

# Усиленная люминесценция и выходные характеристики мощных линеек лазерных InGaAs/AlGaAs-диодов

В.В.Кабанов, Е.В.Лебедок, А.А.Романенко, А.Г.Рябцев,  
Г.И.Рябцев, М.А.Щемелев, С.К.Мехта

*Изучено влияние усиленной люминесценции (УЛ) и растекания неравновесных носителей заряда на пороговые, динамические и мощностные характеристики мощных линеек лазерных диодов (ЛЛД) на основе InGaAs/AlGaAs-гетероструктуры. Установлено, что в зависимости от фактора заполнения излучением ближнего поля вклад рекомбинации, индуцируемой УЛ, в порог генерации ЛЛД может достигать 11%. Показано, что потери энергии накачки ЛЛД, связанные с УЛ, возрастают с ростом тока инжекции выше его порогового значения вследствие увеличения интенсивности излучения, распространяющегося перпендикулярно оси резонатора ЛЛД.*

**Ключевые слова:** линейка лазерных диодов, порог генерации, растекание носителей заряда, усиленная люминесценция, фактор заполнения излучением ближнего поля.

## 1. Введение

Линейки лазерных диодов (ЛЛД) на основе гетероструктуры InGaAs/AlGaAs широко используются при диодной накачке [1, 2]. Мощные ЛЛД имеют достаточно большие геометрические размеры (длина резонатора до 1.5 мм, общая ширина линейки до 10 мм), поэтому в их активных слоях могут развиваться интенсивные потоки излучения усиленной люминесценции (УЛ) [3–6], способные оказывать заметное влияние на выходные характеристики ЛЛД. Геометрия кристалла ЛЛД определяет не только свойства УЛ, но и фактор заполнения излучением ближнего поля  $\gamma$ , от которого, как показано в [7], во многом зависят мощностные характеристики эрбиевого лазера с диодной накачкой. Поток УЛ и фактор  $\gamma$  важно оценивать и учитывать при оптимизации ЛЛД.

Настоящая работа посвящена определению степени влияния рекомбинации, индуцируемой УЛ, на переходные, пороговые и мощностные характеристики мощных ЛЛД на основе InGaAs/AlGaAs-гетероструктуры, излучающих в спектральном диапазоне 940–980 нм. При рассмотрении УЛ основное внимание уделяется потоку, распространяющемуся перпендикулярно оси резонатора ЛЛД. Применительно к задаче оптимизации условий накачки эрбиевого лазера изучена связь между фактором заполнения излучением ближнего поля и выходными оптическими характеристиками ЛЛД.

## 2. Моделирование оптических процессов в ЛЛД на InGaAs/AlGaAs-гетероструктурах

Роль УЛ при генерации излучения исследовалась в мощных ЛЛД, параметры гетероструктур которых подобны параметрам ЛЛД на InGaAs/AlGaAs-гетероструктуре, производимых НИИ «Полюс» (Москва, Россия). Изучались ЛЛД на основе гетероструктуры, содержащей два квантоворазмерных активных слоя InGaAs толщиной  $d = 5.3$  нм и три барьерных слоя GaAs (один толщиной 10 нм и два толщиной 7 нм). Длина резонатора  $L = 800$  мкм, общая ширина линейки  $W_{LDA}$ , содержащей  $p = 75$  полосковых контактов шириной  $w = 100$  мкм каждый, равнялась 10 мм. Полосковые контакты ЛЛД размещены в виде отдельных групп, число которых  $q = 5$ . Каждая группа содержит  $m = 15$  полосковых контактов, расстояние между соседними полосками в пределах группы  $a = 30$  мкм. Расстояние между группами полосковых контактов  $b = 80$  мкм. Первая группа отстоит от края ЛЛД на расстояние  $a$ , последняя – на расстояние  $l = 50$  мкм. Для данных значений геометрических параметров лазерного кристалла фактор  $\gamma$  заполнения излучением ближнего поля ЛЛД, определяемый по формуле

$$\gamma = \frac{pw}{pw + [1 + (m-1)q]a + (q-1)b + l} = \frac{pw}{W_{LDA}}, \quad (1)$$

равен 0.75.

Моделирование динамических и мощностных характеристик ЛЛД выполнялось с использованием системы скоростных уравнений [8]

$$\frac{dS_v^{las}}{dt} = V_g [(GG_v - \alpha_{las})S_v^{las} + \alpha_{las}W_{spv}],$$

$$\frac{dS_{xv}^{lum}}{dt} = V_g [(GG_v - \alpha_{xv}^{lum})S_{xv}^{lum} + \alpha_L W_{spv}], \quad (2)$$

$$\frac{dS_{yv}^{lum}}{dt} = V_g [(GG_v - \alpha_{yv}^{lum})S_{yv}^{lum} + \alpha_L W_{spv}],$$

В.В.Кабанов, Е.В.Лебедок, А.А.Романенко, Г.И.Рябцев. Институт физики им. Б.И.Степанова НАН Беларуси, Белоруссия, 220072 Минск, просп. Независимости, 68; e-mail: ryabtsev@dragon.bas-net.by  
А.Г.Рябцев, М.А.Щемелев. Белорусский государственный университет, Белоруссия, 220030 Минск, просп. Независимости, 4  
С.К.Мехта. Solid State Physics Laboratory, Lucknow Road, Timarpur, 110054 Delhi, India

Поступила в редакцию 11 октября 2010 г., после доработки – 6 декабря 2010 г.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{2de} - BN^2 - CN^3 - R_{lum} - R_{las},$$

$$R_{lum} = \int_{\nu_1}^{\nu_N} \frac{1}{h\nu} \Gamma G_\nu (S_{x\nu}^{lum} + S_{y\nu}^{lum}) d(h\nu),$$

$$R_{las} = \int_{\nu_1}^{\nu_N} \frac{1}{h\nu} \Gamma G_\nu S_\nu^{las} d(h\nu),$$

где  $S_\nu^{las}$  – плотность потока генерируемого излучения;  $S_{y\nu}^{lum}$  и  $S_{x\nu}^{lum}$  – спектральные плотности потоков УЛ, распространяющихся вдоль (ось  $y$ ) и перпендикулярно (ось  $x$ ) оси резонатора ЛЛД соответственно;  $V_g$  – групповая скорость распространения излучения в активном слое ЛЛД;  $\alpha_{las} = \rho + (1/L) \ln(1/\sqrt{R_1 R_2})$  – коэффициент полных потерь для лазерного излучения;  $\rho = 1000 \text{ м}^{-1}$  – коэффициент внутренних оптических потерь для излучения, распространяющегося в активном слое ЛЛД;  $R_1 = 0.95$  и  $R_2 = 0.12$  – коэффициенты отражения глухого и выходного зеркал соответственно;  $G_\nu$  – коэффициент усиления;  $\Gamma = 0.011$  – фактор оптического ограничения;  $W_{sp\nu}(x, y)$  – объемная спектральная мощность спонтанного испускания;  $B = 1.4 \times 10^{-16} \text{ м}^3/\text{с}$  и  $C = 5.0 \times 10^{-42} \text{ м}^6/\text{с}$  – коэффициенты спонтанной рекомбинации и безызлучательной оже-рекомбинации для InGaAs соответственно [9];  $\alpha_{las} = 8.0 \times 10^{-4}$  – вклад спонтанного излучения в поток генерируемого излучения;  $\alpha_L = 0.1$  – вклад спонтанного излучения в УЛ, рассчитанный в соответствии с подходом, развитым в [10];  $\nu_1$  и  $\nu_L$  – граничные частоты спектрального интервала, в котором  $G_\nu > 0$  для данного уровня инжекции;  $N$  – концентрация инжектируемых неравновесных носителей заряда;  $e$  – заряд электрона. Зависящие от частоты  $\nu$  коэффициенты потерь для потоков УЛ, распространяющихся вдоль осей  $x$  ( $\alpha_{x\nu}^{lum}$ ) и  $y$  ( $\alpha_{y\nu}^{lum}$ ), рассчитывались методом, описанным в [11] и основанным на спектроскопической модели без учета правил отбора по волновому вектору. В качестве плотности тока инжекции  $j$  использовалась плотность тока в области под полосковым контактом. Модель, представленная системой (2), учитывает два потока УЛ, распространяющиеся вдоль осей  $x$  и  $y$ . В силу волноводных свойств и симметрии активного слоя можно предположить, что именно эти потоки в наибольшей степени влияют на оптические характеристики мощных ЛЛД. Учет потоков УЛ, распространяющихся под другими углами по отношению к оси резонатора, значительно усложняет процедуру вычислений без качественных изменений результатов.

Моделирование оптических свойств ЛЛД проводилось как без учета, так и с учетом эффекта растекания носителей заряда в областях контактного и волноводного слоев гетероструктуры [12]. При расчетах функции распределения плотности тока в активном слое ЛЛД использовались параметры гетероструктуры, приведенные в табл. 1.

Табл. 1. Параметры слоев гетероструктуры InGaAs/AlGaAs.

Слой	Толщина (мкм)	Удельное сопротивление (Ом·м)
Контактный (GaAs: Zn)	0.35	$2.0 \times 10^{-4}$
Эмиттер ( $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ : Zn)	1.73	$1.0 \times 10^{-3}$
Волноводный ( $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}_{0.2}$ )	0.2	$0.7 \times 10^{-2}$
Барьерный (GaAs)	0.007	$0.3 \times 10^7$

### 3. Результаты и обсуждение

Как следует из рис.1, эффект растекания приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда в областях активного слоя, располагающихся в промежутках между соседними полосковыми контактами. При вычислениях без учета эффекта растекания (рис.1, кривая 1, точка В) носители заряда в этих промежутках возникают вследствие диффузии в активном слое, которая учитывалась при расчетах коэффициентов потерь для потоков УЛ [11]. При этом концентрация  $N_{stripe}$  неравновесных носителей заряда в областях активного слоя, находящихся непосредственно под полосковыми контактами, уменьшается. При токе инжекции  $I = 27 \text{ А}$ , близком к пороговому значению, и факторе  $\gamma = 0.75$  концентрация  $N_A$  неравновесных носителей (точка А на рис.1) между соседними контактными полосками, рассчитанная с учетом растекания, почти на порядок превышает рассчитанную без учета растекания (точка В на рис.1). Вблизи порога генерации исследуемых ЛЛД значение  $N_A$  практически достигает концентрации прозрачности  $N_c = 2.74 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , что приводит к значительному улучшению условий для распространения интегрального по частоте потока УЛ  $S_x$  вдоль оси  $x$ . Потоки  $S_x$  при токе инжекции 27 А ( $\gamma = 0.75$ ), рассчитанные без учета ( $7.4 \times 10^9 \text{ Вт/м}^2$ ) и с учетом ( $2.3 \times 10^{10} \text{ Вт/м}^2$ ) растекания инжектируемых носителей заряда, различаются почти в три раза. Интегральный по частоте поток УЛ  $S_y$ , распространяющийся вдоль оси  $y$ , в меньшей степени зависит от эффекта растекания: он равен  $3.8 \times 10^{10} \text{ Вт/м}^2$  (без учета растекания) и  $1.9 \times 10^{10} \text{ Вт/м}^2$  (с его учетом). Такое изменение потока  $S_y$  объясняется уменьшением концентрации неравновесных носителей заряда в областях активного слоя под полосковыми контактами вследствие воздействия растекания и рекомбинации, индуцируемой потоком  $S_x$ .

Приведенные выше распределения концентрации носителей заряда (с учетом их растекания) получены в предположении, что ЛЛД-чип сформирован без вытравливания мелкой мезаструктуры в промежутке между соседними полосковыми контактами. Учет мезаструктуры в виде протравленного контактного слоя и слоя  $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$ : Zn-эмиттера половинной толщины приводит к увеличению концентрации неравновесных носителей заряда в области активного слоя под полосковым контактом на 4 % (по сравнению с концентрацией, полученной без учета травления) и к уменьшению концентра-

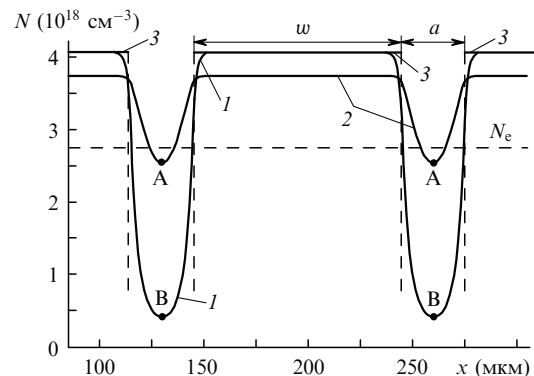


Рис.1. Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль оси  $x$  в активном слое ЛЛД, рассчитанное при токе инжекции  $I = 27 \text{ А}$  вблизи порогового значения без учета (1) и с учетом (2) растекания; 3 – полосковые контакты ЛЛД.

ции между соседними контактами в 2.2 раза (при  $I = 30$  А). Как следствие, поток УЛ вдоль оси  $x$  уменьшается приблизительно в 2 раза, поток УЛ вдоль оси  $y$  увеличивается на 20%–30%. Однако такие изменения потоков УЛ не снижают заметно влияние УЛ на генерационные свойства ЛЛД.

Воздействие растекания на оптические характеристики ЛЛД существенно зависит от расстояния между соседними полосковыми контактами, а следовательно, и от фактора заполнения излучением ближнего поля ЛЛД. Например, при возрастании  $\gamma$  от 0.5 до 0.9 концентрация  $N_A$  изменяется от  $1.0 \times 10^{18}$  до  $2.6 \times 10^{18}$  см $^{-3}$  ( $I = 27$  А). Это означает, что при прочих равных условиях рост  $\gamma$  приводит к увеличению потока УЛ, распространяющегося вдоль оси  $x$  (перпендикулярно оси резонатора), т. е. к ухудшению генерационных свойств ЛЛД.

Растекание инжектируемых носителей заряда также сказывается на переходных характеристиках ЛЛД. Как следует из рис.2, на переходной характеристике, полученной при токе инжекции  $I_0 = 30.5$  А без учета эффекта растекания (кривая 1), отчетливо выделяется пороговый пик генерации М. При тех же исходных параметрах учет растекания приводит к росту порогового тока, и, как следствие, на соответствующей переходной характеристике (кривая 2) отсутствует пик генерации. Пороговый ток  $I_1$ , рассчитанный при  $\gamma = 0.75$  с учетом растекания, на 2% превышает пороговый ток инжекции  $I_0$ .

Влияние УЛ на пороговые характеристики ЛЛД на основе гетероструктуры InGaAs/AlGaAs изучалось с учетом эффекта растекания носителей заряда. Учет потока УЛ, распространяющегося только вдоль направления оси  $y$ , приводит к тому (рис.3), что пороговый ток генерации возрастает на 4.2% (ср. значения токов  $I_0$  и  $I_2$ , где  $I_2$  – пороговый ток, рассчитанный с учетом потока  $S_y$ ). При учете потока  $S_x$  (дополнительно к потоку  $S_y$ ) пороговый ток ЛЛД  $I_3$  возрастает на 6.2% относительно  $I_0$ . Влияние УЛ на порог генерации зависит от фактора заполнения излучением ближнего поля  $\gamma$ . Например, увеличение  $\gamma$  от 0.5 до 0.9 приводит к росту порогового тока, рассчитанного с учетом потоков УЛ и эффекта растекания, на 5%.

Важно отметить, что потери для генерируемого излучения, связанные с индуцируемой УЛ рекомбинацией, должны возрастать и при превышении порога генерации, главным образом вследствие роста потока  $S_x$ . Это согласуется с результатами работ [13–15]. По нашим предварительным расчетам, при токе инжекции, в 1.5

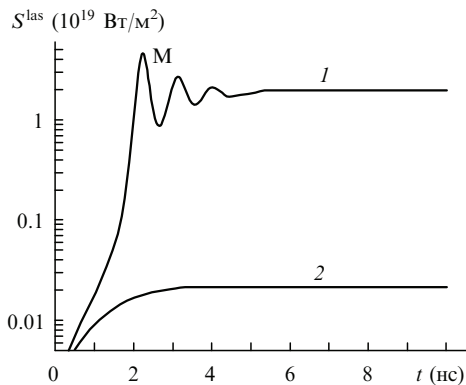


Рис.2. Переходные характеристики, рассчитанные при  $\gamma = 0.75$  и токе инжекции  $I_0 = 30.5$  А без учета (1) и с учетом (2) растекания носителей заряда.

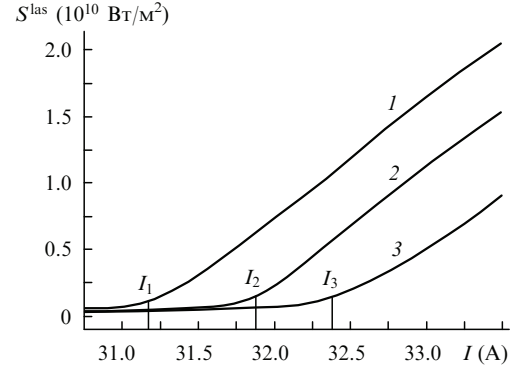


Рис.3. Ватт-амперные характеристики ЛЛД, рассчитанные при наличии растекания без учета потоков УЛ ( $I$ ) и с учетом потока  $S_y$  (2), а также потоков  $S_x$  и  $S_y$  (3).

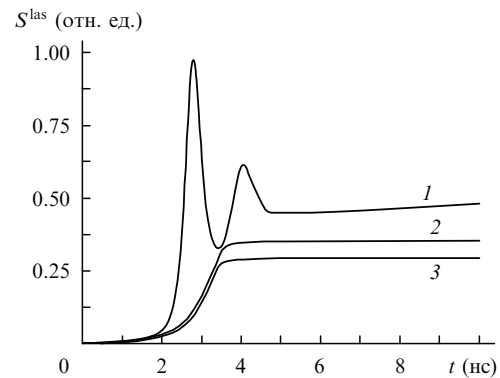


Рис.4. Переходные характеристики ЛЛД, рассчитанные при  $j = 470$  А/см $^2$  и факторах заполнения излучением ближнего поля  $\gamma = 0.5$  (1), 0.75 (2) и 0.9 (3).

раза превышающем пороговое значение, величина  $S_x$  увеличивается приблизительно в 2.5 раза. При этом зависимость потока  $S_y$  от уровня накачки имеет тенденцию к насыщению. Однако для количественных оценок влияния УЛ на процессы генерации ЛЛД при уровне накачки, значительно превышающем пороговое значение, необходимы дальнейшие исследования.

Переходные характеристики для исследованных ЛЛД на InGaAs/AlGaAs-гетероструктуре, рассчитанные для различных факторов заполнения излучением ближнего поля при одинаковых плотностях тока инжекции, представлены на рис.4. При фиксированных плотности тока инжекции в области под полосковым контактом и прочих параметрах увеличение  $\gamma$  от 0.5 до 0.9 приводит к росту порога генерации. Поэтому при  $j = 470$  А/см $^2$  на переходной кривой для ЛЛД с  $\gamma = 0.5$  наблюдается интенсивный пик генерации (кривая 1), а переходные характеристики для ЛЛД с  $\gamma = 0.75$  и 0.9 имеют вид кривых с насыщением.

#### 4. Заключение

Полученные результаты позволяют заключить, что при анализе влияния УЛ на оптические процессы в мощных ЛЛД на основе InGaAs/AlGaAs-гетероструктуры важно учитывать растекание инжектируемых носителей заряда. Данный эффект проявляется в увеличении концентрации неравновесных носителей в областях активного слоя, располагающихся в промежутках между соседними полосковыми контактами. Растекание носителей

заряда оказывает влияние на развитие потока УЛ в активном слое ЛЛД. Так, потоки  $S_x$ , рассчитанные без учета и с учетом растекания, составляют  $7.4 \times 10^9$  и  $2.3 \times 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> соответственно. В то же время поток  $S_y$ , рассчитанный с учетом растекания ( $3.8 \times 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>), в 2 раза меньше  $S_y$ , рассчитанного без учета растекания ( $1.9 \times 10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup>).

Формирование потоков УЛ при факторе заполнения излучением ближнего поля  $\gamma \sim 0.75$  и больше может приводить к росту порогового тока более чем на 11%. Это необходимо учитывать при оптимизации параметров ЛЛД, используемых для накачки твердотельных эрбиевых лазеров.

Потери энергии накачки ЛЛД, связанные с развитием потоков УЛ, продолжают возрастать с ростом тока инжекции выше его порогового значения. При этом основной вклад в данные потери вносит поток  $S_x$ . При токе инжекции, в 1.5 раза большем порогового значения, поток  $S_x$  в 2.5 раза превышает значение на пороге генерации. Для зависимости потока  $S_y$  от тока инжекции характерно стремление к насыщению. Возрастание потока  $S_x$  с увеличением уровня накачки ЛЛД является одной из причин уменьшения мощности генерируемого излучения.

Необходимость учета потока  $S_x$  при исследовании, а также при оптимизации переходных, пороговых и мощностных характеристик мощных ЛЛД подтверждается результатами выполненных нами предварительных экспериментов, в ходе которых до и выше порога генерации было зарегистрировано интенсивное излучение, выходящее из боковой грани ЛЛД-структуры, со всеми основными признаками УЛ.

Представленные в настоящей работе выводы о роли УЛ в процессах генерации ЛЛД на InGaAs/AlGaAs-гетероструктуре в той или иной степени применимы и для ЛЛД, излучающих в спектральном диапазоне 810–815 нм.

Работа частично выполнена в рамках Контракта 178 с Лабораторией физики твердого тела (Дели, Индия).

1. Кацавец Н.И., Бученков В.А., Демидов Д.М. и др. *Письма в ЖТФ*, **30**, 43 (2004).
2. Ryabtsev G.I., Bogdanovich M.V., Enzhievskii A.I., et al. *J. Opt. Technol.*, **75**, 704 (2008).
3. Gribkovskii V.P., Kononenko V.K., Ryabtsev G.I., Samoilyukovich V.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **12**, 322 (1976).
4. Chuang S.L., O'Gorman J., Levi A.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1631 (1993).
5. Burov L.I., Ryabtsev G.I., Smal A.S., Waraxe I.N. *Appl. Phys. B*, **75**, 63 (2002).
6. Ryabtsev G.I., Bezyazychnaya T.V., Bogdanovich M.V., et al. *Appl. Phys. B*, **90**, 471 (2008).
7. Bogdanovich M.A., Kabanov V.V., Lebiadok Y.V., et al. *Techn. Program 14th Int. Conf. on Laser Optics* (St-Petersburg, 2010, p. 71).
8. Burov L.I., Savva V.A., Rusov S.G., et al. *Nonlin. Phenom. Compl. Syst.*, **7**, 273 (2004).
9. Hadley G.R., Hohimer J.P., Owyong A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **24**, 2138 (1988).
10. Самсон А.М. *ЖПС*, **2**, 232 (1964).
11. Кабанов В.В., Лебедок Е.В., Романенко А.А. и др. *ЖПС*, **77**, 875 (2010).
12. Кейси Х., Паниш М. *Лазеры на гетероструктурах* (М.: Мир, 1981, т. 2, с. 250–257).
13. Sommers H.S. *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 424 (1971).
14. Paoli T.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**, 267 (1973).
15. Sommers H.S., North D.O. *J. Appl. Phys.*, **45**, 1787 (1974).