

Численное исследование влияния термооптических эффектов на конкуренцию мод в диодных лазерах

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, В.Н.Трощьева, Д.Ботез, Л.Дж.Мост

Разработан программный комплекс для численного анализа генерации излучения диодных лазеров с выводом излучения через торец. В оптическом блоке комплекса используется трёхмерный дифракционный метод встречных пучков. Распределение плотности носителей тока в квантовой яме находится из уравнения диффузии, а распределение температуры – из уравнения теплопроводности. Комплекс позволяет анализировать конкуренцию оптических мод и находить критический ток, при котором происходит срыв одномодового режима генерации. Проведён анализ работы полупроводникового лазера, имеющего встроенную систему волноводов с антирезонансным отражением. Найдены условия одномодовой генерации в таком лазере с выходной мощностью более 1 Вт.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, численное моделирование, конкуренция мод, дифракция.

1. Введение

Полупроводниковые лазеры, генерирующие непрерывное излучение мощностью несколько ватт в одной поперечной моде на длине волны 980 нм, необходимы для накачки волоконных усилителей и безволоконной связи. Обычно в одномодовых лазерах со встроенным волноводом [1, 2] поддерживается режим одномодовой генерации при мощностях менее 1 Вт. В таких лазерах используется асимметричное расположение квантовой ямы для уменьшения пространственного перекрытия области, занимаемой полем, с областью, в которой существует усиление [3, 4], что позволяет увеличить длину лазера и выходную мощность. В то же время в боковом направлении (перпендикулярно направлению тока и оптической оси) ширина излучающего пятна ограничивается встроенным волноводом и составляет $\sim 4 - 5$ мкм, так что максимальная выходная мощность лазера равна ~ 700 мВт при пассивированной выходной поверхности кристалла. Увеличение ширины излучающей апертуры в боковом направлении обуславливает возбуждение дополнительных мод и деградацию качества выходного пучка. Основными механизмами, приводящими к многомодовой генерации, являются выжигание пространственных дырок и самофокусировка излучения вследствие изменения показателя преломления среды, вызванного нагревом и градиентами плотности носителей тока. Для увеличения боковой апертуры при сохранении одномодового режима генерации в последнее время применяют различные схемы расположения элементов структуры, в которых поле излучения в боковом направлении не

удерживается, однако для определённой моды поток его на боковые поверхности мал. Волновод с антирезонансным отражением [5], позволяющий эффективно селективировать боковые моды по потерям, является успешным примером такой структуры.

В последнее время численные методы позволяют достаточно достоверно рассчитывать характеристики полупроводниковых лазеров и усилителей [6, 7]. В общем случае существует два альтернативных подхода к расчёту поля излучения в таких приборах. В методе разложения поля по модам [8] предполагается, что моды распространяются вдоль оптической оси лазера (усилителя) без искажения формы. Набег фаз при этом пропорционален длине лазера с коэффициентом, называемым постоянной распространения. Профиль моды и постоянная распространения находятся из решения двумерной задачи на плоскости, перпендикулярной оптической оси, методами конечных элементов [9], линий [10] или конечных разностей во временном пространстве (FDTD) [11].

Другим способом расчёта поля является метод распространяющихся пучков [12], который позволяет учесть изменение структуры моды при её распространении вдоль оптической оси (ось z). Пример такого расчёта можно найти в работе [13] для случая однопроходного усиления на длине волны 980 нм. Для расчёта режима генерации необходимо учесть взаимодействие встречных пучков в активной среде [14]. В методе встречных пучков часто применяются скалярное и параксиальное приближения, которые позволяют свести задачу к решению системы двух параболических уравнений для полей встречных пучков. Эти уравнения, с учётом граничных условий на зеркалах и боковых поверхностях, обычно решаются методом итераций [15].

Часто возможно дальнейшее упрощение задачи за счёт использования приближения эффективного показателя преломления (ЭПП) [15, 16], в котором зависимости поля от поперечной (x) и боковой (y) координат разделяются. В этом случае достаточно решить систему двумерных уравнений в переменных x, z . Наконец, если изменения амплитуды поля вдоль оптической оси пренебрежи-

Д.В.Высоцкий, Н.Н.Ёлкин, А.П.Напартович, В.Н.Трощьева. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк; e-mail: apn@triniti.ru

D.Botez, L.J.Mawst. Reed Center for Photonics, Department of Electrical Computer Engineering, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI 53706-1691 USA

Поступила в редакцию 23 августа 2007 г.

мо мало, задача сводится к решению одномерного в боковом направлении уравнения [17, 18].

В типичном для полупроводниковых лазеров случае интенсивность излучения меняется вдоль оси z на один-два порядка. Применимость приближения ЭПП зависит от конкретной конструкции оптического волновода. В частности, для гребнёвой структуры установлено [19], что это приближение хорошо согласуется с точным расчётом. В структурах, где встречаются кусочно-параллельные волноводы, разделение зависимостей поля по координатам x и y может привести к существенным ошибкам [20]. Анализируемая в настоящей работе структура относится именно к этому виду. Ранее (при расчётах формирования излучения в усилителе [13] и лазере [21]) было показано, что в структурах со встроенными волноводами, образующими антирезонансные отражатели, приближение ЭПП неприменимо.

В выполненном в [21] анализе устойчивости одномерной генерации в полупроводниковых лазерах с антирезонансными отражателями не учитывалось влияние нагрева структуры. В известных же работах, учитывающих нагрев (см., напр., [22, 23]), используется приближение ЭПП.

В настоящей работе описывается трёхмерная модель диодного лазера с антирезонансной структурой, обобщающая модель работы [21] и учитывающая фокусировку излучения, вызванную неоднородным нагревом среды. Разработанный комплекс программ включает в себя оптический блок, в котором поле генерируемой моды рассчитывается с учётом неоднородного пространственного распределения температуры самосогласованно с распределением носителей тока, описываемым уравнением диффузии аналогично [6]. Кроме того, рассчитываются поля других мод при «замороженных» распределениях коэффициента усиления и показателя преломления, созданных полем излучения основной моды. Распределение температуры в образце находится из решения уравнения теплопроводности, что позволяет исследовать влияние тепловой фокусировки на устойчивость одномерного режима генерации.

2. Математическая модель

Монохроматическое поле излучения в лазере в скалярном приближении описывается уравнением Гельмгольца. При трёхмерном дифракционном расчёте распространяющихся пучков [14] выражение для поля представляется в виде

$$E(x, y, z) = E_+(x, y, z) \exp(ik_0 n_0 z)$$

$$+ E_-(x, y, z) \exp(-ik_0 n_0 z),$$

где k_0 – волновое число поля в вакууме; n_0 – средний показатель преломления; E_{\pm} – амплитуды полей встречных пучков, распространяющихся в положительном (+) и отрицательном (–) направлениях оси z . Для расчёта распространения поля вдоль оптической оси используется метод расщепления по процессам дифракции, а также рефракции и усиления. Такое расщепление на каждом шаге численного расчёта распространения пучка позволяет описать неоднородности коэффициента усиления и показателя преломления, связанные с перераспределением плотности носителей и неоднородностью нагрева.

Полупроводниковые гетероструктуры имеют характерную слоистую структуру с шириной слоёв, существенно превышающей их толщину [1]. Типичная длина структуры вдоль оптической оси составляет 1–2 мм, ширина – 20–40 мкм и высота – 2–4 мкм [2]. Усиление сконцентрировано в квантовых ямах толщиной 5–8 нм. Разнообразие пространственных масштабов приводит к необходимости применять мелкую расчётную сетку с различным шагом вдоль разных осей. Нами используется ортогональная сетка с размерностью 256×256 в поперечном сечении и размером ячейки вдоль оптической оси 0.1 мкм, в связи с чем для типичной длины кристалла 1–2 мм требуется $10^4 - 2 \times 10^4$ шагов вдоль оси z .

Отсутствие отражения излучения, попадающего на границы расчётной области, обеспечивается граничным условием идеально согласованного слоя [24] в варианте [25], разработанном для волноводных структур.

Поскольку характерные размеры структур в полупроводниковом лазере в плоскости, перпендикулярной его оптической оси, сопоставимы с длиной волны излучения, дифракция излучения описывается в широкоугловом приближении Паде [26]. Мы используем один из вариантов этого приближения, в котором амплитуды полей пучков определяются следующими уравнениями [27]:

$$\pm \left(1 - \frac{ib}{4k_0 n_0} + \frac{1}{4k_0^2 n_0^2} \Delta_{\perp} \right) \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} - \frac{i}{2k_0 n_0} \Delta_{\perp} E_{\pm} - \frac{b}{2} E_{\pm} = 0, \quad (1)$$

где

$$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}; \quad b = g - \alpha + \frac{ik_0}{n_0} (n^2 - n_0^2);$$

n – локальный показатель преломления; α – коэффициент распределённых оптических потерь; g – коэффициент усиления, который отрицателен, если плотность тока инжекции меньше плотности тока, при которой среда становится прозрачной (плотность тока прозрачности).

В общем случае связь коэффициента усиления с концентрацией носителей в квантовой яме имеет сложный вид и должна находиться из решения уравнений переноса для потоков электронов и дырок [28]. Для моделируемых структур удовлетворительную точность даёт логарифмическая аппроксимация [13]. Плотность носителей тока в квантовых ямах N определялась из решения одномерного уравнения диффузии в боковом направлении [29]:

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} - \frac{Y}{D \tau_{nr}} - \frac{B}{D} N_{tr} Y^2 - \frac{g}{g_{0N} D \tau_{nr}} |U|^2 = - \frac{J}{q D d_w N_{tr}}, \quad (2)$$

где $Y = N/N_{tr}$; D – коэффициент диффузии носителей; τ_{nr} – время линейной рекомбинации; $g_{0N} = g(Y = e)$; B – коэффициент, характеризующий квадратичные по концентрации потери носителей; $|U|^2 = |E_+ + E_-|^2/I_s$; $I_s = hcN_{tr}/(\lambda g_{0N} \tau_{nr})$ – интенсивность насыщения; h – постоянная Планка; λ – длина волны; c – скорость света; J – плотность тока накачки; $N_{tr} = \{-\tau_{nr}^{-1} + [\tau_{nr}^{-2} + 4BJ_{tr}(qd_w)]^{1/2}\} \times (2B)^{-1}$ – плотность носителей тока, соответствующая нулевому усилению и поглощению; J_{tr} – плотность тока прозрачности; q – заряд электрона; d_w – толщина квантовой ямы. Потерями из-за оже-рекомбинации, пропорциональными третьей степени концентрации носителей, в данном расчёте пренебрегается. Показатель преломле-

Табл.1.

J_{tr} (А/см ²)	g_{0N} (см ⁻¹)	α (см ⁻¹)	B (см ³ /с)	R	τ_{nr} (нс)	D (см ² /с)	d_w (нм)	λ (мкм)	r_1	r_2	ν (К ⁻¹)
50	2200	1.5	10^{-10}	2	1	100	8.5	0.98	0.95	0.01	3×10^{-4}

Примечание: $r_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал резонатора.

ния в квантовой яме определяется как $\tilde{n} = \tilde{n}_0 - Rg/(2k_0) + \nu T$, где \tilde{n}_0 – показатель преломления, соответствующий току прозрачности; R – фактор уширения линии; ν – термооптический коэффициент; T – изменение температуры в квантовой яме по отношению к температуре охлаждающего устройства. Перечисленные параметры зависят от материалов и конкретного вида гетероструктуры. Используя значения параметров приведены в табл.1. Термооптический коэффициент полагался одинаковым для всех слоёв.

Распределение температуры в образце находилось из решения двумерного уравнения теплопроводности

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial y} \right) = f \quad (3)$$

в плоскости, перпендикулярной оптической оси. Здесь χ – коэффициент теплопроводности; в функцию источника тепла f включены омические потери ρJ^2 (ρ – омическое сопротивление) и нагрев, связанный с термализацией электронов и дырок в квантовой яме. Наша основная цель заключалась в нахождении градиентов температуры в области, занятой излучением, а не абсолютного значения температуры. Мы пренебрегли в балансе тепла такими процессами, как нелинейная рекомбинация носителей и спонтанное излучение, вклад которых для анализируемого лазера с длиной волны 980 нм незначителен. Распределённые потери лазерного излучения обычно связаны с его рассеянием на дефектах структуры и также не дают существенного вклада в тепловой баланс. При таких упрощениях температура вдоль оптической оси не меняется. Расчётная область для решения уравнения теплопроводности существенно превышает область расчёта оптических мод. На границе с охлаждающим устройством температура считалась заданной, так что инкремент T температуры равен нулю, а на остальных границах полагался равным нулю тепловой поток $\partial T/\partial n$ (где n – нормаль к границе).

Найденное распределение инкремента температуры использовалось для пересчёта локального показателя преломления по формуле

$$n(T) = n|_{T=0} + \nu T. \quad (4)$$

Распределение поля излучения, согласованное с распределениями температуры и концентрации носителей в квантовой яме при заданном профиле тока накачки рассчитывалось итерационным методом Фокса – Ли.

При заданных распределениях коэффициента усиления и показателя преломления, созданных генерирующей модой, вычислялись распределения полей других мод, коэффициент усиления которых был меньше порогового, и рассчитывались пороги генерации для каждой из них [30]. Аналогичный подход был использован в работе [15] для расчёта дискриминации мод в лазере, генерирующем без встроенного волновода, с использованием приближения ЭПП и без учёта нагрева. Расчёт порогов генерации для мод более высокого порядка позволяет найти токи инжекции, при которых коэффициенты

усиления конкурирующих мод достигают пороговых значений. Тем самым определяется максимальная мощность одномодовой генерации для данного образца. Нахождение набора конкурирующих мод сводится к линейной задаче на собственные значения для уравнения (1) с заданными функциями n и g . Эта задача решалась методом Арнольди с использованием итераций для обратного оператора со сдвигом [31]. Применение данного метода для моделирования диодного лазера подробно описано в работе [27].

3. Результаты расчётов и их обсуждение

3.1. Расчёт генерации основной моды

Упрощённая схема сечения образца, перпендикулярного оптической оси, показана на рис.1,а без соблюдения пространственного масштаба. Отвод тепла проводится через ряд слоёв: титановый контакт (толщиной 100 нм); два слоя золота (толщиной по 5 мкм), разделённые слоем припоя AuSn (~5 мкм); слой CuW (200 мкм). Толщина подложки из GaAs равнялась 124 мкм, так что размер общей области расчёта уравнения теплопроводности составлял 342×500 мкм. На рис.1,б схематически изображена область, в которой сосредоточено лазерное излучение. Материалы и толщины слоёв в этой области соответствуют приведённым в табл.2 работы [13]. В поперечном направлении образец представляет собой гетероструктуру с отдельным ограничением и малым оптическим фактором Γ удержания моды ($\Gamma = 1.1\%$ в центральном элементе).

Конструкция лазера обладает тем свойством, что для моды, поле которой в боковом направлении может быть представлено в виде полуволны в центральном элементе шириной d , боковые элементы шириной $d/2$ играют роль четвертьволновой пластинки, хорошо отражающей падающее на неё излучение [5]. Для мод более высокого

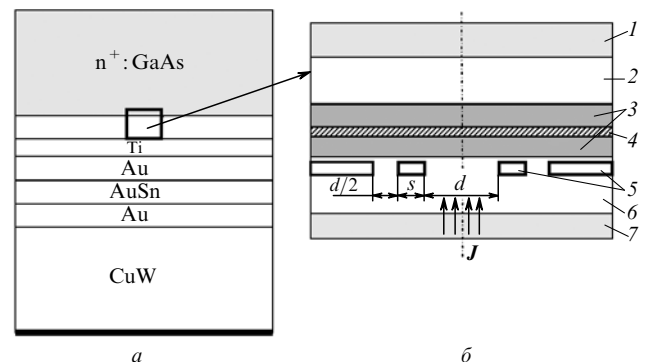


Рис.1. Схема поперечного сечения лазера с системой связанных антирезонансных волноводов. Область расчёта уравнения теплопроводности (внизу – граница охлаждающего устройства с фиксированной температурой) (а) и поперечное сечение области расчёта оптических мод (б):

1 – подложка; 2 – p-обкладка; 3 – оптический волновод; 4 – активный слой (квантовая яма); 5 – встроенные волноводы; 6 – p-обкладка; 7 – слой p-GaAs.

порядка интерференция полей вне центрального элемента приводит к большому потоку излучения вовне. Таким образом, данная структура является антиволноводной (эффективный показатель преломления в центральном элементе ниже, чем в области волноводных вставок), и потери на излучение в боковом направлении для всех мод велики по сравнению с потерями основной моды. Изменение ширины волноводных вставок s позволяет варьировать потери на боковое излучение в широких пределах. Цель исследований заключается в нахождении величины s , при которой достигается максимум мощности одномодового излучения.

С увеличением тока накачки усиление насыщается и становится более неоднородным. При этом высшие моды получают большее усиление и происходит срыв режима одномодовой генерации. Численное моделирование лазера с оптической структурой, показанной на рис.1,б, проводилось в работе [17] в приближении ЭПП, а в работе [21] – методом встречных пучков без учёта нагрева. В работе [21] было установлено, что отказ от приближения ЭПП приводит к существенному изменению найденных критических параметров одномодового режима работы лазера. В частности, предельная мощность для образцов с шириной вставок s , обеспечивающих минимальные потери на боковое излучение для основной моды, оказалась ниже, чем при других s . Были определены ширины вставок, при которых мощность в одномодовом режиме может превысить ~ 1 Вт. Оценки, однако, показывают, что при такой мощности нельзя пренебрегать нагревом. Ниже мы приводим результаты численного моделирования этой конструкции с учётом тепловой фокусировки.

Для сопоставления с предыдущими работами [17, 21] был выбран образец лазера длиной 2 мм с шириной центрального элемента $d = 10$ мкм и коэффициентами отражения зеркал 1 % и 95 % для выходного и глухого зеркал соответственно. В модель также включены распределённые потери излучения с коэффициентом $\alpha = 1.5 \text{ см}^{-1}$. Расчёт генерации излучения в таком лазере при заданной накачке занимает 15–30 ч на компьютере Pentium IV с тактовой частотой 2.4 ГГц. Ранее было показано [21], что расчёты генерации излучения в лазере с уменьшенной длиной кристалла и коэффициентами отражения зеркал, обеспечивающими сохранение порогового коэффициента усиления, не приводят к изменению параметрических зависимостей. Поэтому для расчётов с варьируемой шириной s длина лазера была уменьшена на порядок (до 0.2 мм). При этом коэффициенты отражения зеркал составляли 63.1 % и 99.5 %.

Плотность тока накачки считалась постоянной в пределах центрального элемента и равной нулю вне его. Такое приближение в данном случае разумно, поскольку «вытекание» тока за пределы центрального элемента может ограничиваться блокирующими слоями с обеих сторон антиволновода [32].

Вычисленная ватт-амперная характеристика для лазера длиной 0.2 мм с шириной волноводных вставок 2.6 мкм представлена на рис.2. Для сравнения там же показана ватт-амперная характеристика, рассчитанная без учёта нагрева. Видно, что неоднородный нагрев привёл к некоторому увеличению наклона этой характеристики. Такой эффект объясняется тем, что неоднородный нагрев вызывает фокусировку поля основной моды в область центрального элемента и уменьшение тем самым потерь на боковое излучение. Расчётное распределение по боко-

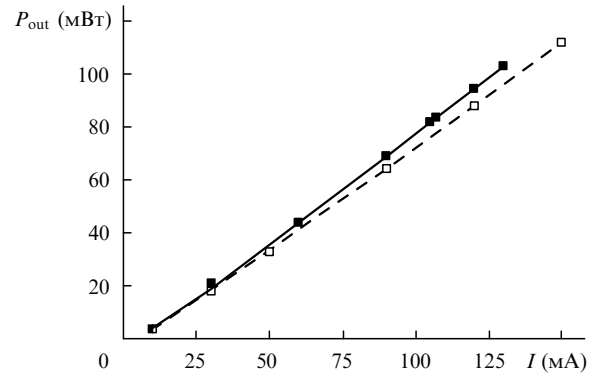


Рис.2. Мощность выходного излучения P_{out} в зависимости от тока накачки I при ширине волноводных вставок $s = 2.6$ мкм и длине лазера 0.2 мм, рассчитанная с учетом (■) и без учета (□) тепловой фокусировки.

вой координате прироста T температуры в квантовой яме, отнесённого к его максимальному значению, показано на рис.3. Этот профиль слабо зависит от ширины волноводных вставок. Максимальный прирост температуры как функция тока накачки, отнесённого к току прозрачности, показан на рис.4.

Была проведена серия расчётов генерации излучения в лазере длиной 0.2 мм с различными ширинами волноводных вставок s . В работе [21] установлено, что при весьма малых токах накачки, когда нагрев, по оценкам, не иг-

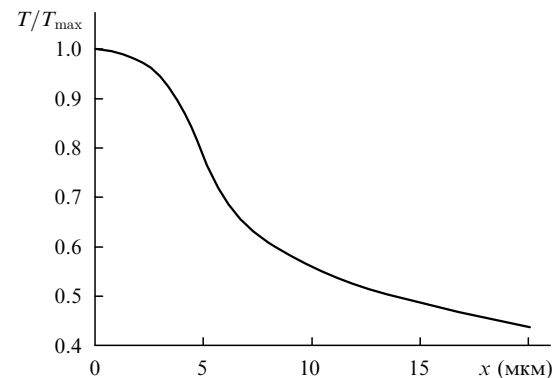


Рис.3. Инкремент T температуры относительно температуры внешней среды, нормированный на его максимальное значение T_{max} при ширине волноводных вставок $s = 2.6$ мкм и длине лазера 0.2 мм.

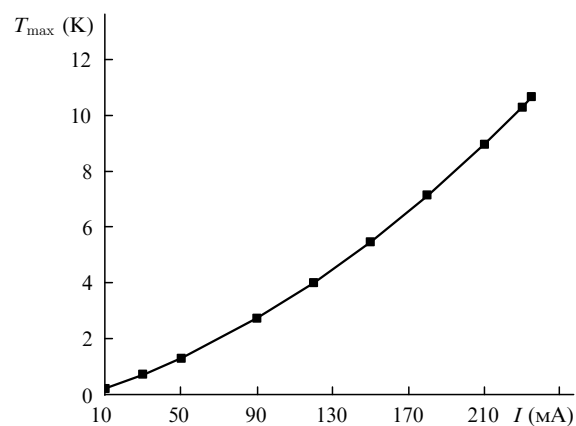


Рис.4. Максимальное изменение температуры в лазере T_{max} по сравнению с температурой внешней среды в зависимости от тока накачки I при ширине волноводных вставок $s = 2.6$ мкм и длине лазера 0.2 мм.

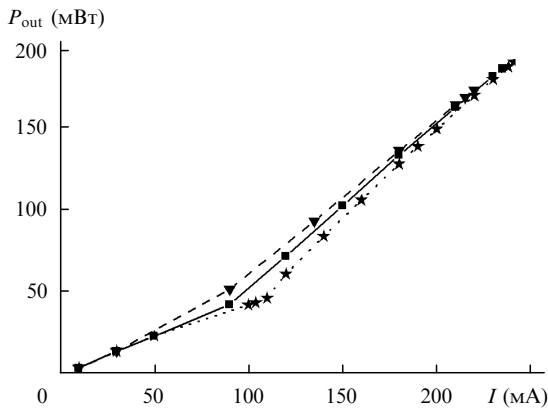


Рис.5. Мощность выходного излучения P_{out} в зависимости от тока накачки I для лазера длиной 0.2 мм с волноводными вставками шириной $s = 1.6$ (★), 2.7 (▼) и 2.8 мкм (■).

рает роли (экспериментально такая ситуация реализуется в импульсном режиме генерации), происходит срыв одномодового режима при $s = 2 - 2.4$ мкм. Наши расчёты подтвердили, что роль нагрева при таких значениях s незначительна, а достижимая мощность одномодовой генерации мала ($\sim 15 - 20$ мВт).

На рис.5 представлены расчётные ватт-амперные характеристики для значений s , при которых одномодовый режим сохраняет стабильность при плотностях накачки, превышающих порог генерации в 40–50 раз. В отличие от предсказаний оптической модели [21], теория, учитывающая нагрев образца, предсказывает наличие излома на ватт-амперных характеристиках ($s = 1.6, 2.7$ и 2.8 мкм) при плотностях тока накачки, примерно в 100 раз превышающих плотность тока прозрачности (плотность тока накачки превышает пороговое значение примерно в 20 раз). Возникновение этого излома объясняется эффектом тепловой фокусировки, увеличивающей долю мощности излучения, содержащегося в центральном элементе, и, следовательно, эффективность лазерной генерации. Отдельно вычисленные пороги генерации оказались самыми высокими при рассматриваемых значениях s , что говорит о больших потерях на боковое излучение при малых токах накачки. В экспериментах обычно такая конструкция не используется, поскольку предполагается, что эффективность лазерной генерации будет мала. Наша модель предсказывает, что именно в этом случае стабильность одномодового режима максимальна, а эффективность лазерной генерации растёт с ростом тока накачки.

3.2. Расчёт конкурирующих мод и максимальной мощности одномодового режима генерации

После вычисления основной моды для данного s и фиксированного тока накачки нами рассчитывались моды высокого порядка, потенциально способные конкурировать с генерируемой модой. В результате этих расчётов находились пространственные структуры мод и их собственные числа γ . Модули собственных чисел определяют близость коэффициентов усиления соответствующих мод к порогу генерации. С увеличением тока накачки модули собственных чисел некоторых мод растут, и при достижении одним из них единицы соответствующая мода выходит в режим генерации. Ток накачки в этот момент и является критическим током, при котором одномодовая генерация становится неустойчивой.

На рис.6 приведены зависимости модуля собственного числа ближайшей к порогу генерации моды при $s = 2.6$ мкм от отношения плотности тока накачки к плотности тока прозрачности с учётом и без учёта тепловой фокусировки. Результаты приведены как для короткого (0.2 мм), так и для длинного (2 мм) образцов. Из рис.6 видно, что при нагреве радикально меняется зависимость собственных чисел от тока накачки. Возникает излом на кривых, который свидетельствует о смене конкурирующей моды с ростом накачки. Критическая плотность тока накачки в обеих моделях для длинного образца больше, чем для короткого, однако нагрев приводит к существенному сближению значений этих плотностей тока для двух моделей.

Чтобы прояснить механизмы, приводящие к наблюдаемым эффектам, рассмотрим на примере короткого образца с $s = 2.6$ мкм изменения профилей полей двух мод с наибольшими собственными числами с ростом накачки. На рис.7 показана структура этих мод в ближней зоне для трёх токов накачки: $I = 10, 107$ и 130 мА. Если характеризовать моду числом изменений знака поля, то при малой накачке ближе к порогу оказывается мода 7, поле которой сосредоточено в центральном элементе. Поле этой моды в центральном элементе дефокусируется и перераспределяется в боковые элементы за счёт индуцированного нагревом увеличения коэффициента преломления. Дефокусировка увеличивает потери на боковое излучение и приводит к уменьшению $|\gamma|$ при $I > 50$ мА. Конкурирующая мода 5, напротив, фокусируется в центр, что сопровождается уменьшением потерь на боковое излучение и лучшим пространственным перекрытием области, занимаемой полем, с областью, в которой существует усиление. В результате при токе $I = 100$ мА превышение над порогом для моды 5 сравнивается с таковым для моды 7, а при $I \sim 130$ мА мода 5 выходит в режим генерации.

На рис.8 иллюстрируется тот факт, что при увеличении длины образца в 10 раз (до 2 мм) наклон ватт-амперной характеристики как в оптической, так и в тепловой модели меняется мало. Во то же время независимо от длины образца в модели, учитывающей нагрев, наклон ватт-амперной характеристики больше, чем в оптической модели. Для длинного образца с $s = 2.6$ мкм влияние нагрева на конкуренцию мод приводит к сильному уменьшению предельной мощности лазера в одномодовом режиме – с 1.42 до 1 Вт.

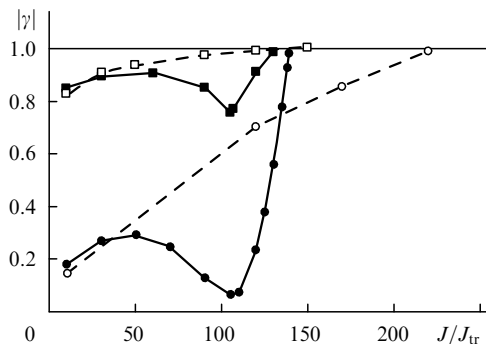


Рис.6. Модуль $|\gamma|$ собственного числа моды, ближайшей к порогу генерации, в зависимости от плотности тока накачки J , нормированной на плотность тока прозрачности J_{tr} . Расчёт проведён с учётом (сплошные кривые) и без учёта (штриховые кривые) тепловой самофокусировки при $s = 2.6$ мкм и длине лазера 0.2 (квадраты) и 2 мм (круги).

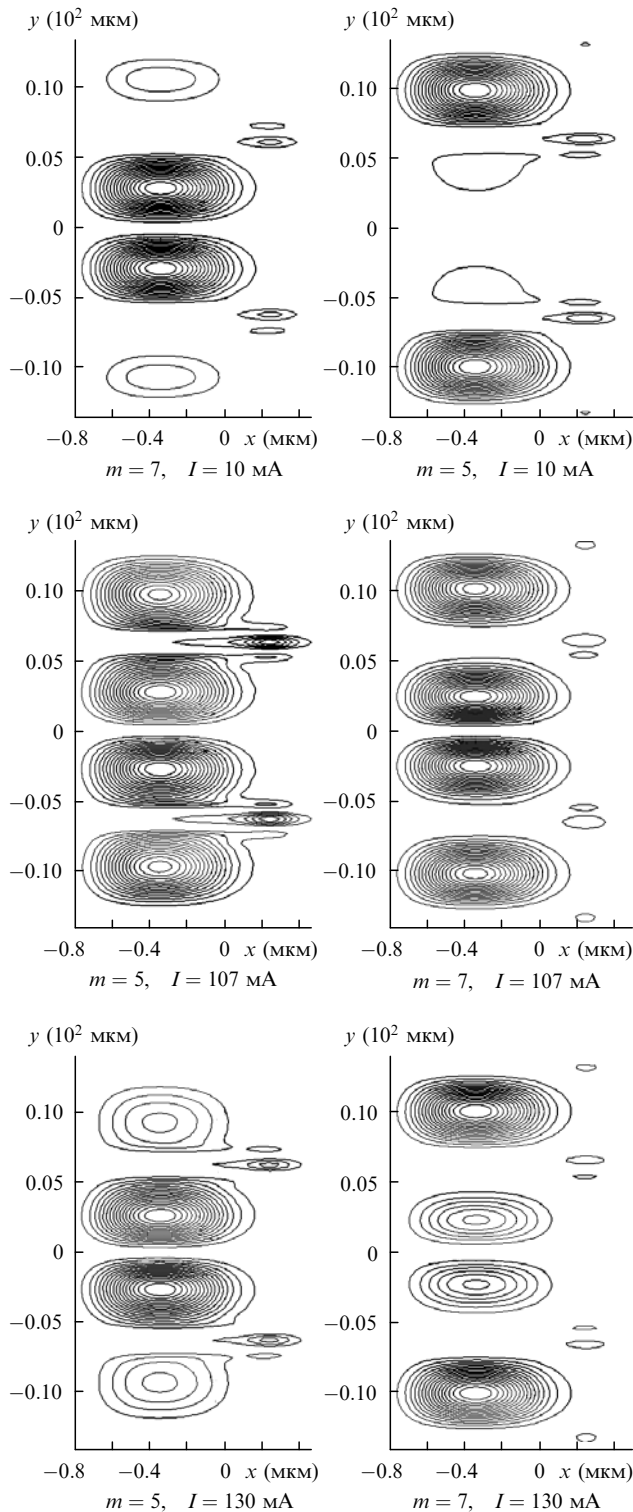


Рис. 7. Распределения в ближней зоне интенсивности мод с номерами $m = 5$ и 7 , конкурирующих с генерируемой модой (левая колонка – ближайшая к порогу генерации мода, правая колонка – следующая по близости к порогу мода), при различных токах накачки, ширине волноводных вставок $s = 2.6$ мкм и длине лазера 0.2 мм.

4. Заключение

Таким образом, в работе проведён численный анализ устойчивости одномодовой генерации полупроводникового лазера с системой антирезонансно отражающих встроенных волноводов. Вкратце описан комплекс использовавшихся программ, включающий в себя трёх-

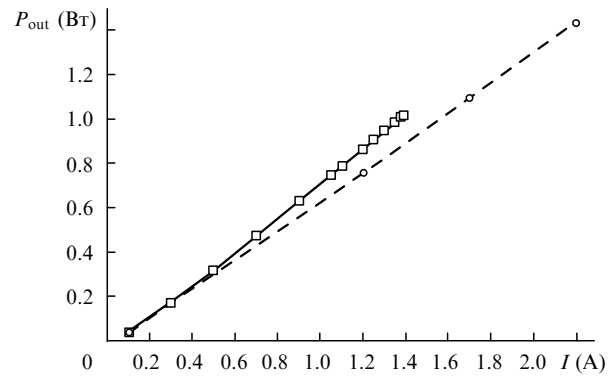


Рис. 8. Мощность P_{out} выходного излучения лазера длиной 2 мм в зависимости от тока накачки I при ширине волноводных вставок $s = 2.6$ мкм, рассчитанная с учётом (\square) и без учёта (\circ) тепловой фокусировки.

мерный оптический блок на основе метода встречных пучков и тепловой блок для расчёта температурного профиля. Комплекс обеспечивает самосогласованное решение уравнения дифракционной оптики, диффузионного уравнения для носителей тока в квантовой яме и уравнения теплопроводности. Вычислены коэффициенты усиления и потери конкурирующих мод с учётом распределений показателя преломления и коэффициента усиления, создаваемых генерируемой модой. Это позволяет предсказать предел устойчивости одномодовой генерации в лазере по току.

В работе [21] было предсказано, что максимальные мощности в одномодовом режиме достигаются вблизи резонанса пропускания излучения в боковом направлении. Однако максимальная мощность не могла быть достоверно вычислена в рамках оптической модели, поскольку оценки указывали на важную роль тепловой линзы, индуцируемой нагревом образца. В настоящей работе установлено, что тепловая фокусировка приводит к росту дифференциальной эффективности лазера. В лазере с шириной волноводной вставки, соответствующей максимуму потерь на боковое излучение при малом токе, дифференциальная эффективность увеличивается с ростом тока накачки. Для образца длиной 2 мм с $s = 2.6$ мкм предсказано получение в одномодовом режиме генерации максимальной мощности ~ 1 Вт.

Авторы из ГНЦ РФ – ТРИНИТИ благодарны А.П. Богатову за полезные обсуждения работы.

Работа поддержана РФФИ (грант № 05-02-16769-а).

- Gokhale M.R., Dries J.C., Studenkov P.V., Forrest S.R., Garbuzov D.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2266 (1997).
- Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Фетисова Н.В., Хомылев М.А., Мармалюк А.А., Никитин Д.Б., Падалица А.А., Булаев П.В., Залевский И.Д., Тарасов И.С. *Письма в ЖТФ*, **29** (3), 65 (2003).
- Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Connolly J.C. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1182 (1998).
- Donelli J.P., Huang R.K., Walpole J.N., Missaggia L.J., Harris C.T., Plant J.J., Bailey R.J., Mull D.E., Goodhue W.D., Turner G.V. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**, 289 (2003).
- Mawst L.J., Botez D., Zmudzinski C., Tu C. *Appl. Phys. Lett.*, **61**, 503 (1992).
- Hadley G.R., in *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez, D.R.Scifres (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 180–225).
- Scarmozzino R., Gopinath A., Pregla R., Helfert S. *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electron.*, **6**, 150 (2000).
- Witzigmann B., Witzig A., Fichtner W. *IEEE Trans. Electr. Dev.*, **47** (10), 1926 (2000).

9. Tsuji Y., Koshiha M. *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electron.*, **6**, 163 (2000).
10. Rogge U., Pregla R. *J. Lightwave Technol.*, **11**, 2015 (1993).
11. Hayes P., O'Keefe M., Woodward P., Gopinath A. *Opt. Quantum Electron.*, **31**, 813 (1999).
12. Feit M.D., Fleck J.A. *Appl. Opt.*, **17**, 3990 (1978).
13. Высоцкий Д.В., Ёлкин Н.Н., Напартович А.П., Сухарев А.Г., Трошчиева В.Н. *Квантовая электроника*, **36** (4), 309 (2006).
14. Rao H., Scarmozzino R., Osgood R.M. Jr. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **11**, 830 (1999).
15. Lim J.J., Benson T.M., Larkins E.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41**, 506 (2005).
16. Buus J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1083 (1982).
17. Chang J.C., Lee J.J., Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1 (2002).
18. Mawst L.J., Botez D., Zmudzinski C., Tu C. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **4**, 1204 (1992).
19. Батрак Д.В., Плисюк С.А. *Квантовая электроника*, **36** (4), 349 (2006).
20. Botez D., in *Diode Laser Arrays*. Ed. by D.Botez, D.R.Scifres (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 1994, pp 1–71).
21. Napartovich A.P., Elkin N.N., Sukharev A.G., Troshchieva V.N., Vysotsky D.V., Nesnidal M., Stiers E., Mawst L.J., Botez D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **42**, 589 (2006).
22. Dai Z., Michalzik R., Unger P., Ebeling K.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **33**, 2240 (1997).
23. Плисюк С.А., Батрак Д.В., Дракин А.Е., Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **36** (11), 989 (2006).
24. Berenger J.P. *J. Comput. Phys.*, **114**, 185 (1994).
25. Huang W.P., Xu C.G., Lui W., Yokoyama K. *IEEE Phot. Techn. Lett.*, **8**, 652 (1996).
26. Hadley G.R. *Opt. Lett.*, **17**, 1426 (1992).
27. Elkin N.N., Napartovich A.P., Sukharev A.G., Vysotsky D.V. *Lect. Notes Comp. Sci.*, **3401**, 272 (2005).
28. Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (New York: Wiley, 1995).
29. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **23**, 765 (1987).
30. Ёлкин Н.Н., Напартович А.П. *Прикладная оптика лазеров* (М.: ЦНИИатоминформ, 1989, с. 183).
31. Demmel J.M. *Applied Numerical Linear Algebra* (Philadelphia, PA, SIAM, 1997).
32. Yang H., Nesnidal M., Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Vang T.A., Alvarez F.D., Johnson R. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **10** (8), 1079 (1998).