

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОРОГОВОЙ ПЛОТНОСТИ ТОКА ДГС ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ GaInAsSb

Андаспаева А. А., Баранов А. Н., Гельмонт Б. Л., Джуртанов Б. Е.,
Зегря Г. Г., Именков А. Н., Яковлев Ю. П., Ястребов С. Г.

Рассчитана и экспериментально изучена температурная зависимость пороговой плотности тока ДГС лазеров на основе твердого раствора GaInAsSb. Показано, что в интервале температур 77–310 К кривая зависимости пороговой плотности тока от температуры состоит из трех участков, соответствующих трем механизмам рекомбинации неравновесных носителей заряда в активной области. В интервале температур 77–200 К $J_{th} \sim T^{1/2}$ и определяется скоростью излучательной рекомбинации. При высоких температурах (200–300 К) $J_{th} \sim T^{3/2}$ и определяется скоростью оже-рекомбинации (CHNS-процесс). При температурах выше комнатной пороговый ток растет с температурой по экспоненциальному закону благодаря оже-процессу CHSC.

Интерес к лазерам, излучающим в спектральном диапазоне 1.8–2.4 мкм, связан с возможностью их практического использования в волоконно-оптических линиях связи третьего поколения и для охраны окружающей среды [1].

Среди соединений $A^{III}B^V$ наиболее перспективны для создания лазеров и фотодиодов в этом спектральном диапазоне многокомпонентные твердые растворы GaInAsSb, изопериодные к подложкам GaSb и InAs. В работах [2–4] нами сообщалось о создании и исследовании лазеров в этом спектральном диапазоне как в импульсном, так и непрерывном режимах генерации при комнатной температуре.

Одной из принципиальных особенностей лазеров на основе GaInAsSb является резкое увеличение плотности порогового тока [2–4] с возрастанием температуры, что затрудняет их использование при комнатной температуре.

Задача о температурной зависимости пороговой плотности тока $J_{th} \sim f(T)$ для полупроводниковых структур типа GaAs была решена в [5].

Данная работа является продолжением начатых нами исследований длинноволновых лазеров и посвящена распространению метода расчета $J_{th} \sim f(T)$, предложенного в [5], на ДГС GaInAsSb. Кроме того, в данной работе измерена зависимость J_{th} от температуры в интервале температур 77–310 К и проведено сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными. В работе измерялись также зависимость дифференциальной эффективности лазера от температуры и зависимость интенсивности излучения от тока инжекции.

Одна из особенностей зонной структуры соединений GaSb, InAs и твердого раствора на их основе GaInAsSb заключается в том, что величина спин-орбитального расщепления Δ близка к ширине запрещенной зоны E_g , причем в зависимости от состава в твердом растворе возможны случаи $E_g > \Delta$, $E_g \sim \Delta$ и $E_g < \Delta$. Следовательно, в таких полупроводниках наряду с прямой межзонной излучательной рекомбинацией неравновесных носителей становятся существенными при высоких температурах процессы межзонной оже-рекомбинации электрона из зоны проводимости и дырки из валентной зоны с возбуждением второй дырки в спин-орбитально отщепленную (so) зону (CHNS-процесс) [4].

и с возбуждением электрона зоны проводимости (СНСС-процесс) [7]. Далее будет показано, что указанные оже-процессы проявляются по-разному в зависимости от температуры: СННС-процесс проявляется в интервале температур порядка 150–300 К, а СНСС-процесс существует при температурах порядка 250 К и выше. Выше комнатной температуры преобладает СНСС-процесс.

Благодаря дополнительному каналу безызлучательной рекомбинации носителей пороговая плотность тока J_{th} в лазерной структуре GaInAsSb выше, чем в лазере на основе GaAs. Этот вывод подтверждается экспериментально. Рассмотрим двойной гетеропереход. При высоких уровнях инжекции концентрация неравновесных электронов n и дырок p в активной области много больше равновесных концентраций доноров N_D и акцепторов N_A в эмиттерах, причем электроны вырождены, а дырки из-за большой эффективной массы не вырождены. Следовательно, в активной области

$$n = p. \quad (1)$$

Условие (1) реально имеет место при достаточно высоких температурах ($T \geq 50$ К). Будем отсчитывать квазиуровни Ферми для электронов F_n и дырок F_p от края зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно. Из условия равенства коэффициента усиления света $g(\omega)$ коэффициенту потерь на излучение, пренебрегая поглощением на свободных носителях, найдем связь квазиуровней Ферми F_n и F_p на пороге генерации ($F_n > 0$, а $F_p < 0$)

$$F_n + F_p = T \frac{N_v}{n} \frac{1}{LG(\omega)} \ln \frac{1}{R}. \quad (2)$$

Здесь $G(\omega)$ — коэффициент поглощения света в отсутствие инжекции, L — расстояние между зеркалами резонатора, R — коэффициент отражения по мощности,

$$N_v = 2 \left(\frac{T}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} [(m_{ph})^{3/2} + (m_{pl})^{3/2}],$$

где m_{ph} и m_{pl} — эффективные массы тяжелой и легкой дырок. Подставив в (1) явные выражения для концентрации электронов n и дырок p через квазиуровни Ферми и выразив F_p через F_n , из (2) находим¹

$$\frac{2}{3} \frac{F_n}{T} \exp\left(\frac{2}{3} \frac{F_n}{T}\right) = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/2} \left[\left(\frac{m_{ph}}{m_n}\right)^{3/2} + \left(\frac{m_{pl}}{m_n}\right)^{3/2} \right]^{2/3} = \text{const}, \quad (3)$$

где m_n — эффективная масса электрона. Из (3) следует, что на пороге генерации отношение квазиуровня Ферми электронов к температуре есть величина постоянная

$$\frac{F_n}{T} = \bar{F}_n^{th} = \text{const}. \quad (4)$$

Следовательно, концентрация электронов на пороге генерации изменяется с температурой по степенному закону

$$n^{th} = \frac{1}{3\pi^2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \bar{F}_n^{th} \right)^{3/2} T^{3/2} = N_c \frac{4}{3\pi^{1/2}} (\bar{F}_n^{th})^{3/2}. \quad (5)$$

Если, кроме указанного механизма потерь, существуют и другие, концентрация носителей на пороге генерации может иметь другую температурную зависимость. На пороге инверсии соотношение (5) всегда справедливо.

Вычислим плотность тока, используя уравнение непрерывности, при этом учтем, что электроны гибнут как за счет излучательной рекомбинации, так и за счет оже-рекомбинации. Тогда для плотности тока J_{th} в активной области толщиной d имеет место соотношение

$$\frac{J}{ed} = G_{ph}(T, n) + G_a(T, n). \quad (6)$$

¹ При выводе (3) мы учли, что $\frac{N_v}{n} \frac{1}{LG(\omega)} \ln \frac{1}{R} \ll 1$.

Скорость излучательной рекомбинации можно представить в виде [5]

$$G_{ph} = \gamma_{ph} n p \equiv \frac{R_0}{n_i^2} n p. \quad (7)$$

Здесь

$$n_i^2 = 4 \left(\frac{T}{2\pi\hbar^2} \right)^3 m_n^{3/2} (m_{ph}^{3/2} + m_{pl}^{3/2}) e^{-E_g/T},$$

$$R_0 = \frac{\varepsilon_\infty^{1/2}}{\pi^2 c^3} \int_0^\infty \omega^3 \varepsilon''(\omega) e^{-\hbar\omega/T} d\omega, \quad (8)$$

где ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon''(\omega)$ — мнимая часть диэлектрической проницаемости, ω — частота излучаемого света. В рамках четырехзонной модели Кейна для $\varepsilon''(\omega)$ получено выражение [5]

$$\varepsilon''(\omega) = \frac{2e^2}{m_n \hbar} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{(\hbar\omega - E_g)^{1/2}}{E_g} \{ (2\mu_h^3)^{1/2} [1 - f_c^{\mu_h}(\delta)] + (2\mu_l^3)^{1/2} [1 - f_c^{\mu_l}(\delta)] \}, \quad (9)$$

где

$$\frac{1}{\mu_h} = \frac{1}{m_{ph}} + \frac{1}{m_n}, \quad \frac{1}{\mu_l} = \frac{1}{m_{pl}} + \frac{1}{m_n}, \quad \delta = \hbar\omega - E_g.$$

Полученное выражение для $\varepsilon''(\omega)$ подставим в (8) и проинтегрируем по ω . После деления R_0 на n_i^2 находим коэффициент бимолекулярной рекомбинации γ_{ph} , а следовательно, и скорость G_{ph} :

$$G_{ph} = \left(\frac{2\pi}{m_n T} \right)^{3/2} \frac{(\varepsilon_\infty)^{1/2} E_g^2}{c^3} \frac{e^2 \hbar}{m_n} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}}{m_{ph}^{3/2} + m_{pl}^{3/2}} n p. \quad (10)$$

Перейдем к вычислению скорости оже-рекомбинации G_a . Напомним, что мы будем интересоваться двумя оже-процессами — СННС' и СНСС.

Рассмотрим СННС-процесс. Как было показано в [6], в полупроводниках, в которых $E_g \sim \Delta$, этот процесс имеет наибольшую скорость рекомбинации при высоких концентрациях неравновесных носителей. Закон сохранения импульса рассматриваемого процесса имеет вид

$$\mathbf{K}_1 + \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_e + \mathbf{K}_{so}, \quad (11)$$

где $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_e, \mathbf{K}_{so}$ — волновые векторы двух тяжелых дырок, электрона и дырки в so -зоне. Аналогично закон сохранения энергии

$$\varepsilon_c(\mathbf{K}_e) + E_g + \frac{\hbar^2 K_1^2}{2m_{ph}} + \frac{\hbar^2 K_2^2}{2m_{ph}} = \varepsilon_{so}(\mathbf{K}_{so}) + \Delta, \quad (12)$$

где $\varepsilon_c(\mathbf{K}_e), \varepsilon_{so}(\mathbf{K}_{so})$ — энергии электронов в зоне проводимости и дырок в so -зоне, отсчитанные от краев соответствующих зон.

Скорость оже-рекомбинации, согласно [6, 7], равна

$$G_1 = \frac{e^4}{(2\pi)^6 \hbar^2} \int d^3 K_1 d^3 K_e d^3 K_{so} \{ f_{so}(\mathbf{K}_{so}) [1 - f_{h1}(\mathbf{K}_1)] [1 - f_{h2}(\mathbf{K}_2)] \times \\ \times [1 - f_c(\mathbf{K}_e)] - f_c(\mathbf{K}_e) f_{h1}(\mathbf{K}_1) f_{h2}(\mathbf{K}_2) [1 - f_{so}(\mathbf{K}_{so})] \} \times \\ \times \frac{B^{(hc)}(\mathbf{K}_2, \mathbf{K}_e) B^{(hso)}(\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_{so})}{[(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_{so})^2 + r_D^2]^2} \frac{D(\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2, \mathbf{K}_e, \mathbf{K}_{so})}{[(\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_{so})^2 + r_D^2][(\mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_{so})^2 + r_D^2]}. \quad (13)$$

Здесь ε — диэлектрическая проницаемость, f_{h1}, f_{h2}, f_{so} и f_c — функции распределения тяжелых дырок, дырок в so -зоне и электронов в зоне проводимости, причем

$$f_{so} = \exp\left(\frac{F_p - \Delta - \varepsilon_{so}}{T}\right), \quad f_c = \left[1 + \exp\left(\frac{\varepsilon_c - F_n}{T}\right)\right]^{-1},$$

$$f_{h1} = \exp\left(\frac{F_p - \varepsilon_{h1}}{T}\right), \quad f_{h2} = \exp\left(\frac{F_p - \varepsilon_{h2}}{T}\right),$$

r_D — дебаевский радиус экранирования вырожденных электронов, $B^{(hc)}(K_2, K_e)$ — интеграл перекрытия функций тяжелой дырки и электрона из зоны проводимости, $B^{(hso)}(K_1, K_{so})$ — интеграл перекрытия функций тяжелой дырки и дырки в so -зоне, согласно определению [7, 8],

$$B^{(hc)}(K_2, K_e) = \text{Sp } \Lambda^{(h)}(K_2) \Lambda^{(c)}(K_e),$$

где $\Lambda^{(c)}$ — оператор проектирования на электронные состояния, $\Lambda^{(h)}$ — оператор проектирования на состояния тяжелой дырки. Аналогичное соотношение имеет место и для $B^{(hso)}$ [7]. Интеграл перекрытия $D(K_1, K_2, K_e, K_{so})$ возникает вследствие того, что волновая функция начального состояния, согласно принципу Паули, антисимметрична перестановке двух дырок. В (13) следует преобразовать разность функций распределения прямого и обратного процессов с учетом их явного вида.

Затем, подставляя явные выражения для интегралов перекрытия $B^{(hc)}$ и $B^{(hso)}$ [7], используя закон сохранения импульса и энергии и переходя к новым переменным интегрирования

$$x = \frac{\hbar K_e}{\sqrt{2m_{so}T}}, \quad y = \frac{\hbar(K_1 - K_{so})}{\sqrt{2m_{so}T}}, \quad z = \frac{\hbar K_{so}}{\sqrt{2m_{so}T}},$$

для скорости СННС-процесса получаем окончательное выражение [6]

$$G_1 = \frac{36\sqrt{2}}{\pi^3} \frac{e^4}{\hbar^6} \frac{m_{so}^{3/2} T^{9/2}}{z^2} \frac{(\Delta + E_g)}{\Delta^2 E_g (3E_g + 2\Delta)} I(T) F = R_A n p^2. \quad (14)$$

Здесь

$$I(T) = \exp\left(\frac{2F_p}{T} - S\right) \int_0^\infty z^6 dz \int_0^\infty \frac{y^6 dy}{(y^2 + a_0^2)^2} \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - \mu_1^2) d\mu_1}{y^2 + z^2 + 2yz\mu_1},$$

$$F = \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - \mu^2) p^2 \exp\left(-z^2 + \frac{p^2}{m}\right) d\mu}{(p^2 + y^2 - 2py\mu) [1 + \exp(p^2/m - F_{\#}/T)]},$$

$$S = \frac{\Delta - E_g}{T} > 0, \quad a_0^2 = \frac{\hbar^2}{2m_{so}Tr_D^2}, \quad n = N_e F_{1/2}\left(\frac{F_{\#}}{T}\right),$$

$$(1 + M)p = My\mu \pm \{(My\mu)^2 + (1 + M)[mS + z^2(m - M) - 2My(y + z\mu_1)]\}^{1/2},$$

$$M = \frac{m_n}{m_{ph}}, \quad m = \frac{m_n}{m_{so}}, \quad \mu = \cos(\widehat{y, x}), \quad \mu_1 = \cos(\widehat{y, z}),$$

m_{so} — масса дырки в so -зоне, $F_{1/2}(F_{\#}/T)$ — интеграл Ферми.

Скорость оже-рекомбинации в отличие от скорости излучательной рекомбинации содержит более высокую степень температуры. Кроме того, как следует из (14), коэффициент оже-рекомбинации R_A для случая вырожденных электронов зависит от их концентрации как

$$F(F_{\#}/T)/F_{1/2}(F_{\#}/T).$$

В пределе $M \rightarrow 0$, т. е. $m_{ph} \rightarrow \infty$, интегралы по μ и μ_1 в $I(T)$ и $F(T)$ вычисляются аналитически. Оставшийся двойной интеграл по z и y вычисляли на ЭВМ. Отметим, что основная температурная зависимость G_1 содержится в коэффициенте при $I(T)$. В интервале температур от 100 до 300 К величина $I(T)$ зависит от температуры слабо. При температурах выше 300 К $I(T)$ экспоненциально падает благодаря увеличению параметра S с ростом температуры.

Переходим к вычислению скорости СНСС-процесса. Закон сохранения импульса имеет вид

$$K_1 + K_2 + K_h = K_3,$$

где \mathbf{K}_1 , \mathbf{K}_2 — волновые векторы электронов у дна зоны проводимости, \mathbf{K}_h — волновой вектор тяжелой дырки, а \mathbf{K}_3 — волновой вектор электрона с высокой энергией. Закон сохранения энергии имеет вид [7]

$$E_g + \frac{\hbar^2 K^2}{m_c} \left(1 + \frac{2m_c}{m_h}\right) + \frac{\hbar^2 K_{1z}^2}{4m_c} + \frac{\hbar^2 K_3^2}{2m_h} - \frac{2\hbar^2 (\mathbf{K}_3 \mathbf{K})}{m_h} = \varepsilon_3(\mathbf{K}_3),$$

где $\mathbf{K}_1 = \mathbf{K} - \frac{\mathbf{K}_{1z}}{2}$, $\mathbf{K}_2 = \mathbf{K} + \frac{\mathbf{K}_{1z}}{2}$. Энергия $\varepsilon_3(\mathbf{K}_3)$ отсчитывается от дна зоны проводимости и принимает минимальное значение при

$$K_{1z}^{th} = 0, \quad K_{th} = f K_{3z}, \quad f = \frac{m_c}{m_h} \left(1 + \frac{2m_c}{m_h}\right)^{-1}, \quad \cos(\widehat{\mathbf{K}_3 \mathbf{K}}) = 1.$$

Согласно уравнению Кейна, в нулевом приближении по $\varepsilon_{3z}^0 = E_g$ для K_{3z}^2 получено [7]

$$K_{3z}^2 = \frac{2m_c E_g (2E_g + \Delta) (3E_g + 2\Delta)}{\hbar^2 (E_g + \Delta) (3E_g + \Delta)}.$$

Следующее приближение по ε_{3z} вычислялось в [7]. Поскольку скорость СНСС-процесса для случая вырожденных электронов и невырожденных дырок подробно вычислялась в [7], мы не будем останавливаться на подробном выводе, а приведем окончательное выражение

$$G_2 = \frac{6\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{e^4 m_c^{5/2} T^4}{\chi^2 \hbar^2 E_g^{5/2}} \frac{K_{3z}^4}{(K_{3z}^2 + r_D^{-2})^2} \left(\frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta}\right)^{3/2} \left(\frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{F_p}{T}\right) \exp\left(\frac{E_g - \varepsilon_{3z}}{T}\right) \times \\ \times F_{1/2}\left(\frac{F_n}{T}\right) F_{3/2}\left(\frac{F_n}{T}\right) = R_A n^2 p. \quad (15)$$

Здесь коэффициент R_A зависит от концентрации электронов как $F_{3/2}(F_n/T)/F_{1/2}(F_n/T)$ (F_n/T) — интеграл Ферми).

Из (15) следует, что G_2 является возрастающей функцией температуры. Численные оценки G_2 , которые будут приведены далее, показывают, что для твердого раствора GaInAsSb СНСС-процесс при температурах выше 330 К преобладает над СННС-процессом.

Подставим выражения для скоростей рекомбинации (10), (14) и (15) в (6). Тогда для плотности тока вблизи порога генерации получим

$$J_{th}(T) = J_k^0 \left(\frac{T}{E_g}\right)^{3/2} + J_{G_1} \left(\frac{T}{E_g}\right)^{9/2} I(T) + J_{G_2}^0 \left(\frac{T}{E_g}\right)^4 \exp\left(\frac{E_g - \varepsilon_{3z}}{T}\right), \quad (16)$$

где

$$J_k^0 = \left(\frac{4}{3\pi}\right)^2 \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} (\bar{F}_h^{th})^3 \frac{e^3 d}{\hbar^3 c^3} (m_h \varepsilon_\infty)^{1/2} E_g^{7/2} \frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta} \frac{\mu_h^{3/2} + \mu_l^{3/2}}{m_{ph}^{3/2} + m_{pl}^{3/2}},$$

$$J_{G_1}^0 = \frac{36\sqrt{2}}{\pi^3} \frac{e^5 m_s^{5/2}}{\chi^2 \hbar^5} d \frac{E_g^{7/2} (\Delta + E_g)}{\Delta^2 (3E_g + 2\Delta)},$$

$$J_{G_2} = \frac{6\sqrt{2}}{\pi^2} \frac{e^5 m_c^{5/2}}{\chi^2 \hbar^5} d E_g^{5/2} \left(\frac{E_g + \Delta}{3E_g + 2\Delta}\right)^{3/2} \left(\frac{3E_g + \Delta}{2E_g + \Delta}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{F_p}{T}\right) F_{1/2}\left(\frac{F_n}{T}\right) F_{3/2}\left(\frac{F_n}{T}\right).$$

На рис. 1 показана зависимость пороговой плотности тока от температуры, вычисленная по формуле (16) (сплошная кривая). Точками представлена экспериментальная зависимость J_{th} от температуры. Кроме того, для сравнения вкладов в пороговый ток каждого механизма рекомбинации на этом же рисунке (кривые 1—3) приведена зависимость от температуры всех трех слагаемых в (16), соответствующих трем механизмам рекомбинации.

Для расчета были приняты следующие параметры твердого раствора при комнатной температуре: $m_n = 0.04 m_0$, $m_{ph} = 0.5 m_0$, $m_{so} = 0.04 m_0$, $\Delta = 0.74$ эВ, $E_g = 0.62$ эВ, $x = 0.14$, $\varepsilon_\infty = 13$.

В эксперименте измерялась также зависимость пороговой плотности тока J_{th} и дифференциальной эффективности $d\Phi/dI$ (Φ — интенсивность излучения,

I — ток) от температуры для лазерных структур на основе соединений GaSb и InAs.

Для этого в интервале температур $77 \div 310$ К измерялись зависимости интенсивности излучения от тока при ряде фиксированных температур. Из этих зависимостей определялись пороговый ток лазера (экстраполяцией линейного участка ватт-амперной характеристики до пересечения с осью абсцисс) и дифференциальная эффективность лазера (по крутизне этого участка зависимости). При каждой температуре определялась энергия фотона лазерного излучения.

Исследуемый лазер размещался в стеклянном термостате в парах газообразного азота с фиксированной температурой. Излучение лазера фокусировалось кварцевым объективом на входную щель монохроматора МДР-2 и детек-

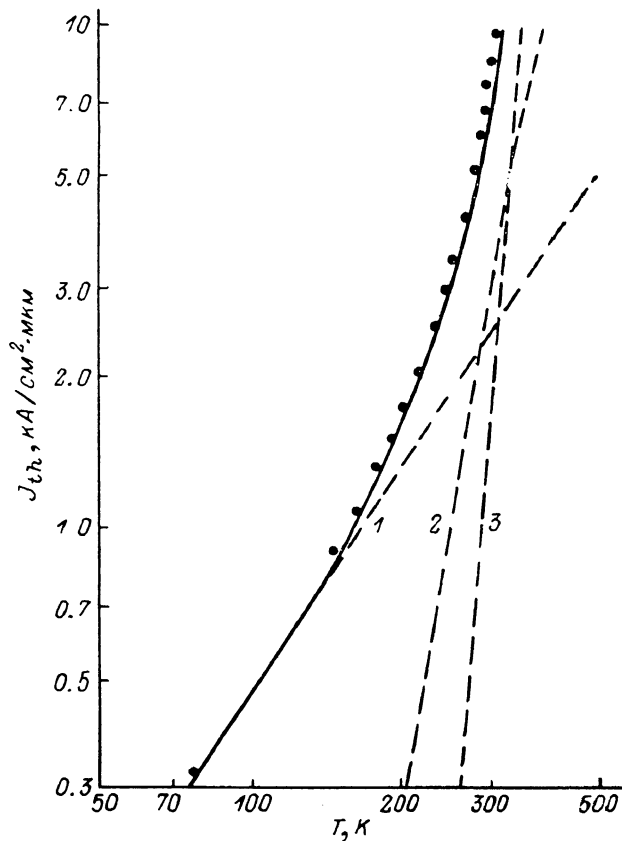


Рис. 1. Теоретическая (сплошная кривая) и экспериментальная (точки) температурные зависимости приведенной плотности порогового тока J_{th} и вклады в нее различных рекомбинационных процессов (штрихи) — излучательного (1), СННС (2), СНСС (3) для ДГС лазера с активной областью GaInAsSb, имеющей $E_g = 1.62$ эВ при 300 К.

тировалось фотоприемником из PbS на выходной щели. Лазер питался импульсами тока длительностью 50 нс и скважностью $10^3 - 10^4$.

Исследовались ДГС лазеры, у которых активная область, состоящая из слоя GaInAsSb толщиной ~ 2 мкм, была ограничена широкозонными слоями из GaAlAsSb. Типичные зависимости интенсивности излучения Φ от тока I состоят из двух почти прямолинейных участков (рис. 2, а). Участок, относящийся к меньшим токам, соответствует спонтанной люминесценции, а участок при больших токах — генерации лазерного излучения. Надо отметить, что в некоторых лазерах, отличающихся неоднородностью модовой структуры, участок генерации лазерного излучения был непрямолинейным и имел излом. Свойства таких лазеров в этой работе не анализируются. Дифференциальная эффективность лазеров $d\Phi/dI$ с прямолинейным участком (рис. 2, б), соответствующим генерации когерентного излучения в интервале температур $77 \div$

250 К, не зависит от температуры. Абсолютная величина дифференциальной эффективности через обе грани резонатора близка к одному фотону на электрон. При температурах выше 250 К дифференциальная эффективность уменьшается с повышением температуры. Касательная, проведенная к кривой $d\Phi/dI=f(T)$ в точке наибольшей крутизны, пересекается с осью температур в точке с величиной температуры порядка 320–350 К, которую можно назвать предельной температурой работы лазера, хотя лазер может работать и при несколько больших температурах, но с очень низкой эффективностью.

Температурная зависимость пороговой плотности тока (рис. 1) состоит из трех участков, на которых $J_{th}(T) \sim T^\alpha$, но показатель степени на каждом

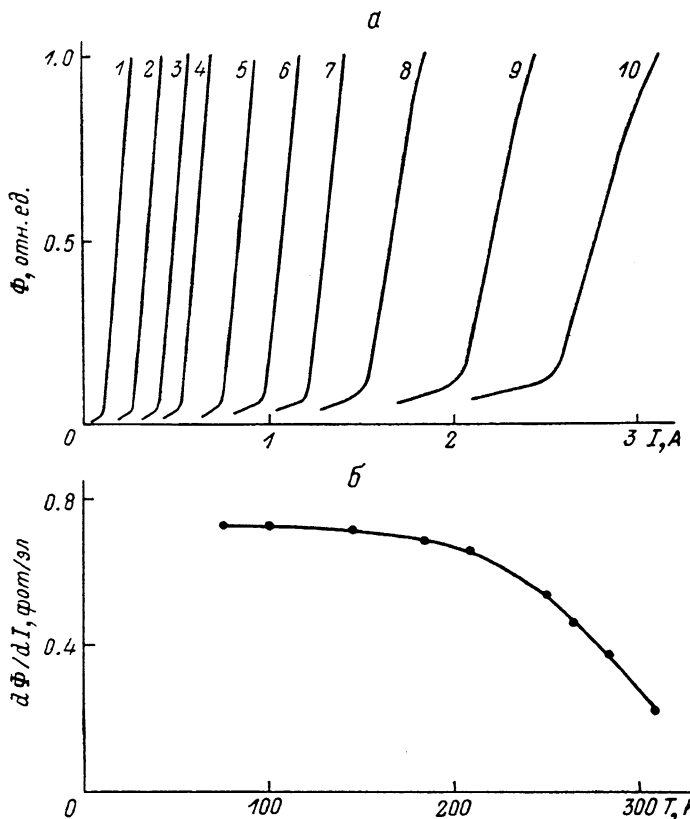


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения Φ от тока I (а) при различных температурах и зависимости дифференциальной эффективности $d\Phi/dI$ от температуры T (б) для ДГС лазера с активной областью GaInAsSb, имеющей $E_g=0.62$ эВ при 300 К.

$T, K: 1 - 77, 2 - 145, 3 - 183, 4 - 208, 5 - 233, 6 - 250, 7 - 263, 8 - 283, 9 - 295, 10 - 310$.

из них различен. При низких температурах в интервале 77–160 К $\alpha \approx 3/2$. С повышением температуры α увеличивается и в интервале 250–280 К составляет $\sim 9/2$. При комнатной температуре α достигает значений 6–8. Эти значения показателя α очень хорошо согласуются со значениями α , предсказанными теорией. Отметим, что при $T \leq 50$ К, когда условие (1) перестает выполняться, пороговая концентрация, а следовательно, и пороговый ток слабо зависят от температуры, что наблюдается в эксперименте [3]. Итак, можно заключить, что в исследуемых лазерных структурах при низких температурах (ниже 250 К) преобладает излучательная рекомбинация и значение $\alpha \sim 3/2$ определяет показатель степени температурной зависимости скорости излучательной рекомбинации. При температурах выше 250 К пороговый ток определяется скоростью оже-рекомбинации и $\alpha \sim 9/2$ представляет собой показатель степени температурной зависимости СННС оже-рекомбинации. При температурах вблизи комнатной и выше значения $\alpha > 9/2$ объясняются вкладом еще в СНСС оже-рекомбинации.

В заключение благодарим А. А. Рогачева за помощь и поддержку в данной работе, а также М. П. Михайлову и З. Н. Соколову за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Miyashita T., Manabe T. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. N 10. P. 1432—1450.
- [2] Баранов А. Н., Данилова Т. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Кожников С. Г., Литвак А. М., Уманский В. Е., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 18. С. 1674—1675.
- [3] Баранов А. Н., Джуртанов Б. Е., Именков А. Н., Рогачев А. А., Шеряков Ю. М., Яковлев Ю. П. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2217—2224.
- [4] Баранов А. Н., Гребенщикова Е. А., Джуртанов Б. Е., Данилова Т. Н., Именков А. Н., Яковлев Ю. П. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1839—1843.
- [5] Гельмонт Б. Л., Зегря Г. Г. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1381—1386.
- [6] Гельмонт Б. Л., Соколова Э. Н., Халфин В. Б. // ФТП. 1985. Т. 18. В. 10. С. 1803—1807.
- [7] Соколова Э. Н. // Автореф. канд. дис. Л., 1982.
- [8] Гельмонт Б. Л. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. В. 2 (8). С. 536—544.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 4.05.1990
Принята к печати 17.10.1990