

УПРАВЛЕНИЕ МОДОВЫМ СОСТАВОМ МОЩНЫХ ЗАРОЩЕННЫХ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ InGaAsP/GaAs С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 0.8 МКМ

Д. З. Гарбузов, М. Л. Бородицкий, Н. Д. Ильинская,
Д. А. Лившиц, Д. Н. Марьянский, Э. У Рафаилов

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 30 августа 1993 г.)

Представлены результаты дальнейших исследований модового состава лазеров на InGaAsP. Предложена теоретическая модель, позволяющая рассчитать модовый состав лазера и объяснить улучшение модового состава при увеличении температуры. На основе проведенных исследований предложена и испытана новая конструкция одномодовых лазеров с узким контактом, позволяющая получать до 200 мВт в одномодовом режиме генерации.

В данной статье представлены результаты дальнейших исследований ме-заполосковых зарощенных РО ДГС лазеров на InGaAsP/GaAs с длиной волны излучения $\lambda = 0.77-0.82$ мкм. Лазеры на этой четверной системе имеют значительно меньший перегрев зеркал по сравнению с аналогичными лазерами на AlGaAs/GaAs, что позволяет увеличить время жизни прибора [^{1, 2}]. Основные характеристики используемых структур и методы зарощивания приведены в нашей предыдущей статье [³]. В этой статье также была показана зависимость модового состава излучения лазера от температуры в диапазоне $T = 10-70$ °С. При увеличении температуры в картине дальнего поля мы наблюдали перераспределение мощности излучения из мод высших порядков в нулевую моду (рис. 1). В данной статье для объяснения этого эффекта предлагается модель, учитывающая зависимость скорости безызлучательной рекомбинации инжектированных носителей на боковых границах мезы от температуры.

Для расчета распределения электромагнитного поля поперечной моды в двумерном волноводе, который образуется в зарощенной гетероструктуре, был использован метод эффективного показателя преломления [⁴]. Этот метод обеспечивает хорошую точность, когда толщина волновода значительно меньше его ширины.

Поскольку концентрация свободных носителей в активной области за порогом генерации растет слабо, а толщина активной области много меньше толщины волновода, влиянием свободных носителей на действительную и мнимую части эффективного показателя преломления можно пренебречь. Если распределение концентрации носителей и интенсивности электрического поля считать однородным по длине резонатора, расчет сводится к системе одномерных уравнений.

Уравнение для концентрации носителей $n(x)$ в активной области может быть записано в виде

$$-D\partial^2 n/\partial x^2 + n/\tau + \beta(n - n_{inv})E^2(x) = j(x)/(ed), \quad (1)$$

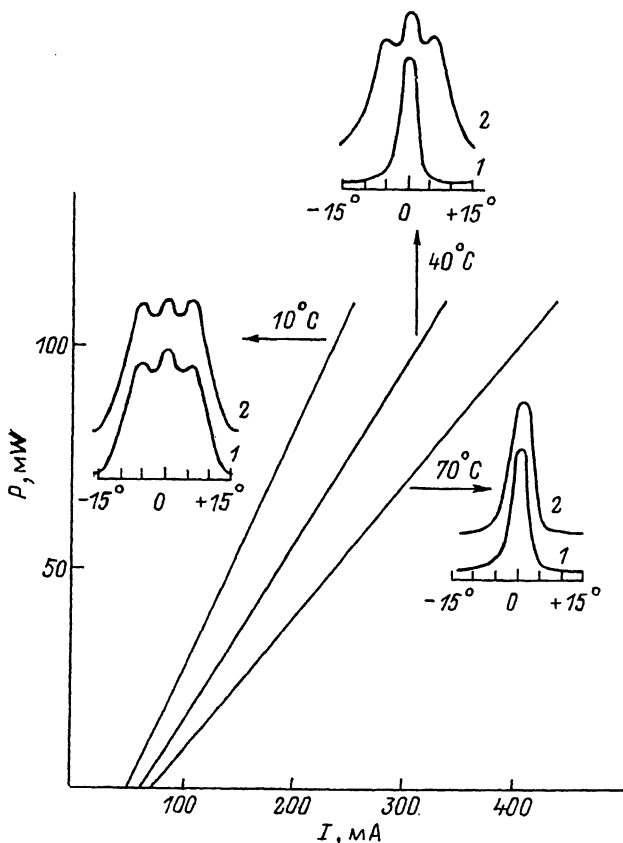


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики и дальние поля для зарощенного лазера с шириной активной области $W=7$ мкм при различных температурах. 1 — 10 мВт, 2 — 100 мВт.

где D — коэффициент диффузии, τ и βE^2 — времена спонтанной и стимулированной рекомбинации соответственно, n_{inv} — инверсная концентрация, $j(x)$ — плотность инжекционного тока, а d — толщина активной области. Ось X направлена по ширине полоска с началом отсчета в его центре. Граничные условия удобно выбрать в виде

$$\left. \begin{aligned} \partial n / \partial x \Big|_{x=0} &= 0, \\ -D \partial n / \partial x \Big|_{x=W/2} &= v(n - n_0), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где W — ширина мезы, n_0 — равновесная концентрация, v — скорость граничной рекомбинации на стенках мезы. Условие генерации моды i -го порядка

$$g_i \Gamma = \alpha_i^{\text{int}} + (1/L) \ln(1/R), \quad (3)$$

где усиление i -й моды

$$g_i = \frac{\gamma \int_{-W/2}^{W/2} (n - n_{\text{inv}}) E_i^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_i^2(x) dx}, \quad (3a)$$

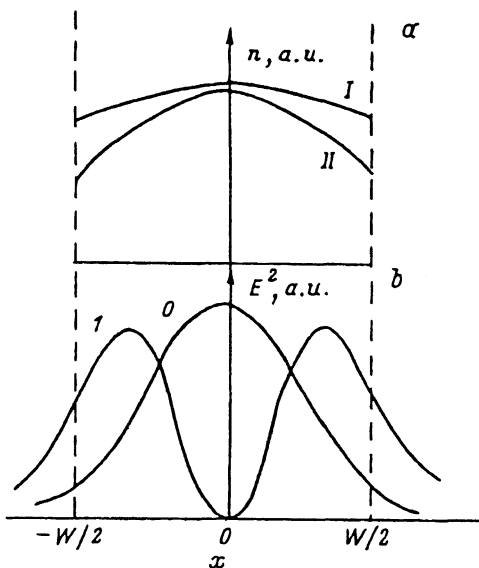


Рис. 2. *a* — профиль распределения концентрации по ширине лазера при различных скоростях граничной рекомбинации и одинаковом токе накачки. v , см/с: *I* — 10^2 , *II* — 10^4 . *b* — профиль интенсивности электрического поля нулевой (0) и первой (1) мод.

Γ — фактор оптического ограничения в направлении, перпендикулярном плоскости активного слоя, α_i^{int} — коэффициент внутренних потерь для *i*-й моды, L — длина резонатора. Решая систему (1) — (3), можно рассчитать вклад каждой поперечной моды в интенсивность излучения и концентрацию носителей в активной области мезалазера при заданном распределении тока накачки, определяемом конструкцией лазера.

Из (3а) видно, что усиление для моды определяется интегралом перекрытия профилей концентрации носителей и интенсивности электрического поля этой моды. Возле порога генерации максимум интенсивности нулевой моды пространственно совпадает с максимумом концентрации носителей, а для следующей моды интеграл перекрытия относительно мал. В этой ситуации предпочтительна генерация основной моды. По мере увеличения тока накачки происходит пространственное выжигание носителей в середине активной области, что приводит к изменению профиля концентрации (рис. 2). При этом максимумы концентрации носителей находятся у краёв активной области и лучше перекрываются со старшими модами. Таким образом, происходит увеличение усиления для мод высших порядков, что приводит к появлению следующих поперечных мод.

Мы ограничимся анализом конкуренции нулевой и первой мод. Уменьшение перекрытия между профилем концентрации носителей в активной области и полем первой моды приводит к подавлению этой моды. Одним из путей, ведущих к этому, является искусственное снижение концентрации носителей на краях мезы за счет увеличения скорости граничной рекомбинации, которая в зависимости от техники травления и зарастивания и рабочей температуры лазера варьируется в диапазоне 10^2 — 10^6 см/с. Результаты численных расчетов в рамках рассматриваемой модели приведены на рис. 3. Здесь приведены зависимости тока, при котором доля нулевой моды в полной интенсивности снижается до 70%, от ширины мезы при различных скоростях граничной рекомбинации. Как видно из рисунка, при увеличении граничной рекомбинации увеличивается порог генерации мод высших порядков.

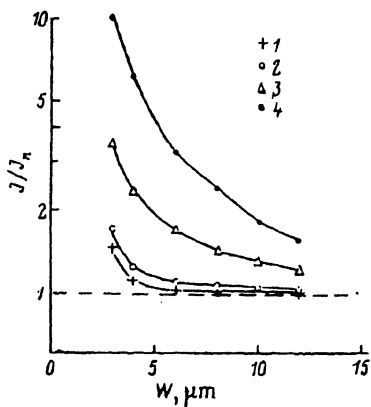


Рис. 3. Рассчитанные зависимости токов, при которых доля нулевой моды в полной интенсивности составляет 70% от ширины мезы (W) при различных скоростях граничной рекомбинации v , см/с: 1 — $3 \cdot 10^2$, 2 — $3 \cdot 10^3$, 3 — $3 \cdot 10^4$, 4 — $3 \cdot 10^5$.

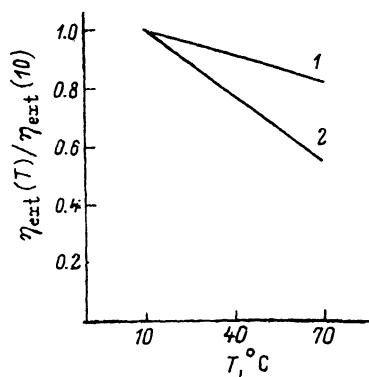


Рис. 4. Зависимость внешнего квантового выхода от температуры для лазера с полосковым контактом (1) и для зарощенного лазера (2).

Для подтверждения нашего предположения об изменении скорости граничной рекомбинации от температуры были проведены исследования внешнего квантового выхода η_{ext} . Эти измерения проводились на коротких ($L < 100$ мкм) образцах с полосковым контактом и зарощенных, изготовленных из одной структуры. На рис. 4 (кривая 1) приведена типичная зависимость внешнего квантового выхода от температуры при плотности тока 1 кА/см^2 для лазеров с полосковым контактом. Снижение η_{ext} на 20% при увеличении температуры на 60°C объясняется выбросом носителей из квантоворазмерной активной области в волноводные слои и возникновением тока электронной утечки в P -эмиттер [5]. На рис. 4 (кривая 2) представлена аналогичная зависимость для зарощенных лазеров. В этом случае увеличение температуры на 60°C приводит к снижению внешней квантовой эффективности более чем на 40%. Простые оценки показывают, что дополнительное падение η_{ext} на

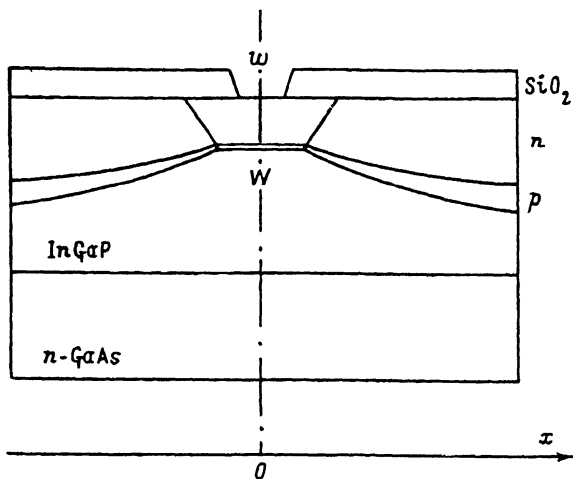


Рис. 5. Схема зарощенного мезаполоскового лазера с узким контактом.

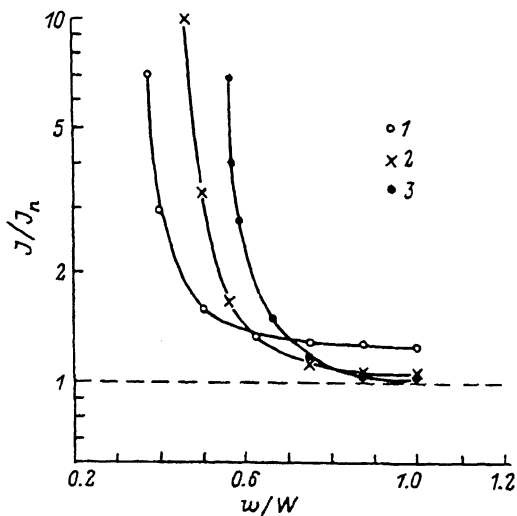


Рис. 6. Рассчитанные зависимости тока, при котором доля нулевой моды в полной интенсивности составляет 70%, от относительной ширины контакта (w/W). W , мкм: 1 — 4, 2 — 8, 3 — 12.

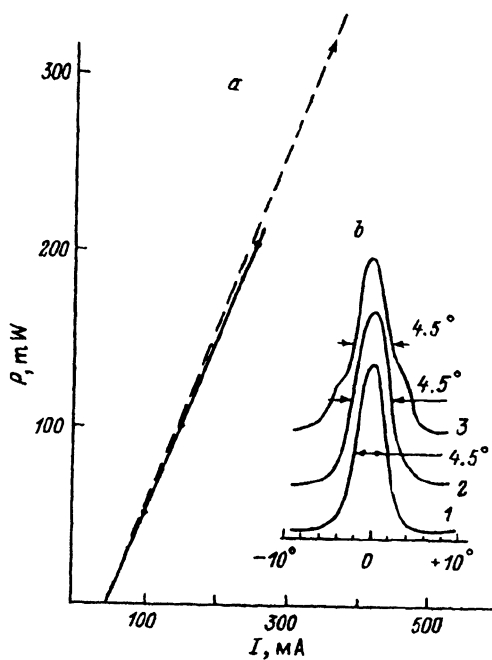


Рис. 7. *a* — ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме (сплошная линия) и начальная часть ватт-амперной характеристики в импульсном режиме (пунктирная линия) для лазера с $W = 10$ мкм и $w = 4$ мкм. *b* — дальние поля в плоскости p - n -перехода для этого лазера. I , мА: 1 — 100, 2 — 150, 3 — 250.

20% в шестимикронном полоске с $D = 4 \text{ см}^2/\text{с}$ и $\tau = 2.5 \text{ нс}$ [6] может быть связано с увеличением скорости граничной рекомбинации (v) от 10^3 до 10^5 см/с . Более сильное падение η_{ext} в зарощенных лазерах подтверждает зависимость граничной рекомбинации от температуры и, следовательно, существенное влияние температуры на модовый состав зарощенного лазера через изменение профиля концентрации носителей.

Приведенные выше результаты позволили предложить новую конструкцию зарощенного лазера с узким вскрытием (рис. 5). В этом случае, если эффективные длины растекания и диффузии меньше или сравнимы с разностью ширин активной области и контакта ($W-w$), можно получить значительную разницу в плотностях инжекционного тока под контактом и на краю активной области. Это будет компенсировать пространственное выедание носителей полем нулевой моды в середине полоска. Для расчета растекания тока с узкого контакта мы использовали упрощенную модель [7], причем плотность тока под контактом предполагалась однородной. В рамках изложенной выше модели был выполнен расчет модового состава лазера с узким контактом. На рис. 6 представлены рассчитанные зависимости тока, при котором доля нулевой моды в излучении снижается до 70%, от отношения ширин контакта и активной области. Значительное улучшение модового состава достигается при разности ширин в 4—6 мкм. Кроме того, как показали вычисления, сужение контакта приводит к уменьшению порогового тока примерно на 10% по сравнению с лазером той же геометрии с полным вскрытием. Это связано с тем, что сужение контакта уменьшает концентрацию не дающих вклада в усиление носителей на краях активной области.

С учетом приведенных выше результатов были изготовлены лазеры с узким контактом. Лазеры папайвались индием на медный теплоотвод p -стороной вниз. На торцы лазерных диодов наносились просветляющие и высокоотражающие покрытия ($R_1 = 0.1$, $R_2 = 0.95$). На рис. 7 представлена ватт-амперная характеристика в непрерывном режиме и начальный участок ватт-амперной характеристики в импульсном режиме ($\tau = 100 \text{ нс}$) диодов с $W = 10 \text{ мкм}$ и $w = 4 \text{ мкм}$. На вставке изображены картины дальнего поля в плоскости p - n -перехода. Лазеры этой конструкции излучают до 200 мВт при токе 240 мА в непрерывном одномодовом режиме и 1.8 Вт в импульсном режиме. Хорошим подтверждением эффективности нового метода служит тот факт, что все лазеры с широким контактом с мезой шире 6 мкм, сделанные из тех же структур, становятся многомодовыми уже при небольшом превышении порога.

Были проведены исследования деградационных свойств лазеров с узким вскрытием. Диоды испытывались при температуре 20 °C и мощности 150 мВт. В течение 1200 ч мощность излучения уменьшилась менее чем на 15%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] H. Bruggor, P. W. Epperlein. Appl. Phys. Lett, 56, 1049 (1990).
- [2] D. Z. Garbuzov, N. Y. Antonishkis, A. B. Gulakov, S. N. Zhigulin, A. V. Kochergin, E. U. Rafailov. XII IEEE Int. Semicond. Laser Conf. Davos, Switzerland (1990) (IEEE Service Center, Piscataway NJ, 1990).
- [3] D. Z. Garbuzov, N. Ju. Antonishkis, S. N. Zhigulin, N. D. Il'inskaya, A. V. Kochergin, D. A. Livshits, E. U. Rafailov, M. V. Fuksman. Appl. Phys. Lett., 62 (10) (1993).
- [4] A. W. Snyder, J. D. Love. Optical Waveguide Theory: Chapman and Hall (1983).
- [5] D. Z. Garbuzov, V. B. Khalfin, N. A. Katsavets. Appl. Phys., Lett., 58 (10) (1991).
- [6] P. Meissner, E. Patzak, D. Vevic. Opt. Commun., 50 (1984).
- [7] G. H. B. Thompson. Physics of semiconductor laser devices. London: John Wiley & Sons (1980).