

О внутреннем квантовом выходе стимулированного излучения InGaAsP/InP-гетеролазеров ($\lambda = 1.55$ мкм)

© Г.В. Скрынников, Г.Г. Зебря, Н.А. Пихтин[¶], С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов

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

(Получена 17 июня 2002 г. Принята к печати 19 июня 2002 г.)

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование внутреннего квантового выхода стимулированного излучения лазерных диодов на основе двойных InGaAsP/InP-гетероструктур раздельного ограничения ($\lambda = 1.5–1.6$ мкм). Лазерные гетероструктуры с различным дизайном волноводного слоя изготавливались методом МОС-гидридной эпитаксии. Максимальное значение внутреннего квантового выхода стимулированного излучения $\eta_i^{st} \approx 97\%$ было достигнуто в структуре с двойным ступенчатым волноводом, характеризующейся минимальными утечками в *p*-эмиттер за порогом генерации. Высокое значение η_i^{st} обусловлено низкими пороговой концентрацией и концентрацией неравновесных носителей на границе волновод *p*-эмиттер.

Расчет значений η_i^{st} для исследуемых лазеров дал хорошее согласие с данными, полученными из эксперимента.

1. Введение

Одной из важнейших характеристик полупроводникового лазера является выходная мощность излучения. Внутренний квантовый выход стимулированного излучения (η_i^{st}) является основным фактором, определяющим эффективность работы полупроводникового лазера и в конечном счете выходную оптическую мощность. Для лазерных гетероструктур раздельного ограничения с длиной волны генерации $\lambda = 1.3–1.55$ мкм типичные значения η_i^{st} составляют величину 65–75% [1]. Причиной низких значений η_i^{st} являются дополнительные механизмы потерь, такие как токовые утечки за порогом генерации [2]. Так как для аналогичных лазеров, излучающих на длине волны $\lambda \approx 0.98$ мкм, значения η_i^{st} близки к 100% [3], актуальным является подробное исследование механизмов потерь для лазеров с длиной волны генерации $\lambda = 1.3–1.55$ мкм. Анализируя η_i^{st} в гетероструктурах с различными конструкциями волновода, можно оптимизировать структуру и существенно повысить выходную мощность излучения.

Цель настоящей работы — экспериментальное и теоретическое исследование внутреннего квантового выхода стимулированного излучения лазеров в системе InGaAsP/InP на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения ($\lambda = 1.5–1.6$ мкм) с различными конструкциями волноводного слоя.

2. Экспериментальные образцы

В качестве базовых были выбраны три двойные гетероструктуры раздельного ограничения с двумя напряженными квантовыми ямами (рис. 1), различающиеся геометрическими и энергетическими параметрами „ступенек“ волновода (простой волновод — А, двухступенчатый — В, одноступенчатый — С). Толщины квантовых

ям варьировались в диапазоне $d_a = 50–65$ Å. Параметры гетероструктур приведены в таблице. Все исследуемые образцы выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений [4] на подложках фосфида индия с проводимостью *n*-типа. Состав твердого раствора напряженных квантовых ям InGaAs и эмиттеров при этом оставался неизменным. Структура разделялась на лазерные диоды с длиной резонатора, варьируемой в пределах $L = 200–2500$ мкм. На торцы резонатора наносились зеркала Si/SiO₂ с коэффициентом отражения $R > 0.95$ и просветляющие покрытия с $R < 0.04$. Готовые диоды монтировались на медные теплоотводы с использованием индиевого припоя.

3. Эксперимент

Для лазерных диодов с различной длиной резонатора проводилось измерение ватт-амперных характеристик, на основе которых определялись величины внешней дифференциальной квантовой эффективности и пороговой плотности тока. Таким образом, для каждой из описанных выше структур были построены зависимости обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности η_d от длины резонатора лазерного диода, которые приведены на рис. 2. Из полученных экспериментальных зависимостей η_d от длины резонатора с помощью известного соотношения

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_{ext}}{\alpha_{int} + \alpha_{ext}} \quad (1)$$

определялись величины внутренних оптических потерь α_{int} и внутреннего стимулированного квантового выхода η_i^{st} для всех исследуемых нами структур. В таблице приведены значения полученных таким образом величин α_{int} и η_i для каждой структуры.

[¶] E-mail: nike@hpld.ioffe.rssi.ru

Тип структуры	E_{g1} , эВ	E_{g2} , эВ	E_{g3} , эВ	W_1 , мкм	W_2 , мкм	W_3 , мкм	α_i^{exp} , см ⁻¹	η_i^{exp} , %	η_i^{calc} , %	Γ_{WG}^{Σ} , %	Γ_{ac} , %
A	1.13	—	—	1.0	—	—	4.5	67	73	13	1.03
B	1.24	1.13	1.03	0.86	0.36	0.12	3.6	85	90	16	1.45
C	1.181	0.992	—	0.672	0.232	—	9	95	97	20	2

4. Теоретическая модель

Прежде всего следует отметить, что определения внутреннего квантового выхода до и после порога генерации существенно различаются. До порога внутренний квантовый выход выражается через отношение скоростей излучательных R_{ph} и безызлучательных R_{nr}

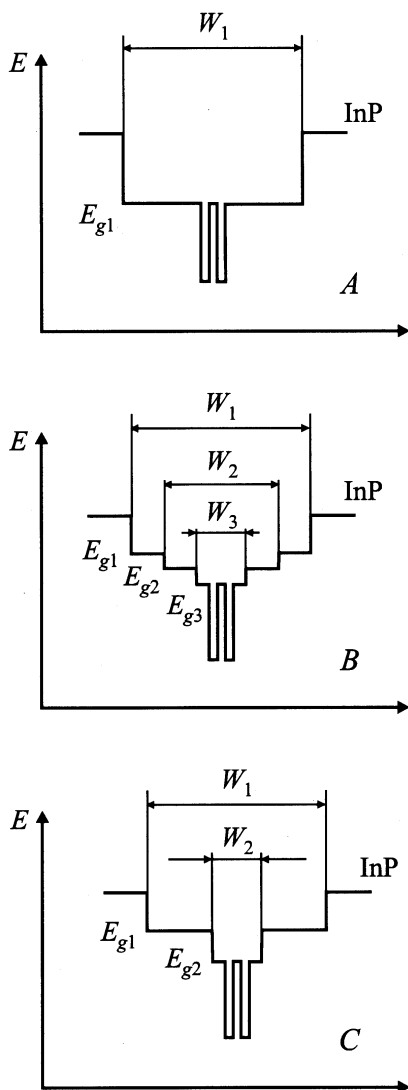


Рис. 1. Схематические зонные диаграммы исследуемых лазерных структур: простой волновод — A, двухступенчатый волновод — B, одноступенчатый волновод — C; W_1, W_2, W_3 — толщины волноводов; E_{g1}, E_{g2}, E_{g3} — ширина запрещенной зоны соответствующих волноводных слоев.

процессов рекомбинации [5]:

$$\eta_i = \frac{R_{ph}}{R_{ph} + R_{nr}}. \quad (2)$$

За порогом генерации внутренний квантовый выход стимулированного излучения η_i^{st} определяется как доля тока стимулированного излучения I_{st} к полному току I над порогом генерации [6]:

$$\eta_i^{st} = \frac{I_{st}}{I - I_{th}}. \quad (3)$$

Необходимо отметить, что при высоком значении внутреннего квантового выхода спонтанного излучения (близкого к 100%) внутренний квантовый выход стимулированного излучения может в значительной степени отличаться от 100%. Это связано с наличием токовых

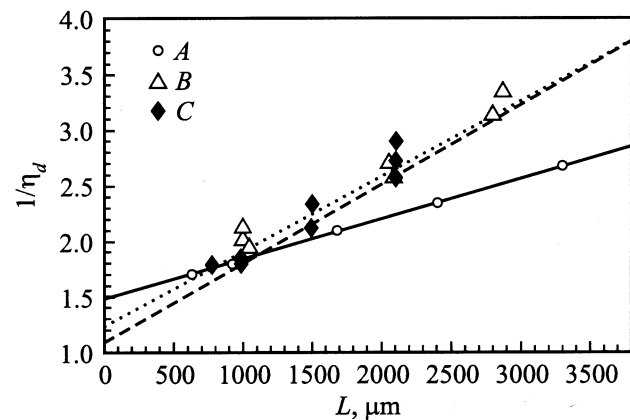


Рис. 2. Зависимости обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности η_d от длины резонатора лазерного диода L (простой волновод — A, двухступенчатый — B, одноступенчатый — C).

утечек различного типа. За порогом генерации полный ток через лазерную структуру можно определить как ток стимулированного излучения плюс сумма всех остальных компонент:

$$I = I_{st} + I_L + I_{th}. \quad (4)$$

Здесь I_L — токи утечек за порогом генерации, I_{th} — пороговый ток, который мы будем рассчитывать, используя модель [7], показавшую хорошее соответствие с экспериментом [8] для лазеров $\lambda \approx 1.55$ мкм. Тогда выражение для η_i^{st} с учетом (4) принимает вид

$$\eta_i^{st} = 1 - \frac{I_L}{I - I_{th}}. \quad (5)$$

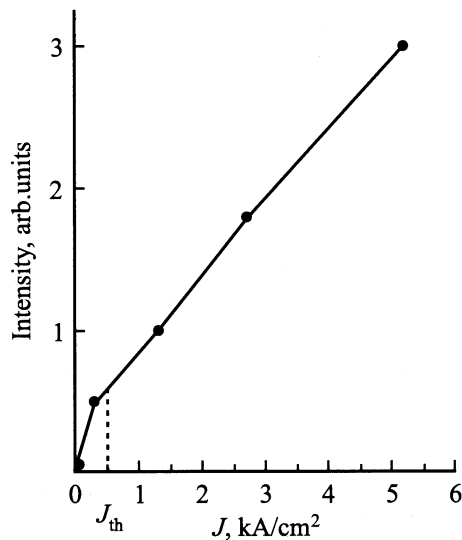


Рис. 3. Зависимость интенсивности фотолюминесценции I из волноводного слоя от плотности тока накачки J (до и после порога).

Из такой записи выражения для η_i^{st} видно, что на величину η_i^{st} влияют только те токи, которые продолжают расти и за порогом генерации, в нашем случае это токи утечки.

Как правило, за порогом генерации концентрации электронов и дырок n_{th} , p_{th} и соответственно положение квазиуровней Ферми в активной области постоянны или меняются очень слабо [6]. Тогда все токи, монотонно зависящие от этих концентраций, не влияют на величину η_i^{st} . Однако за порогом генерации продолжает возрастать концентрация носителей в волноводе N_{SCH} [9]. Экспериментально этот процесс сопровождается ростом интенсивности полос фотолюминесценции, соответствующих оптическим переходам в самом волноводе и на уровни в квантовой яме из волноводного слоя. В работе [2] отмечен рост спонтанного излучения из волновода за порогом генерации, свидетельствующий об увеличении концентрации носителей в этом слое. При этом экспериментально было установлено, что уменьшение η_i^{st} не может быть объяснено только рекомбинацией в волноводе. Вклад в величину η_i^{st} вносит также утечка носителей в контакт, причем величина тока утечки растет с ростом тока основных носителей, так как возрастает дрейфовая компонента тока утечки в эмиттер. Эффект роста спонтанного излучения из волновода был отмечен также в работе [10] и рост интенсивности фотолюминесценции из волновода за порогом генерации объяснялся конечной величиной времени захвата носителей в квантовую яму. При этом происходит накопление инжектированных носителей в волноводе, что косвенно увеличивает потери на внутризонное поглощение и понижает дифференциальную квантовую эффективность лазера.

Во всех исследуемых нами структурах наблюдался рост интенсивности спонтанного излучения, соответствующего излучательным переходам из волноводного слоя с наименьшей шириной запрещенной зоны на уровни в квантовой яме и в сам волновод (рис. 3) [9]. Данный факт свидетельствует о росте концентрации носителей в волноводных слоях за порогом генерации, и может быть объяснен следующим образом. Рост концентрации в волноводе N_{SCH} связан с выбросом носителей из квантовых ям (КЯ) [7]. Часть инжектированных носителей выбрасывается из КЯ и вносит вклад в N_{SCH} , причем эта концентрация возрастает пропорционально току накачки. Попавшие в волновод носители частично рекомбинируют излучательно и безызлучательно, а частично благодаря процессам дрейфа и диффузии создают токовые утечки из волновода в эмиттер. Величина этих токовых утечек прямо пропорциональна концентрации неосновных носителей (электронов) на границе с p -слоем N^* и растет с ростом суммарной плотности тока J , проходящего через гетероструктуру. Тогда полный ток утечек J_L в общем случае определяется тремя составляющими (рекомбинационной, дрейфовой и диффузионной) и имеет вид

$$J_L = \frac{e \cdot N_{SCH} \cdot L_{SCH}}{\tau_n} + N^* \cdot D_n^e \cdot e (J_{drift}^* + J_{diff}^*). \quad (6)$$

Здесь L_{SCH} — толщина волновода, N_{SCH} — концентрация носителей в волноводе, τ_n — время жизни неосновных носителей в волноводной области, определяемое всеми процессами рекомбинации в волноводе, D_n^e — коэффициент диффузии неосновных носителей в эмиттере, J_{drift}^* , J_{diff}^* — безразмерные диффузионная и дрейфовая компоненты плотности тока утечек из волновода в эмиттер. Расчет полных токов утечки J_L (6) для исследуемых структур проводился методом, разработанным в [2], в рамках которого самосогласованно определялись токи утечек J_L и рекомбинационный ток в активной области. При этом предполагалось, что

- 1) все слои гетероструктуры квазинейтральны, а квазиуровни Ферми основных и неосновных носителей непрерывны на всех границах раздела;
- 2) слои пространственного заряда в волноводе, образующиеся на границе раздела и обеспечивающие квазинейтральность, занимают малую часть от общей толщины волновода и рекомбинация в них незначительна;
- 3) оже-рекомбинация имеет место только в активной области;
- 4) процессы разогрева в активной области незначительны;
- 5) за порогом генерации концентрации электронов и дырок в активной области и соответственно квазиуровней Ферми не изменяются в активной области и на границе активная область–волновод;
- 6) в гетероструктуре со ступенчатым волноводом, пороговая концентрация на границе с p -эмиттером рассчитывается в рамках больцмановского приближения последовательно в каждом из волноводов.

Приращение концентрации дырок Δp в части волновода между активной областью и p -эмиттером оценивается через рекомбинационный ток в активной области (включающий в себя спонтанную и стимулированную рекомбинации) следующим образом [2]:

$$J_p = D_p \frac{\Delta p}{(d_w/2)} \frac{(n_0 + 2p_1)}{(n_0 + \gamma p_1)} e, \quad (7)$$

где D_p — коэффициент диффузии дырок, d_w — размер волновода, n_0 — равновесная концентрация электронов в волноводе, p_1 — концентрация дырок на границе волновода с квантовой ямой,

$$\gamma = 1 - J_n/J_p \frac{\mu_p^w}{\mu_n^w}, \quad (8)$$

где μ_p^w, μ_n^w — подвижности дырок и электронов в волноводе. В выражение для γ входит величина плотности тока утечки электронов J_n , который представляет диффузионную и дрейфовую составляющие полного тока утечки (6). Сам ток J_n зависит от Δp и определяется следующим выражением:

$$J_n = eD_n^e n_e (1/L_S \operatorname{cth}(S \cdot L_S) + 0.5z), \quad (9)$$

где D_n^e — коэффициент диффузии электронов в p -эмиттере, S — толщина p -эмиттера,

$$L_S = \sqrt{(1/L_n^2 + 1/4z^2)}, \quad (10)$$

L_n — длина диффузии электронов в эмиттере,

$$z = kT/eE, \quad (11)$$

E — электрическое поле в эмиттере, равно

$$E = \frac{I_p}{e\mu_p^e N_a}, \quad (12)$$

μ_p^e и N_a — подвижность дырок и уровень легирования в эмиттере, n_e — концентрация неравновесных электронов у границы эмиттер-волновод.

Расчет рекомбинационного тока и тока утечек проводился до достижения самосогласованных решений с начальными значениями $\Delta p, J_n$ на пороге генерации.

Рекомбинационный ток в волноводе рассчитывался в предположении независимости коэффициента излучательной рекомбинации B_w от суммарного тока в структуре, так как вклад в полный ток утечки от рекомбинации в волноводе мал по сравнению с другими компонентами J_L .

Вычислив, таким образом, J_L и зная пороговую плотность тока J_{th} , мы находим η_i^{st} из определения величины внутреннего квантового выхода за порогом генерации (5). Полученные расчетные значения η_i^{st} для экспериментальных структур приведены в таблице.

5. Обсуждение результатов

Исследуемые нами структуры с различными конструкциями волноводного слоя сильно различаются по величине внутреннего квантового выхода стимулированного излучения от 67% до 97% (см. таблицу). Этот результат может быть объяснен следующим образом. Как уже отмечалось, наиболее существенное влияние на величину токовых утечек (6) оказывает концентрация неосновных носителей (электронов) на границе с p -слоем N^* , которая определяется пороговой концентрацией и конструкцией волноводного слоя. С ростом пороговой концентрации возрастает концентрация „делокализованных“ носителей над ямой, а она в свою очередь определяет граничную концентрацию яма-волновод и концентрацию неосновных носителей на границе с p -эмиттером. Дополнительными энергетическими „ступеньками“ в волноводе понижают концентрацию неосновных носителей на границе с эмиттером и соответственно величину токов утечки.

Следующим по значимости фактором является накопление и рекомбинация носителей в волноводном слое с наименьшей шириной запрещенной зоны за порогом генерации, что связано с выбросом носителей из квантовых ям. Этот фактор не имеет существенного вклада в полные токовые утечки, однако наглядно демонстрирует рост концентрации в волноводных слоях после достижения пороговых условий.

В рассматриваемых лазерных структурах, имеющих одинаковую геометрию и состав твердого раствора активной области, пороговая концентрация определяется фактором оптического ограничения и величиной внутренних оптических потерь. Другими словами, в исследуемых структурах материальное усиление практически одинаковое (лазеры с одной длиной резонатора), модальное усиление определяется фактором оптического ограничения, который совместно с внутренними оптическими потерями и определяет пороговую концентрацию в активной области.

Фактор оптического ограничения в активной области был рассчитан для поля основной фундаментальной ТЕ-моды и оказался различным для структуры с одноступенчатым волноводом (С) и структуры с отдельным ограничением (А) — 2% и 1.05% соответственно. Пороговая концентрация n_{th} в исследуемых структурах определялась в модели [7] из известного соотношения равенства усиления и потерь на пороге генерации:

$$N_{QW}\Gamma g(n) = \alpha_{int} + \alpha_{ext}, \quad (13)$$

где N_{QW} — число КЯ, Γ — фактор оптического ограничения для одной КЯ, $g(n)$ — коэффициент усиления на одну КЯ, зависящий от концентрации, α_{int} — коэффициент внутренних потерь на пороге генерации, $\alpha_{ext} = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ — потери на зеркалах, где L — длина резонатора.

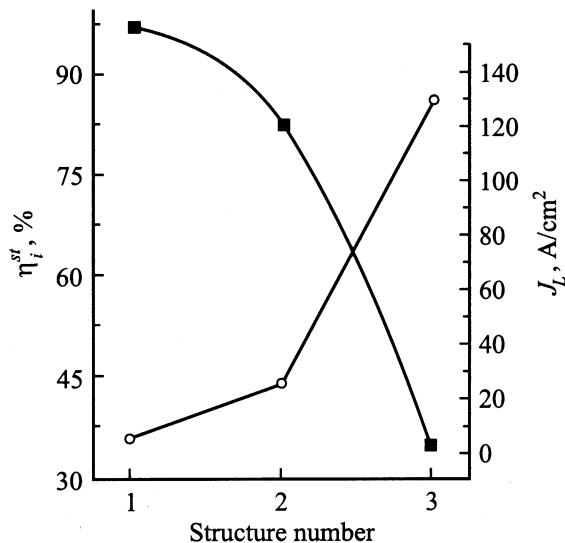


Рис. 4. Расчетные значения η_i^{st} и J_L для структур: 1 — РО ДГС с одноступенчатым волноводом C , 2 — РО ДГС с $E_g^{WG} = 0.992$ эВ, 3 — РО ДГС с $E_g^{WG} = 1.18$ эВ.

В результате пороговая концентрация в структуре типа А оказалась почти в 1.4 раза больше соответствующей концентрации в структуре типа С.

Лазерные диоды на базе гетероструктуры со ступенчатым волноводом типа С, за счет дополнительных энергетических „ступенек“, характеризуются почти на порядок меньшими значениями концентрации неосновных носителей у границы с p -слоем по сравнению со структурой типа А (10^{14} см⁻³ и 10^{15} см⁻³ — расчетные значения концентрации N^*). Расчет проводился в больцмановском приближении последовательно в каждом из волноводов. Пропорционально величине концентрации на границе волновод- p -эмиттер падает величина плотности тока утечки в эмиттер. На экспериментальных спектрах фотолюминесценции для структур типа С отсутствует полоса, связанная с рекомбинацией носителей в „широкозонном“ волноводном слое, что также косвенно свидетельствует об уменьшении величины концентрации неосновных носителей на границе волновод- p -эмиттер.

Таким образом, структура типа С с одноступенчатым волноводом по сравнению с А характеризуется в 2 раза большим фактором оптического ограничения в активной области и на порядок меньшей концентрацией неравновесных носителей на границе волновод- p -эмиттер. Эти два фактора позволили получить высокие значения η_i^{st} (близкие к 100%) в лазерных диодах на основе рассмотренной гетероструктуры типа С.

Чтобы подробнее сравнить разные дизайны структур, были взяты структура типа С с максимальным значением внутреннего квантового выхода излучения и две эталонные структуры с простым волноводом, в которых E_g волноводного слоя соответствовало ширине запрещенной зоны первого (0.992 эВ) и второго (1.18 эВ)

волноводов структуры С (см. таблицу). Толщина волновода в эталонных структурах соответствовала толщине широкозонного волновода структуры типа С. В них были рассчитаны концентрации неосновных носителей на границе с p -эмиттером и полные токи утечки в p -эмиттер, факторы оптического ограничения в активной области и величины внутреннего квантового выхода стимулированного излучения. Результаты расчетов приведены в обобщенном виде на рис. 4. Как показал расчет, структура типа С (рис. 4) характеризуется минимальными токами утечки (J_L) и максимальным значением η_i^{st} . Откуда следует, что только совокупность двух факторов — низкая пороговая концентрация носителей тока и низкая концентрация неосновных носителей на границе волновод- p -эмиттер — могут обеспечить максимальное значение внутреннего стимулированного квантового выхода в лазерных диодах.

Расчетные значения η_i^{st} для экспериментально исследуемых структур приведены в таблице, и они несколько больше, чем полученные из измерений. Это связано с тем, что при расчете не учитывались дополнительные механизмы потерь, например такие, как разогрев активной области. В целом полученные расчетные значения хорошо согласуются с экспериментом и позволяют сделать вывод о возможности применения данной модели для расчета внутреннего квантового выхода стимулированного излучения в лазерных гетероструктурах за порогом генерации.

6. Заключение

В работе экспериментально и аналитически исследован квантовый выход стимулированного излучения в лазерных диодах на базе гетероструктур с отдельным ограничением и для различных конструкций волноводов в системе твердых растворов InGaAsP/InP.

Теоретически показана возможность создания лазеров ($\lambda = 1.55$ мкм) с внутренним квантовым выходом стимулированного излучения η_i^{st} , близким к 100%.

Продемонстрировано, что в зависимости от конструкции лазерной гетероструктуры экспериментальные значения внутреннего квантового выхода стимулированного излучения имеют значительный разброс (67–96%). Снижение внутреннего квантового выхода стимулированного излучения обусловлено наличием токовых утечек за порогом генерации. Минимизация токовых утечек возможна за счет снижения пороговой концентрации инжектированных носителей в активной области и концентрации неравновесных носителей на границе волновод- p -эмиттер. За счет увеличения фактора оптического ограничения в активной области и внесения изменений конструкции в виде дополнительных энергетических ступенек в волновод в лазерных диодах на основе гетероструктур отдельного ограничения ($\lambda = 1.55$ мкм) достигнут внутренний квантовый выход стимулированного излучения с $\eta_i^{st} \approx 96\%$.

В заключение авторы выражают благодарность Е.Г. Голиковой, Ю.А. Рябоштану за предоставленные для исследований структуры, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкого и Н.В. Фетисову за помощь в подготовке образцов и проведении измерений.

Работа частично поддержана РФФИ (гранты № 01-02-17851, № 01-07-90299, № 01-07-90300) и МНТП России „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

- [1] А.Ю. Лешко, Е.Г. Голикова, В.А. Горбылев, Н.Ю. Давидюк, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, В.А. Симаков, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (6), 5 (2000).
- [2] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25** (5), 928 (1991).
- [3] D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Naloyt, I.S. Tarasov, Zh.I. Alferov. Electron. Lett., **36** (22), 1848 (2000).
- [4] Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, Д.А. Лившиц, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. Письма ЖТФ, **26** (20), 40 (2000).
- [5] Х. Кейси, М. Паниш. *Лазеры на гетероструктурах* (М., Мир, 1981).
- [6] L.A. Coldren, S.W. Corzine. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Wiley Publication, N.Y. 1995).
- [7] L.V. Asryan, N.A. Gun'ko, A.S. Polkovnikov, G.G. Zegrya, R.A. Suris, Pey-Kee Lay, T. Makino. Semicond. Sci. Technol., **15**, 1131 (2000).
- [8] Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, С.О. Слипченко, И.С. Тарасов. ФТП, **35**, 8 (2001).
- [9] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34** (12), 1457 (2000).
- [10] H. Hirayama, J. Yoshida, Y. Miyake, M. Asada. Appl. Phys. Lett., **61** (20), 2398 (1992).

Редактор Л.В. Беляков

On the internal quantum efficiency of a stimulated emission of InGaAsP/InP laser diodes ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$)

G.V. Skrynnikov, G.G. Zegrya, N.A. Pikhtin, S.O. Slyphchenko, V.V. Shamakhov, I.S. Tarasov

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

Abstract Internal quantum efficiency of stimulated emission η_i^{st} of InGaAsP/InP separate confinement double heterostructure lasers ($\lambda = 1.5-1.6 \mu\text{m}$) with different waveguide design have been experimentally and theoretically studied. Laser heterostructures with various waveguide design were fabricated by MOCVD epitaxy method. The largest values of internal quantum efficiency of stimulated emission η_i^{st} about 97% were obtained experimentally in a „stepwise“ waveguide desing structures with the lowest current leakage over the threshold. Such large values of η_i^{st} were conditioned by both low threshold concentration and insufficient minority carrier concentration along the waveguide/*p*-emitter boundary.

η_i^{st} values for investigated lasers were calculated and proved to be in good agreement with the experimental data.