

## Влияние усиленной люминесценции на порог генерации длинноволновых инжекционных лазеров

Л.И.Буров\*, И.Н.Варакса\*, С.В.Войтиков\*\*, М.И.Крамар\*\*, А.Г.Рябцев\*, Г.И.Рябцев\*\*

*На основе решений уравнений переноса излучения исследовано влияние усиленной люминесценции на порог генерации длинноволновых инжекционных InGaAsP/InP-лазеров с массивным и квантоворазмерным активными слоями, излучающих в диапазоне 1.3–1.55 мкм. Установлено, что усиленная люминесценция, захватываемая в резонаторе лазера с полосковым контактом, может приводить к росту пороговой плотности тока в два и более раз. Показано, что влияние усиленной люминесценции на температурную зависимость порогового тока сильнее всего проявляется в лазерах с большей длиной волны генерации, а при прочих равных условиях – в лазерах с квантоворазмерным активным слоем.*

**Ключевые слова:** инжекционный лазер, усиленная люминесценция, порог генерации.

В активном слое полупроводникового лазера усиление люминесценции приводит к росту пороговой плотности тока  $J_{th}$  и уменьшению мощности генерации [1–4]. Плотность потока усиленной люминесценции внутри резонатора инжекционного лазера (ИЛ) может становиться достаточной не только для заметного уменьшения спектрального коэффициента усиления  $k_v$ , но и для просветления пассивных областей гетероструктуры [5, 6]. Скорость рекомбинации  $R_{lum}$ , индуцируемой усиленной люминесценцией, зависит от материала активного слоя ИЛ, параметров резонатора, энергии накачки и температуры  $T$  [4, 7]. При прочих равных условиях величина  $R_{lum}$  больше для длинноволновых гетероструктур на основе InGaAsP/InP, излучающих в области длин волн  $\lambda = 1.3–1.55$  мкм, чем для ИЛ на системе GaAlAs ближнего ИК диапазона [7, 8].

Результаты анализа зависимостей  $R_{lum}(T)$  и  $J_{th}(T)$  [7, 8] свидетельствуют о том, что усиленная люминесценция наряду с оже-рекомбинацией, температурным уширением спектра усиления, токами утечки через потенциальные барьеры гетероструктуры и др. [9–11] является одним из факторов, определяющих температурную зависимость порога генерации длинноволновых инжекционных лазеров. Скорость рекомбинации  $R_{lum}$  можно рассчитать из уравнения баланса энергии спонтанного излучения [7]. Однако данный подход не всегда позволяет адекватно учесть особенности зависимости  $R_{lum}$  от геометрических параметров активного слоя ИЛ.

В настоящей работе скорость рекомбинации  $R_{lum}$  рассчитывается на основе решения уравнений переноса интенсивности усиленной люминесценции, которые обеспечивают возможность достаточно корректного моделирования формирования излучения в резонаторе ИЛ. Результаты расчетов используются для оценки степени

влияния усиленной люминесценции на температурную зависимость порога генерации длинноволновых ИЛ. Численные данные получены для InGaAsP/InP-излучателей с объемным и квантоворазмерным активными слоями и полосковым контактом.

На основе представлений, разработанных для твердотельных лазеров [12], систему самосогласованных уравнений для описания переноса интенсивности усиленной люминесценции в активном слое длинноволновых ИЛ можно представить в следующем виде:

$$\frac{1}{b(z)} \frac{dS_v^\pm(z)}{dz} = \left[ \frac{k_v(z)}{1 + \varepsilon \tilde{S}(z)} - \rho \right] S_v^\pm(z) + ar_{lum}(z), \quad (1)$$

$$\frac{J}{ed} = An + Bn^2 + Cn^3 + R_{lum}(z), \quad (2)$$

где  $k_v(z)$  – спектральный коэффициент усиления на частоте  $\nu$  в точке  $z$  оси резонатора;  $S_v^+(z)$  и  $S_v^-(z)$  – спектральные плотности потоков усиленной люминесценции, распространяющихся во взаимно-противоположных направлениях вдоль оси резонатора  $z$ ;  $\tilde{S}(z) = \int [S_v^+(z) + S_v^-(z)] d\nu$  – интегральная по частоте и направлениям распространения плотность потока усиленной люминесценции в точке  $z$  оси резонатора;  $\rho$  – коэффициент внутренних оптических потерь;  $e$  – заряд электрона;

$$R_{lum}(z) = \int \frac{k_v(z)}{1 + \varepsilon \tilde{S}(z)} [S_v^+(z) + S_v^-(z)] \frac{d\nu}{h\nu};$$

$\varepsilon$  – параметр нелинейности;  $r_{lum}(z)$  – спектральная мощность спонтанного излучения, испускаемая единичным объемом активного слоя ИЛ в точке  $z$  оси резонатора;  $a$  – параметр, определяющий вклад спонтанного испускания в формирование усиленной люминесценции;  $n$  – концентрация электронов;  $J$  – плотность тока накачки;  $d$  – толщина активного слоя;  $A$ ,  $B$ ,  $C$  – коэффициенты мономолекулярной, излучательной (спонтанной) и оже-рекомбинаций соответственно. Введение параметра  $b(z)$  связано с усреднением величин  $S_v^+(z)$  и  $S_v^-(z)$  в пределах некото-

\*Белорусский государственный университет, Республика Беларусь, 220050 Минск, просп. Ф.Скорины, 4

\*\*Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Республика Беларусь, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 68

рого телесного угла относительно оси резонатора  $z$ . Этот угол в основном определяется полным внутренним отражением на торцах активной среды. При длине активного слоя  $L$ , значительно превышающей его толщину  $d$  и ширину  $w$ , зависимостью параметра  $b$  от координаты  $z$  можно пренебречь, полагая  $b \approx 1$ .

Следует отметить, что уравнения переноса ранее использовались при анализе характеристик полупроводниковых лазеров [2, 13–16], однако проблема формирования лазерного излучения с учетом усиленной люминесценции детально не исследовалась.

Решение системы уравнений (1), (2) находилось в квазистационарном приближении численными методами на основе итерационной процедуры. Материальные параметры рассчитывались для плосковых ИЛ на основе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ -гетероструктуры, излучающих на длинах волн 1.3 ( $x = 0.72, y = 0.6$ ) и 1.55 мкм ( $x = 0.58, y = 0.9$ ), с массивными и квантоворазмерными активными слоями. Толщина массивного активного слоя составляла 0.2 мкм, толщина квантоворазмерного активного слоя – 80 Å. Расчеты спектральных характеристик ИЛ  $k_v(z)$  и  $r_{\text{lum}}(z)$  производились в рамках моделей параболических зон как с выполнением, так и без выполнения правила отбора по волновому вектору. Коэффициенты отражения зеркальных граней резонатора Фабри–Перо  $r_1 = r_2$  принимались равными 0.32.

Численное моделирование характеристик ИЛ выполнялось с использованием пакета компьютерной алгебры «Mathematica-4.0». Рассмотрен диапазон температур 250–400 К. Зависимость коэффициента оже-рекомбинации  $C$  (в  $\text{м}^6/\text{с}$ ) от температуры  $T$  задавалась для массивного активного слоя полуэмпирической формулой [17]:

$$C(T) = (28.8 \times 10^{-40}) E_g^{-2} \exp\left(-\frac{0.12 E_g}{kT}\right), \quad (3)$$

где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны в электронвольтах. Для квантоворазмерного активного слоя эта зависимость определялась как [17]

$$C(T) = C_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $E_a$  и  $C_0$  – энергия активации и нормировочная константа соответственно. Величины  $E_a$  и  $C_0$  находились путем интерполяции коэффициентов оже-рекомбинации при разных  $T$  [9]. Температурные зависимости коэффициента спонтанной рекомбинации  $B$  для массивного [19, 20] и квантоворазмерного [10, 20] активных слоев вычислялись на основании соответствующих литературных данных. В частности, для ИЛ с массивным активным слоем  $B$  варьировалось в пределах  $8.34 \times 10^{-17} - 4.20 \times 10^{-17} \text{ м}^3/\text{с}$  при  $T = 200 - 400 \text{ К}$ .

Характер температурного изменения внутренних оптических потерь  $\rho(T)$  для ИЛ с массивным активным слоем, генерирующего на длине волны 1.55 мкм, считался таким же, как и в случае ИЛ на  $\lambda = 1.3 \text{ мкм}$  [21], однако при этом значения  $\rho(T)$  для ИЛ на  $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$  приводились в соответствие с результатами работы [19]. Зависимость  $\rho(T)$  (в обратных метрах) для квантоворазмерного ИЛ на  $\lambda = 1.55 \text{ мкм}$  аппроксимировалась выражением [10]

$$\rho(T) = \exp(3.15 + 0.01T), \quad (5)$$

где  $T$  берется в кельвинах. Отношение  $\rho(T)$  для длины волны 1.3 мкм к  $\rho(T)$  для 1.55 мкм квантоворазмерного ИЛ полагалось таким же, как и в случае ИЛ с массивным активным слоем. Считалось, что коэффициент мономолекулярной рекомбинации  $A$  для всех типов ИЛ равен  $10^8 \text{ с}^{-1}$  и не зависит от температуры. Параметр  $a$  в (1) принимался равным 0.4 в соответствии с результатами [12] применительно к исследуемой лазерной системе. Начальные значения для коэффициента усиления взяты из расчетов [7, 8] скорости рекомбинации, индуцируемой усиленной люминесценцией, а параметр нелинейности  $\varepsilon$  полагался равным  $2.3 \times 10^{-12} \text{ м}^2/\text{Вт}$  [22].

Процедура решения системы уравнений (1), (2) начиналась с задания равномерно распределенной по длине резонатора концентрации неравновесных носителей  $n_0$ , соответствующей определенному инжекционному току  $J$  для  $n_0 > n_c$ , где  $n_c$  – концентрация прозрачности, при которой коэффициент усиления равен нулю. Исходя из  $n_0$  рассчитывались необходимые параметры и решалась система уравнений (1), (2) для  $S_v^\pm(z)$  во всем спектральном диапазоне. Затем находилась интегральная по спектру плотность потока

$$S(z) = \int [S_v^+(z) + S_v^-(z)] dv,$$

соответствующая плотности потока усиленной люминесценции вдоль оси резонатора. Далее определялось спектральное распределение коэффициента усиления с учетом эффекта насыщения, причем вместо  $\tilde{S}(z)$  использовалось  $S(z)$  (погрешность при такой замене не превышала  $5 \times 10^{-4}$ , что связано с малостью параметра  $\varepsilon$ ), и находилось уточненное распределение концентрации носителей вдоль оси резонатора  $n(z)$ . Итерационная процедура последовательно повторялась до требуемого уровня сходимости. В результате ее реализации интегральная плотность потока усиленной люминесценции определялась как функция концентрации носителей, т. е.  $S(z) = S[n(z)]$ .

Процедура расчета величин  $n$  и  $R_{\text{lum}}$  последовательно повторялась для различных температур в диапазоне 250–400 К, затем по зависимостям  $S[n(z)]$  находились пороговые концентрации носителей  $n_{\text{th}}$  и соответствующие скорости  $R_{\text{lum}}^{\text{th}}$ . Рассчитанные зависимости  $R_{\text{lum}}^{\text{th}}(T)$

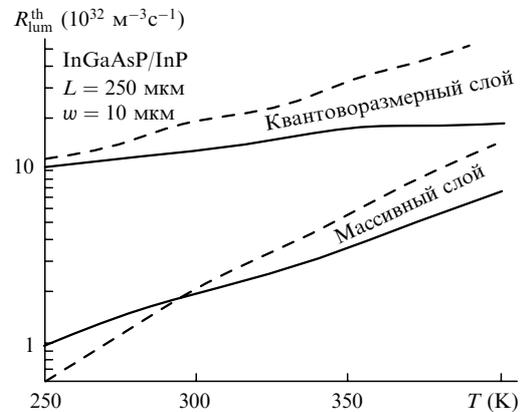


Рис.1. Температурная зависимость скорости рекомбинации  $R_{\text{lum}}^{\text{th}}$ , индуцируемой усиленной люминесценцией, на пороге генерации инжекционного  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ -лазера с массивными и квантоворазмерными активными слоями, генерирующими на длинах волн 1.3 (сплошные линии) и 1.55 мкм (штриховые линии).

представлены на рис.1. Как видно из приведенных данных, скорость рекомбинации  $R_{lum}^{th}$ , индуцируемая усиленной люминесценцией на пороге генерации, практически экспоненциально возрастает с увеличением температуры для всех исследованных ИЛ. Слабые отклонения от экспоненциальной зависимости могут быть объяснены приближениями, сделанными при проведении расчетов. Из рис.1 следует, что с увеличением длины волны генерации зависимость скорости  $R_{lum}^{th}$  от температуры становится более существенной (ср. зависимости, представленные сплошными и штриховыми кривыми). Это связано с ростом коэффициента усиления ИЛ на основе InGaAsP/InP и ширины его спектра при увеличении длины волны генерации.

Скорость рекомбинации, индуцируемой усиленной люминесценцией на пороге генерации квантоворазмерного ИЛ (верхние кривые на рис.1), почти на порядок превышает  $R_{lum}^{th}$  для ИЛ с массивной активной областью (нижние кривые на рис.1). С увеличением температуры это различие несколько уменьшается, оставаясь, однако, достаточно существенным. Такое соотношение скоростей рекомбинации можно связать с тем фактом, что, как следует из расчетов спектров усиления, отношение ширины спектра к его максимуму значительно больше в ИЛ с массивным активным слоем, чем в ИЛ с квантоворазмерным слоем.

Пороговая плотность инжекционного тока  $J_{th}$  для разных  $T$  находилась непосредственно из скоростных уравнений [6, 7]:

$$J_{th}(T) = ed[An_{th}(T) + Bn_{th}^2(T) + Cn_{th}^3(T) + R_{lum}^{th}(T)]. \quad (6)$$

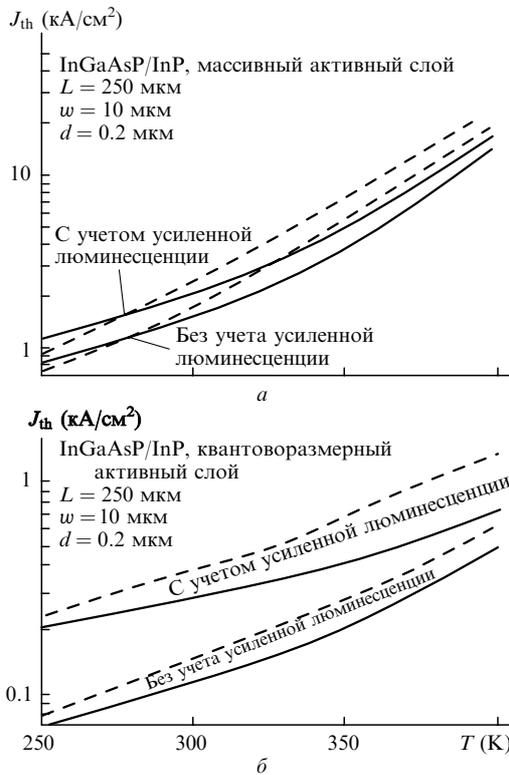


Рис.2. Температурная зависимость плотности порогового тока ИЛ  $J_{th}$  с массивными (а) и квантоворазмерными (б) активными слоями, генерирующими на длинах волн 1.3 (сплошные линии) и 1.55 мкм (штриховые линии), с учетом и без учета усиленной люминесценции.

Табл.1. Сравнительные значения пороговых плотностей тока  $J_{th}$  и  $J_{th}^-$  для 300 К.

Активный слой	$\lambda$ (мкм)	$J_{th}$ (кА/см <sup>2</sup> )	$J_{th}^-$	$J_{th}/J_{th}^-$
Массивный	1.3	2.09	1.49	1.41
	1.55	2.39	1.74	1.37
Квантоворазмерный	1.3	0.28	0.11	2.53
	1.55	0.39	0.15	2.65

Результаты расчета  $J_{th}(T)$  для квантоворазмерных ИЛ и ИЛ с массивным активным слоем приведены на рис.2. Из представленных зависимостей следует, что учет рекомбинации, индуцированной усиленной люминесценцией приводит к увеличению порогового тока для всех рассматриваемых ИЛ во всем диапазоне температур. В табл.1 приведены плотности пороговых токов с учетом усиленной люминесценции ( $J_{th}$ ) и без ее учета ( $J_{th}^-$ ), а также отношения  $J_{th}/J_{th}^-$  при 300 К для исследованных типов ИЛ.

Как видно из табл.1, для ИЛ с квантоворазмерным активным слоем, генерирующих в спектральном диапазоне 1.55 мкм, значения  $J_{th}$  и  $J_{th}^-$  при  $T = 300$  К различаются приблизительно в 2.5 раза. Отношение  $J_{th}/J_{th}^-$  уменьшается с ростом  $T$ , однако в указанной выше лазерной системе даже для  $T = 400$  К оно остается на уровне 2.1.

В дополнение к  $J_{th}(T)$  для квантоворазмерных ИЛ и ИЛ с массивным активным слоем были рассчитаны температурные зависимости характеристического параметра  $T_0$  ( $J_{th} \sim \exp(T/T_0)$ ), представленные на рис.3. Видно, что характер поведения  $T_0(T)$  качественно согласуется с экспериментальными данными для квантоворазмерных ИЛ [23].

Таким образом, на основе решений уравнений переноса излучения исследовано влияние усиленной люминесценции на порог генерации длинноволновых InGaAsP/InP-лазеров с массивным и квантоворазмерным активными слоями, излучающими в диапазоне 1.3 и 1.55 мкм. Данная методика позволяет учесть особенности геометрии активного слоя при анализе пороговых характеристик ИЛ. Показано, что усиленная люминесценция может приводить к росту пороговой плотности тока в два и бо-

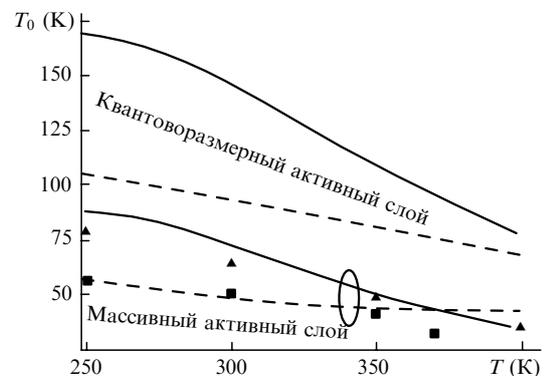


Рис.3. Температурная зависимость параметра  $T_0$  для ИЛ с квантоворазмерным и массивным активными слоями, генерирующими на длинах волн 1.3 мкм (сплошные линии и треугольники) и 1.55 мкм (штриховые линии и квадраты). Экспериментальные точки получены для квантоворазмерного InGaAsP-ИЛ с длиной резонатора  $L = 1$  мм и шириной  $w = 2$  мкм [23].

лее раз. Данный вывод согласуется с результатами работы [24].

Влияние усиленной люминесценции на зависимость  $J_{th}(T)$  сильнее всего проявляется в лазерах с большей длиной волны генерации. При прочих равных условиях вклад усиленной люминесценции в  $J_{th}(T)$  больше для ИЛ с квантоворазмерным активным слоем.

1. Басов Н.Г., Богданкевич О.В., Печенов А.Н., Насибов А.С., Федосеев К.П. *ЖЭТФ*, **55**, 1710 (1968).
2. Богданкевич О.В., Дарзнец С.А., Зверев М.М., Ушахин В.А. *Квантовая электроника*, **2**, 1757 (1975).
3. Gribovskii V.P., Kononenko V.K., Ryabtsev G.I., Samoilyukovich V.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **12**, 322 (1976).
4. Gribovskii V.P. *Prog. Quantum Electron.*, **19**, 41 (1995).
5. Воронин В.Ф., Грибковский В.П., Иноземцев К.И., Рябцев Г.И., Самойлюкович В.А., Яшумов И.В. *ЖПС*, **37**, 386 (1982).
6. Воронин В.Ф., Грибковский В.П., Жуков Н.Д., Рябцев Г.И., Сосновский С.А. *ЖПС*, **43**, 40 (1985).
7. Gribovskii V.P., Voitikov S.V., Kramar M.I., Ryabtsev G.I., Kragler R. *Nonlinear phenomena in complex systems*, **2**, 6 (1999).
8. Burov L.I., Kramar M.I., Kuleshov A.A., Ryabtsev G.I., Shore K.A., Voitikov S.V. *Symp. High Performance Electron Devices for Microwave & Optoelectronic Applications* (London, 1999, p.278–283).
9. Дураев В.П., Рябцев Г.И. В сб. *Обзоры по электронной технике. Сер. 11. Лазерная техника и оптоэлектроника* (М.: ЦНИИ «Электроника», 1988, вып. 5 (1376), с.48).
10. Zou Y., Osinski J.S., Grodzinski P., Dapkus P.D., Rideout W.C., Sharfin W.F., Schlafer J., Crawford F.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1565 (1993).
11. Yoshida Y., Watanabe H., Shibata K., Takemoto A., Higuchi H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1257 (1998).
12. Самсон А.М. *ЖПС*, **2**, 232 (1965).
13. Sommers H.S., North D.O. *Solid-State Electron.*, **19**, 675 (1976).
14. Sommers H.S. *J. Appl. Phys.*, **53**, 156 (1982).
15. Yang W., Gopinath A. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 2717 (1993).
16. Tromborg B., Lassen H.E., Olesen H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 939 (1994).
17. Frojdh K., Holmstrom P., Olin U. *Technical Report 'TR 310, 961120'* (Stockholm, Inst. of Optical Research, 1996, S-100 44).
18. O'Reilly E.P., Adams A.R. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30**, 366 (1994).
19. Kakimoto S., Watanabe H. *IEEE J. Quant. Electron.*, **34**, 540 (1998).
20. Гарбузов Д.З., Агаев В.В., Соколова З.Н., Халфин В.Б., Чалый В.П. *ФТП*, **18**, 1069 (1984).
21. Воронин В.Ф., Грибковский В.П., Дураев В.П., Рябцев Г.И. *ЖПС*, **47**, 204 (1987).
22. Wang J., Griesinger U.A., Schweizer H. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1585 (1996).
23. Phillips A.F., Sweeney S.J., Adams A.R., Thijs P.J.A. *IEEE Select. Topics in Quantum Electron.*, **5**, 401 (1999).
24. Chuang S.L., O'Gorman J., Levi A.F.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 1631 (1993).