

Влияние поперечной неоднородности тока накачки и распределения поля на динамические характеристики полосковых инжекционных лазеров

© С.А. Гуревич, Г.С. Симин, М.С. Шаталов

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

(Получена 9 декабря 1996 г. Принята к печати 19 декабря 1996 г.)

Представлена новая модель, позволяющая детально описать статические и динамические характеристики полосковых инжекционных лазеров с учетом поперечной неоднородности тока накачки и оптического поля. На примере полоскового лазера гребневого типа показано, что эффект "выжигания дыры" в поперечном распределении коэффициента оптического усиления определяет величину частоты релаксационных колебаний на больших мощностях. Рассчитанные зависимости скорости затухания релаксационных колебаний от квадрата резонансной частоты хорошо согласуются с экспериментальными данными, которые ранее не могли быть адекватно объяснены в рамках существующих моделей.

На сегодняшний день наиболее широко используются полосковые инжекционные лазеры, в которых протекающие ток накачки и распределение оптического поля сосредоточены в узком канале — полоске, ширина которого составляет несколько микрон. В ряде случаев при расчете статических и динамических характеристик таких лазеров полезные результаты могут быть получены на основе моделей, в которых плотность тока накачки, концентрация неравновесных носителей и плотность фотонов в резонаторе предполагаются постоянными в пределах полоскового канала [1–3]. Для описания статического режима работы лазера с учетом поперечной неоднородности был предложен ряд подходов, в которых учитывались эффекты растекания тока накачки в плоскости, параллельной $p-n$ -переходу, диффузии носителей заряда, влияние поля лазерной моды на профиль распределения концентрации носителей [4–6]. Однако расчет динамических характеристик полосковых лазеров представляет собой существенно более сложную задачу, поскольку в этом случае необходимо учитывать неоднородную емкость диода, а также индуктивность, которая обусловлена стимулированным излучением и имеет нелокальный характер [7]. В работах [8–12] было предложено несколько способов решения этой задачи. Однако предложенные аналитические подходы, как правило, применимы лишь для модельных структур [8–10], а численные методы не позволяют проследить влияние важных физических параметров на динамические характеристики лазеров [11,12]. В данной работе мы предлагаем новую модель для расчета статических и динамических характеристик полосковых инжекционных лазеров, которая может применяться для лазеров произвольной конструкции.

В дальнейшем для определенности мы будем рассматривать полосковый инжекционный лазер гребневого типа, схематически изображенный на рис. 1, *a*. В нашей модели лазер представляется в виде распределенной цепи, состоящей из ячеек, расположенных в поперечном направлении в плоскости $p-n$ -перехода (рис. 1, *b*). Как показано на рис. 1, *b*, участки структуры под гребнем,

канавками и боковыми областями представлены ячейками разного типа, так что размер каждой ячейки Δx достаточно мал и параметры структуры постоянны в пределах ячейки. Поскольку структура лазера симметрична относительно центра гребня, расчеты производились для половины цепи, показанной на рис. 1, *b*, однако конечные результаты приведены для полной структуры. Сопротивления r_c , расположенные в центральных ячейках, соответствуют удельному контактному сопротивлению, отношению к площади ячейки (поперечный размер ячейки, как указано выше, равен Δx , а ее длина равна длине резонатора лазера). Резисторы r_s описывают сопротивление растекания под гребнем и в боковых областях, а r_{s1} — в областях под канавками. Величины этих сопротивлений определяются исходя из толщин, состава и уровня легирования верхних слоев в структуре. Предполагается, что сопротивление растекания в толстых нижних слоях мало и поэтому все ячейки соединены с общей "землей".

Элементарные диоды, расположенные в каждой ячейке, представляют внутреннюю часть структуры лазера, импеданс которой зависит от тока накачки, спонтанного и стимулированного излучения. Емкости c_b описывают барьерную емкость $p-n$ -перехода, а C — паразитную емкость контактной площадки. Диффузионная емкость $p-n$ -перехода, которая является доминирующей при высоких уровнях инжекции, учитывается при вычислении токов элементарных диодов.

Свойства элементарных диодов описываются скоростными уравнениями лазера, записанными в одномодовом приближении в локальной форме [8],

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = \frac{J(x, t)}{ed} + D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} - R_{sp}(n) - vg(n)\Psi^2(x)N(t), \quad (1a)$$

$$\frac{\partial N(t)}{\partial t} = N(t)\Gamma_t v \int_{-\infty}^{\infty} g(n)\Psi^2(x)dx - \frac{N(t)}{\tau_p} + \beta \int_{-\infty}^{\infty} R_{sp}(n)dx, \quad (1b)$$

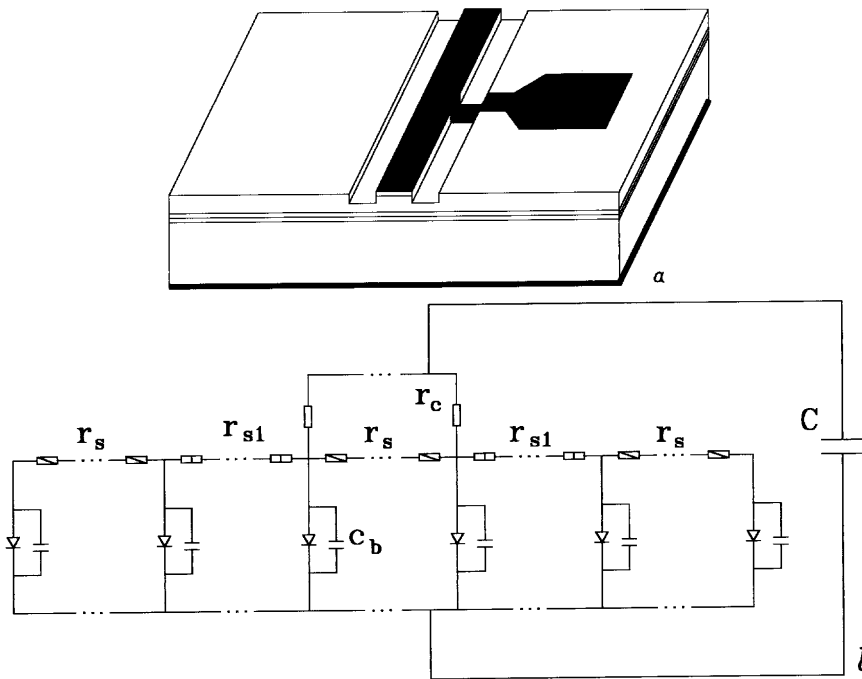


Рис. 1. Схематическое изображение полоскового лазера гребневого типа (а) и эквивалентная цепь (b).

где $n(x, t)$ — концентрация неравновесных носителей в активном слое (предполагается, что выполняется условие нейтральности $n = p$), x — поперечная координата, t — время. В уравнениях (1а), (1б) $J(x, t)$ — локальная плотность тока накачки, d — толщина активного слоя, $R_{sp}(n)$ — скорость спонтанной рекомбинации, D — коэффициент амбиполярной диффузии, $g(n)$ — оптическое усиление, Γ_t — фактор оптического ограничения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, v — скорость света в материале. Как обычно, τ_p — время жизни фотонов, β — коэффициент спонтанной эмиссии в моду.

Плотность фотонов в резонаторе $S(x, t)$ представляется в виде

$$S(x, t) = \Psi^2(x)N(t), \tag{2}$$

где $\Psi^2(x)$ — квадрат поля поперечной моды, $N(t)$ — зависящий от времени коэффициент. Предполагается, что $\Psi^2(x)$ соответствует основной поперечной моде, имеющей максимум интенсивности в центре полоска, и не зависит от времени, причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \Psi^2(x)dx = 1. \tag{3}$$

Тогда мощность излучения через одно зеркало лазера, $P_{1/2}(t)$, выражается как

$$P_{1/2}(t) = \frac{1}{2}N(t)\hbar\omega v \frac{d}{\Gamma_t} \ln \frac{1}{R}, \tag{4}$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона, R — коэффициент отражения зеркала лазера. При решении скоростных

уравнений (1а), (1б) предполагалось, что $R_{sp}(x, t) = An(x, t) + Bn^2(x, t)$, где A и B — коэффициенты безызлучательной и излучательной рекомбинации. Также использовалось следующее представление коэффициента усиления:

$$g(n) = \frac{g'[n(x, t) - n_g]}{1 + \varepsilon S(x, t)}, \tag{5}$$

где g' — дифференциальное усиление, n_g — концентрация в точке инверсии, ε — коэффициент, описывающий эффект насыщения усиления при больших уровнях оптической мощности.

В каждой точке x концентрация носителей $n(x, t)$ связана с напряжением на элементарном диоде $U(x, t)$:

$$n(x, t) = n_0 \left[\exp \frac{U(x, t)}{U_0} \right]. \tag{6}$$

Параметры n_0 и U_0 являются феноменологическими материальными параметрами структуры и могут быть определены по начальному экспоненциальному участку экспериментальной вольт-амперной характеристики лазерного диода. В свою очередь напряжение $U(x, t)$ связано с током $i(x, t)$, текущим через каждую элементарную ячейку. Пронумеровав все узлы эквивалентной схемы (рис. 1, b) и используя метод узловых потенциалов [13], запишем эту связь в виде матричного уравнения

$$i_m = U_k G_{mk}. \tag{7}$$

В выражении (7) матрица G_{mk} является матрицей узловых проводимостей; ее диагональные элементы G_{mm} являются суммой проводимостей, непосредственно подключенных к узлу m , а недиагональные элементы G_{mk} —

суммой проводимостей, подключенных между узлами m и k , взятых с обратным знаком [13]. Важно отметить, что в уравнении (7) пара "барьерная емкость-диод" рассматривается как источник тока i_m , расположенный в каждой ячейке. Поскольку проводимости источников тока равны нулю, они не входят в матрицу G_{mk} . Подобный подход является удобным, поскольку в данном случае нет необходимости описывать элементарный диод как нелинейную проводимость с учетом спонтанного и стимулированного излучения и диффузионной емкости.

В рассматриваемой структуре горизонтальная компонента тока (вдоль оси x) состоит из двух частей: омического тока, идущего по верхнему слою, и диффузионного тока, идущего между соседними ячейками по активному слою. Легко убедиться в том, что при разумных уровнях легирования и толщинах слоев диффузионная компонента тока существенно, на $1 \div 2$ порядка, меньше омической. Таким образом, изменение концентрации $n(x, t)$ происходит в результате процессов рекомбинации в активном слое, а также за счет инжекции и экстракции носителей через $p-n$ -переход с переносом их по верхнему и нижнему проводящим слоям. Омическая компонента тока в данной модели учитывается при решении матричного уравнения (7), а диффузионный член при решении скоростных уравнений (1) опускался.

Процедура расчета состоит в совместном решении уравнений (1) и (7) с соответствующими граничными и начальными условиями. В качестве граничного условия должны быть заданы внешнее напряжение или полный ток через лазер. При расчете стационарного режима лазера начальные условия могут быть выбраны в известной степени произвольно. При моделировании переходных процессов полученное стационарное состояние используется в качестве начального условия.

На рис. 2 представлена статическая ватт-амперная характеристика лазера, рассчитанная с помощью описан-

ной выше процедуры. В расчетах использовались параметры стандартных лазерных структур InGaAsP/InP (длина волны излучения $\lambda = 1.55$ мкм) с отдельным ограничением, содержащих несколько квантовых ям в активной области [12,14,15]. Ширины гребня и канавок (рис. 1) принимались равными 5 мкм, длина резонатора лазера — 150 мкм. Величины основных параметров, входящих в выражения (1), (4)–(6), были выбраны следующим образом: $g' = 6 \cdot 10^{-16}$ см², $\varepsilon = 2.5 \cdot 10^{-17}$ см³, $\tau_p = 1.6$ пс, паразитная емкость $C = 0.22$ пФ. Как видно из рис. 2, пороговый ток лазера равен 18 мА, эффективность составляет 0.37 мВт/мА, что соответствует реально наблюдаемым характеристикам таких лазеров. На вставках приведены распределения концентрации неравновесных носителей в активном слое, рассчитанные для двух уровней мощности излучения. При малой мощности, порядка нескольких милливатт, профиль концентрации определяется растеканием тока накачки под гребнем и канавками. Начиная с мощности излучения ~ 15 мВт в центре гребня наблюдается провал, связанный с обеднением концентрации носителей под действием стимулированного излучения (эффект выжигания пространственной дыры [8]).

Учет пространственной неоднородности позволил объяснить ряд важных особенностей динамики полосковых лазеров, наблюдаемых экспериментально. На рис. 3 приведены расчетные зависимости частоты релаксационных колебаний f_0 от корня из статической мощности излучения P . Сплошная кривая соответствует расчету по обычной "усредненной" модели, в которой плотность тока накачки и плотность фотонов предполагаются постоянными (усредненными) в пределах полоска. Точки на рис. 3 представляют результаты расчета, выполненного с помощью нашей модели, учитывающей пространственную неоднородность. В этом случае сначала рассчитывалось стационарное состояние, а затем ток накачки

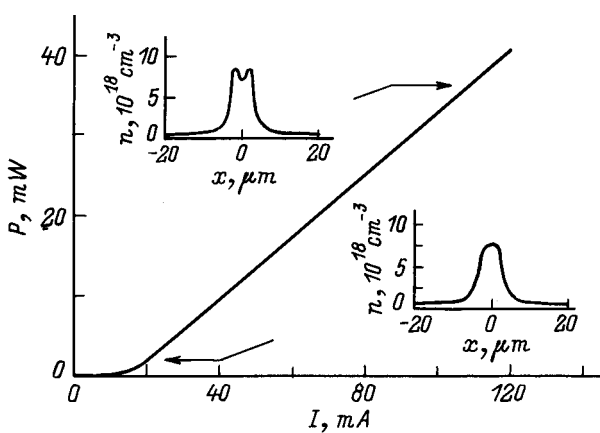


Рис. 2. Расчетная статическая ватт-амперная характеристика лазера. На вставках — профили распределения концентрации неравновесных носителей в активной области при различных уровнях мощности излучения.

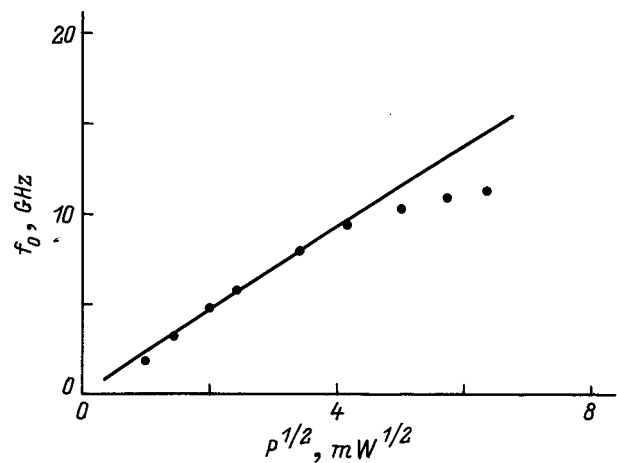


Рис. 3. Расчетная зависимость частоты релаксационных колебаний от корня из статической мощности. Сплошная кривая — расчет по общепринятой модели, точки — расчет по предлагаемой модели.

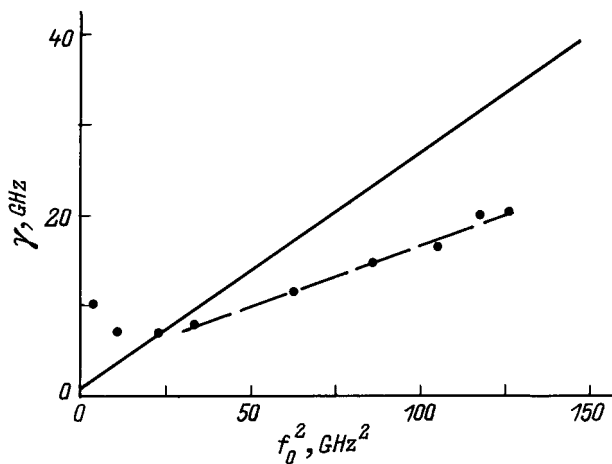


Рис. 4. Расчетная зависимость скорости затухания релаксационных колебаний от квадрата релаксационной частоты. Сплошная кривая — расчет по общепринятой модели, точки — расчет по предлагаемой модели.

лазера I скачком изменялся на величину $\delta I \ll I$ (малый сигнал). При этом на зависимости выходной мощности P от времени наблюдались затухающие релаксационные осцилляции, частота которых f_0 отложена по оси ординат на рис. 3. Отметим, что основные параметры лазерной структуры были взяты одинаковыми при расчете по усредненной и по "неоднородной" моделями. Как видно, результаты двух расчетов совпадают при небольших значениях оптической мощности. При мощностях, больших ~ 15 мВт, расчет по нашей модели приводит к сублинейной зависимости f_0 от $P^{1/2}$. Такая же зависимость наблюдается и экспериментально [16]. Для объяснения эффекта насыщения f_0 в усредненной модели необходимо было бы существенно увеличить значение параметра ε . Наблюдаемое расхождение объясняется отмеченным выше эффектом выжигания пространственной дыры в поперечном направлении (см. рис. 2).

Заметная разница результатов наблюдается также при расчетах другого важного динамического параметра — скорости затухания релаксационных колебаний γ . Как видно из рис. 4, на низких частотах наша модель дает сравнительно высокие значения затухания, в то время как на частотах, больших ~ 6 ГГц (мощность излучения больше ~ 6 мВт), γ меньше, чем предсказывает усредненная модель. Интересно отметить, что подобное поведение затухания на низких частотах наблюдалось экспериментально в ряде работ [14–16], однако это не получило адекватного объяснения в рамках усредненной модели. Как видно из рис. 4, в области высоких частот рассчитанная нами зависимость затухания от квадрата резонансной частоты практически линейна. Небольшой разброс точек связан с погрешностью вычислений. Величина K -фактора [15], полученная из наклона этой зависимости, равна 0.14 нс. Близкие значения K -фактора были получены в экспериментальных работах для структур подобного типа [2,14,16]. Как показывают наши

расчеты, паразитная емкость контактной площадки в данном случае не оказывает заметного влияния на характер зависимости f_0 от $P^{1/2}$, но наличие этой емкости несколько увеличивает γ .

Таким образом, предложенная в данной работе модель, учитывающая пространственную неоднородность тока накачки, оптического поля и усиления, позволяет в деталях описать статические и динамические характеристики полосковых инжекционных лазеров. Данная модель применима для расчета характеристик различных типов лазерных структур с фиксированным профилем оптической моды.

Авторы выражают глубокую благодарность Р.А. Сурису за многочисленные полезные обсуждения.

Настоящая работа выполнена при поддержке со стороны компании Nortel, Международного научного фонда (грант NU9000) и Фонда Европейского экономического сообщества (грант 93-0049 INTAS).

Список литературы

- [1] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R.S. Geels, J.E. Bowers. *IEEE J. Quant. Electron.*, **28**, 1990 (1992).
- [2] R. Nagarajan, M. Ishikawa, J.E. Bowers. *Electron. Lett.*, **28**, 846 (1992).
- [3] J.E. Bowers. *Sol. St. Electron.*, **30**, 1 (1987).
- [4] J.E.A. Whiteaway. *IEE Proc.*, **129**, 89 (1982).
- [5] N. Chinone. *J. Appl. Phys.*, **48**, 3237 (1977).
- [6] B.W. Hakki. *J. Appl. Phys.*, **46**, 292 (1975).
- [7] Р.А. Сурис, частное сообщение.
- [8] W.W. Ng, E.A. Sovero. *IEEE J. Quant. Electron.*, **20**, 1008 (1984).
- [9] N. Chinone, K. Aiki, M. Nakamura, R. Ito. *IEEE J. Quant. Electron.*, **14**, 625 (1978).
- [10] J.D. Evans, G.J. Letal, G.P. Lee, I.G. Simmons. *LEOS'95 Conf. Proc.*, **1**, 278 (1995). [*IEEE Lasers and Electro-Optic Society 1995 Annual Meeting* (San Francisco, CA, USA, 1995)].
- [11] R.F. Kazarinov, M.R. Pinto. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30**, 49 (1994).
- [12] R. Bonello, I. Montrosset. *J. Lightwave Techn.*, **10**, 1890 (1992).
- [13] Л.А. Бессонов. *Теоретические основы электротехники* (М., Высш. шк., 1978).
- [14] J.D. Ralston, S. Weisser, I. Esquivais, E.C. Larkins, J. Rosenzweig, P.J. Tasker, J. Fleissner. *IEEE J. Quant. Electron.*, **29**, 1648 (1993).
- [15] R. Olshansky, P. Hill, V. Lanziera, W. Powazinik. *IEEE J. Quant. Electron.*, **23**, 1410 (1987).
- [16] S. Weisser, P.J. Tasker, I. Esquivias, J.D. Ralston, J. Rosenzweig. *IEDM'93 Conf. Proc.*, IEDM 93-601 [*Int. Electron Dev. Meeting* (Washington, DC, USA, Dec. 5–8, 1993)].

Редактор Л.В. Шаронова

The influence of lateral nonuniformity of pumping current and mode field on dynamic characteristics of stripe geometry diode lasers

S.A. Gurevich, G.S. Simin, M.S. Shatalov

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

Abstract New model is described which allows to simulate static and dynamic characteristics of stripe geometry diode lasers taking into account lateral nonuniformity of pumping current and mode field. It is shown, by the example of ridge guide laser, that effect of lateral hole burning controls the value of the relaxation oscillations frequency at high output power. Simulated dependencies of damping factor vs. squared resonant frequency are in good agreement with experimental results which could not be explained adequately in frames of conventional models.