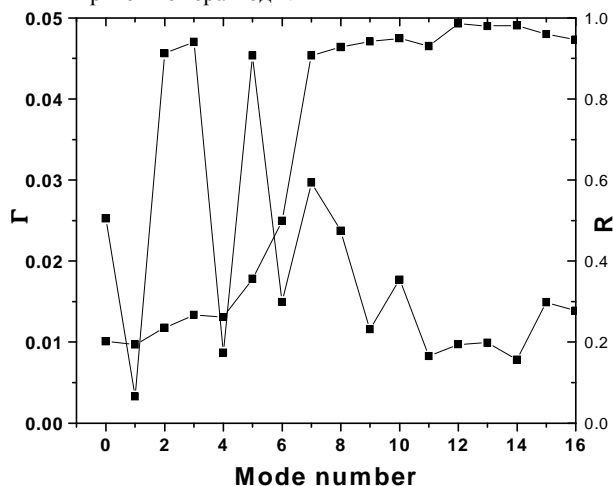


Рис. 6 – Зависимости фактора оптического ограничения и коэффициента отражения от номера моды.

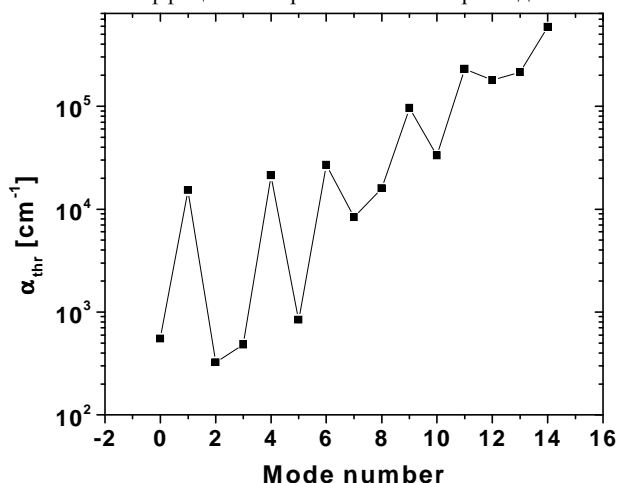


Рис. 7 – Зависимость порогового коэффициента усиления от номера моды.

Таким образом, генерация в данном типе гетероструктур соответствующего дизайна будет развиваться на поперечных модах второго и, возможно, третьего порядков, что и будет определять дальнейшее поле излучения этих лазеров. Необходимо отметить, что небольшие изменения в толщинах слоев гетеро-

структуры могут привести к заметному перераспределению пороговых коэффициентов усиления и фактора оптического ограничения. Поэтому для детального описания оптически накачиваемых InGaN/GaN лазеров на кремниевых подложках необходимо сравнение экспериментально измеренного и рассчитанного профилей дальнего поля генерации. Возможно также, что существенную роль в формировании порога генерации может играть рассеяние в зародышеобразующих слоях.

Расчеты показали, что подобная картина наблюдается также и для двух других, имеющих большие пороги генерации, оптически накачиваемых InGaN/GaN лазеров на кремниевых подложках. В них также максимальное значение фактора оптического ограничения и минимальная величина порогового коэффициента усиления реализовались для поперечных мод высоких порядков.

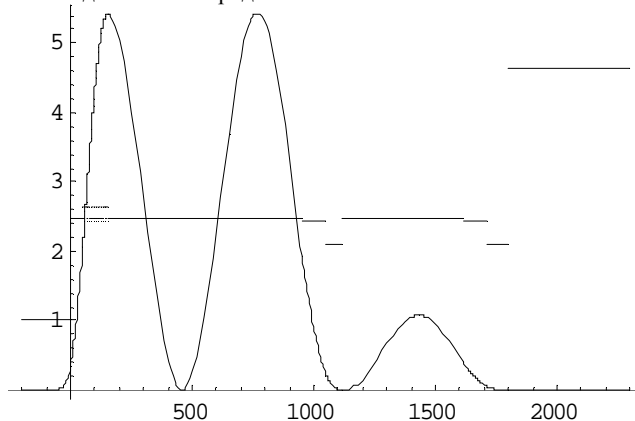


Рис. 8 – Профиль показателя преломления и интенсивности моды второго порядка.

Общим недостатком рассмотренных лазеров с оптической накачкой является не очень высокие значения фактора оптического ограничения, поглощение излучения подложкой и минимальный порог генерации для поперечных мод высокого порядка.

Для устранения перечисленных недостатков была предпринята попытка моделирования волноводных свойств оптически накачиваемого InGaN/GaN лазера на кремниевой подложке для увеличения фактора оптического ограничения и минимизации поглощения подложкой. Выбор пал на несимметричный волновод с целью обеспечения прокачки активной области излучением азотного лазера, так как GaN имеет большой коэффициент поглощения $\sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [12]. И поэтому толщина покровного слоя GaN - b_a не должна была превышать величины 100 – 150 нм для обеспечения условий возбуждения. Волновод представлял из себя слой GaN с InGaN/GaN квантоворазмерной структурой состоящей из пяти ям, толстого слоя AlGaN с тридцати процентной концентрацией алюминия, AlN зародышеобразующего слоя и подложки кремния. Профиль показателя преломления части этого волновода вблизи активного слоя представлен на рисунке 9.

Для оптимизации фактора оптического ограничения варьировалась толщина покровного слоя GaN - b_a и толщина слоя GaN - b_b расположенного между MQW и слоем AlGaN. Начальные значения слоев выбирались таким образом чтобы обеспечить локализацию излучения нулевой моды в волноводе GaN/MQW/GaN, что обеспечивало бы достаточно высокий фактор оптического ограничения и не позволило локализоваться в данном волноводе модам более высокого порядка за счет асимметрии волновода. Профиль интенсивности нулевой моды такого волновода представлен на рисунке 10.

Численные расчеты показали, что даже для пяти квантоворазмерных ям в такой структуре можно добиться фактора оптического ограничения для нулевой моды более 12%. На

рисунке 11 представлен 2D график значения фактора оптического ограничения от величины b_a и b_b . Как четко видно из графика фактор оптического ограничения принимает максимальное значение при $b_a = 20 - 60$ нм, $b_b = 100 - 120$ нм.

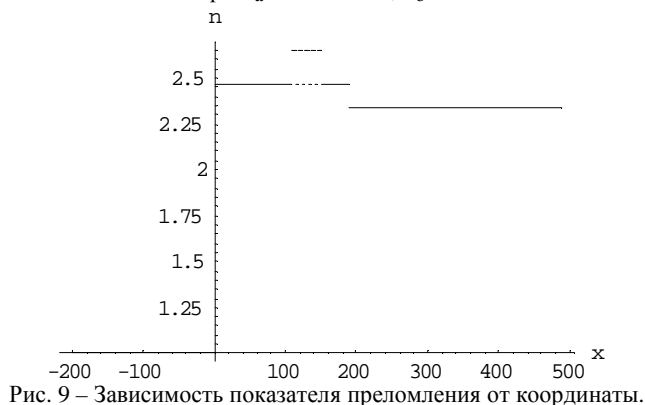


Рис. 9 – Зависимость показателя преломления от координаты.

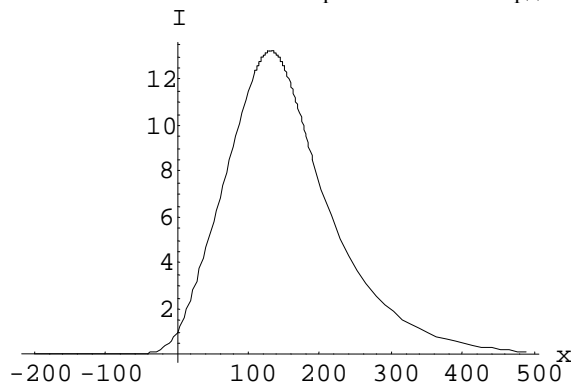


Рис. 10 – Распределение интенсивности электромагнитного поля в слоях гетероструктуры с 5 квантовыми ямами.

Исследование значения фактора оптического ограничения от толщины слоя AlGaIn показало, что для толщин более 1500 нм доля излучения, локализованная в кремниевой подложке, незначительна. При уменьшении толщины этого слоя с одной стороны увеличивается фактор оптического ограничения, а с другой стороны резко увеличивается доля излучения локализованного в подложке, то есть резко возрастают потери на поглощение. Поэтому толщина слоев AlGaIn с концентрацией алюминия 30% в подобных лазерах должна превышать 1500 нм.

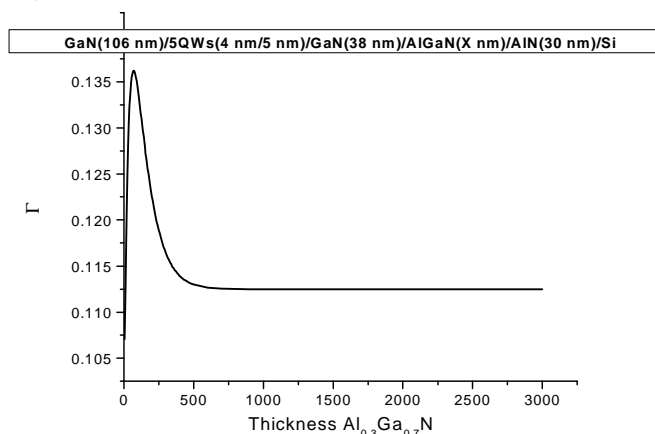


Рис. 12 – Влияние толщины слоя AlGaIn на фактор оптического ограничения.

Небольшое значение толщины слоя $b_a = 20 - 60$ нм возможно может оказать влияние на ростовые напряжения квантоворазмерной структуры и для релаксации напряжений вызванных несогласованием решеток толщину слоя GaN расположенную между MQW и слоем AlGaIn придется увеличить. Однако фактор оптического ограничения нулевой моды в этом случае будет значительно больше рассмотренных ранее

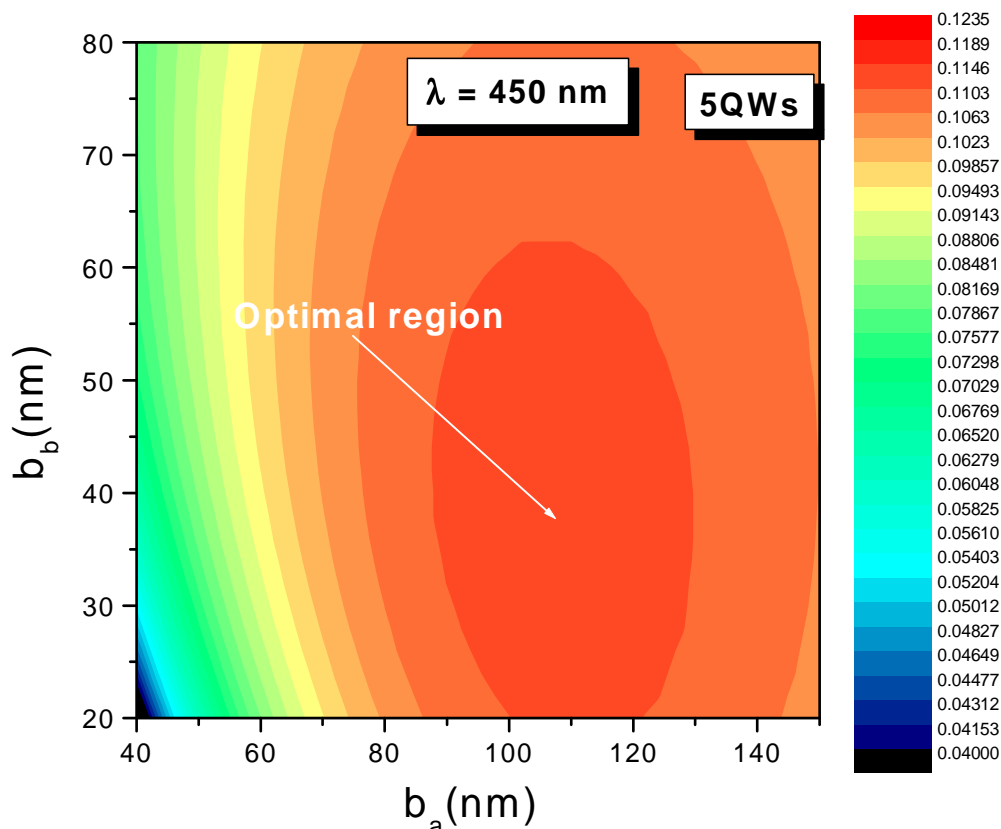


Рис. 11 – Зависимость фактора оптического ограничения в зависимости от толщины GaN слоев для длины волны 450 нм.

оптически накачиваемых лазеров. С другой стороны, уменьшение концентрации алюминия в слое AlGa_N даст возможность понизить напряжения на гетерограницах и повысить значения оптимальной толщины b_a для максимального значения фактора оптического ограничения, однако значения самого фактора при этом уменьшаться.

Другой путь увеличения фактора оптического ограничения видится в использовании резонансных свойств гетероструктур. В этом случае возможно применение тонких напряженных слоев AlGa_N, что не приведет к значительному напряжению активного слоя лазеров.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты фактора оптического ограничения, коэффициентов усиления при фиксированных значениях усиления квантоворазмерных слоев InGa_N и пороговых значений коэффициента усиления мод разного порядка лазеров с оптической накачкой на основе InGa_N/Ga_N гетероструктур, выращенных на кремниевых подложках, показывают, что порог генерации таких лазеров можно значительно понизить путем оптимизации волноводных свойств гетероструктур. Возможно также существенное понижение расходимости лазерного излучения при создании условий генерации данных лазеров на модах более низких порядков.

Авторы выражают благодарность заведующему лабораторией оптики полупроводников Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, доктору физ. - мат. наук профессору Г. П. Яблонскому за обсуждение статьи и предоставленные экспериментальные данные.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. E. V. Lutsenko, G. P. Yablonskii, V. N. Pavlovskii, V. Z. Zubialevich, A. I. Stognij, A. L. Gurskii, V. A. Hryshanau, A. S. Shulenkov, O. Schoen, H. Protzmann, M. Luenenbuerger, B. Schineller, M. Heuken. Growth, Stimulated Emission, Photo- and Electroluminescence of

- InGa_N/Ga_N EL-Test Heterostructures // Phys. Stat. Sol. 2002, принята в печать.
2. Jacqueline Hewett. Silicon substrates give cheap devices. LEDs and lasers based on silicon substrates promise low-cost production // Optics (26 July 2002) (<http://optics.org/articles/news/8/7/24/1>)
3. Researchers report InGa_N/Ga_N lasers on silicon // Compound Semiconductor (23 July 2002) (<http://compoundsemiconductor.net/articles/news/6/7/28/1>)
4. Claus Eherenbeck. Silicon is substrate for gallium nitride-based lasers // Laser Focus World, V. 38, No 9, p.11.
5. M. J. Bergmann and H. C. Casey, Jr. Optical-field calculations for lossy multiple-layer Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N laser diodes// J. Appl. Phys., 1998, v. 84, N 3, p. 1196-1203.
6. М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов/ Москва, 1984.
7. H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish. Heterostructure Lasers, Quantum Electronics Principles and Applications /Academic, New York, 1978, part A.
8. В.И. Гавриленко, А.М. Грехов, Д.В. Корбутяк, В.Д. Литовченко. Оптические свойства полупроводников. Справочник // Киев: Наукова думка. 1987, 607 с.
9. G.Webb-Wood, U. Ozgur, H.O.Everitt ,F.Yun, H.Morkoc. Measurement of Al_xGa_{1-x}N Refractive Indices // Phys.stat.sol.(a) (2001), 188 ,No.2, p. 793 –797.
10. V.E. Bougrov, A.S. Zubrilov. Computer simulation of optical confinement in III-V nitride double heterostructures// Institute of Physics Conference Series, 1996, 142, p.1007.
11. A T Meney, E P O'Reilly and A R Adams. Optical gain in wide bandgap GaN quantum well lasers// Semicond. Sci. Technol., 1996, Vol. 11, p. 897–903.
12. J.J.Kuek, D.L.Pulfrey, B.D.Nener, J.M.Dell, G.Parish, U.K.Mishra. Effects of Band Tail Absorption on AlGa_N-Based Ultraviolet Photodiodes // Phys.stat.sol.(a), 2001, 188, No.1, p. 311 –315

УДК 681.3.068

Краглер Р., Русаков К.И., Тарасюк Н.П.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТОК В ПАКЕТЕ «МАТЕМАТИКА»

При подготовке инженеров-строителей-технологов в БГТУ дисциплина «Физика твердого тела» позволяет ознакомить студентов с фундаментальными научными представлениями о конструкционных материалах: различных металлах и сплавах, бетоне и железобетоне, пластмассах, керамике, а также дать теоретическую подготовку для изучения специальных дисциплин. При проведении практических занятий по физике твердого тела представляется достаточно важным выстроить связь между особенностями строения кристаллов и их физическими свойствами.

В теоретической части дисциплины «Физика твердого тела» с этой целью даются некоторые сведения по кристаллографии и рассматриваются основные типы кристаллических решеток. Пакет «Mathematica» обладает развитыми графическими возможностями для визуализации различных кристаллических решеток, что позволяет успешно применять его в учебных и научных целях [1].

Наиболее простой по строению является кубическая решетка, поэтому рассмотрим для начала задачу визуализации примитивной кубической решетки. Поскольку примитивная кубическая решетка обычно изображается в виде куба, в вершинах которого находятся атомы, то для этой цели можно применить функцию **Graphics3D**, которая позволяет создавать графики из элементарных геометрических объектов – точек, кубиков, линий и многоугольников. Для построения элементарной кубической ячейки необходимо задать координаты узлов ячейки, поместить в узлы схематические изображения атомов в виде точек определенного размера (кружков), а затем соединить их линиями. Построение гранцентрированной кубической решетки проводится аналогичным образом, причем для улучшения рисунка можно соединить линиями ближайшие друг к другу атомы, что позволяет нагляднее представить симметрию такой структуры (рис.1).

Краглер Роберт. Профессор, доктор физ.-мат. наук, проректор Фаххохиуле Равенсбурга-Вайнгартена. Германия, 88241, Вайнгартен.

Русаков Константин Иванович. К. физ.-мат. н., доцент каф. физики Брестского государственного технического университета.

Тарасюк Николай Петрович. Старший преподаватель каф. физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Физика, математика, химия