

# Исследование характеристик одночастотных полупроводниковых лазеров в системе GaAs/AlGaAs

В.Д.Курносков, К.В.Курносков, Р.В.Чернов

*Экспериментально и теоретически исследованы характеристики одночастотных лазеров. Показано, что модель выгорания спектрального провала с переменным временем внутризонной релаксации позволяет удовлетворительно описать спектральные и (совместно с моделью, учитывающей транспорт носителей) амплитудно-частотные характеристики лазера. При этом время захвата носителей в квантовую яму составляет 4 пс, а время выброса – 80 пс.*

**Ключевые слова:** одночастотный полупроводниковый лазер, транспорт носителей, выгорание спектрального провала.

В настоящее время широкое распространение получило моделирование амплитудно-частотных, спектральных и мощностных характеристик полупроводниковых лазеров. Тем не менее в литературе эти характеристики рассматриваются раздельно. При этом, анализируя, например, амплитудно-частотные характеристики лазера, для согласования теоретических и экспериментальных характеристик вводят параметр нелинейности коэффициента усиления  $\varepsilon$ , который выбирается из условия согласования теории и эксперимента. Однако в этом случае не рассматриваются спектральные характеристики, поведение которых также зависит от параметра  $\varepsilon$ .

В настоящей работе проведено комплексное исследование мощностных, спектральных и частотных характеристик полупроводниковых лазеров. Экспериментально исследованы характеристики гребневых лазеров в системе GaAs – AlGaAs с одной квантовой ямой и плоским резонатором, работающих в одночастотном режиме генерации. Для согласования экспериментальных и расчетных спектральных характеристик лазера была выбрана модель выгорания спектрального провала [1–3]. Для расчета амплитудно-частотных характеристик лазеров использовалась модель, учитывающая транспорт носителей [4, 5].

Исследуемые в настоящей работе лазеры имели нелегированную активную область, поэтому для расчетов была выбрана модель излучательных переходов с выполнением правил отбора по волновому вектору, в которой коэффициент усиления и скорость спонтанных переходов могут быть представлены в следующем виде [6]:

$$g(h\nu) = \sum_{n,i} \int \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 v_{gr} \rho L_a} m_{ri} [f_c(\mathcal{E}_{cni}) - f_v(\mathcal{E}_{vni})] \times L(h\nu, E_{cv}) dE_{cv}, \quad (1)$$

$$r_{sp}(h\nu) = \sum_{n,i} \int \frac{A_{cv}}{\pi \hbar^2 L_a} m_{ri} f_c(\mathcal{E}_{cni}) [1 - f_v(\mathcal{E}_{vni})] \times L(h\nu, E_{cv}) dE_{cv}, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{E}_{cni} = E_{c0} + (m_{ri}/m_c)(E_{cv} - E_g) + (m_{ri}/m_{vit})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}; \quad (3)$$

$$\mathcal{E}_{vni} = E_{v0} - (m_{ri}/m_{vit})(E_{cv} - E_g) + (m_{ri}/m_{vit})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin};$$

$h\nu$  – энергия фотона;  $A_{cv}$  – коэффициент Эйнштейна;  $\rho$  – плотность мод электромагнитного поля в кристалле;  $L_a$  – толщина активной области;  $m_c$  – эффективная масса электрона;  $m_{vit}$  – поперечные составляющие эффективных масс легких и тяжелых дырок;  $m_{ri} = m_c m_{vit} / (m_c + m_{vit})$  – приведенная масса с учетом соответствующих дырок;  $v_{gr}$  – групповая скорость света;  $f_c(\mathcal{E}_{cni})$  и  $f_v(\mathcal{E}_{vni})$  – функции Ферми–Дирака (индекс  $i = h, l$  относится к тяжелым и легким дыркам,  $n$  – номер подзоны). Нижний предел интегрирования в (1), (2) есть  $h\nu_{ni} = E_g + E_{cn} + E_{vin}$ , что соответствует энергии начальных переходов для подзон с номером  $n$ . Здесь  $E_g = E_{c0} - E_{v0}$ ;  $E_{c0}$  – дно зоны проводимости;  $E_{v0}$  – потолок валентной зоны;  $E_{cn}$  – основные состояния электронных подзон;  $E_{vin}$  – основные состояния дырочных подзон, которые определяются продольными компонентами эффективных масс дырок  $m_{vit}$ . Верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров.

Уширение контура линии излучения описывается функцией Лоренца

$$L(h\nu - E_{cv}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_{cv}}{(h\nu - E_{cv})^2 + \Gamma_{cv}^2}, \quad (4)$$

где  $\Gamma_{cv} = \hbar/\tau_{in}$ ;  $\tau_{in}$  – время внутризонной релаксации носителей;  $2\Gamma_{cv}$  имеет смысл ширины линии излучения.

Усредненный квадрат матричного элемента зональных переходов, входящий в  $A_{cv}$ , определяется как  $|M|^2 = \alpha_{ni}|M_{cv}|^2$ , где  $|M_{cv}|^2 = 3.38m_0E_g$  [7]. Коэффициент  $\alpha_{ni}$ , характеризующий «поляризационную» дисперсию для ТЕ-моды и для переходов на уровни тяжелых и легких дырок, определяется выражением [6,8]

$$\alpha_{nh} = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \theta), \quad \alpha_{nl} = \frac{1}{4}(5 - 3 \cos^2 \theta), \quad (5)$$

где  $\cos^2 \theta = (E_{cn} + E_{vln})/(E_{cv} - E_g)$ ;  $\theta$  – угол между осью размерного квантования  $\langle 100 \rangle$  и волновым вектором дырок.

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации определяется как

$$R_{sp} = \int r_{sp}(h\nu)d\nu = \frac{n_1}{\tau_n}, \quad (6)$$

где  $r_{sp}(h\nu)$  определяется формулой (2);  $\tau_n$  – постоянная времени излучательной рекомбинации;

$$n_1 = \int_{E_{c0}+E_{c1}}^{E_b} \rho_c(E)f_c(E)dE \quad (7)$$

– плотность носителей в активной области лазера. Квазиуровни Ферми в зоне проводимости  $F_c$  и в валентной зоне  $F_v$  связаны между собой уравнением электронейтральности [9]:  $L_a(n_1 - p_1) + L_b(n_2 - p_2) = 0$ , где  $n_1(F_c)$  и  $p_1(F_v)$  – концентрации электронов и дырок в активной области;  $n_2(F_c)$  и  $p_2(F_v)$  – концентрации носителей в волноведущем слое;  $L_b$  – толщина волноведущего слоя.

При расчётах учитывалось сужение ширины запрещенной зоны GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As в активной области при накачке током лазерной структуры:

$$E_g = 1.424 + 1.247x - 1.6 \times 10^{-8}(n_1^{1/3} + p_1^{1/3}). \quad (8)$$

Для стационарного случая объемные плотности фотонов  $S_m$  в  $m$ -й моде с энергией  $E_m$  выражаются [1–3] как

$$v_{gr} \left[ \Gamma_a g(E_m) - \varepsilon_m S_m = \sum_{q \neq m} D_q S_q - \alpha \right] S_m + \beta R_{sp} = 0, \quad (9)$$

где  $\Gamma_a$  – коэффициент оптического ограничения в активной области;  $\beta$  – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду.

Коэффициенты  $\varepsilon_m$  и  $D_q$  имеют следующий вид [1–3]:

$$\varepsilon_m = \frac{9}{4} \frac{E_m \Gamma_a \alpha}{\varepsilon^{(0)} n_{gr}^2} \left( \frac{\tau_{in}}{\hbar} \right)^2 \langle R_{cv} \rangle^2, \quad (10)$$

$$D_q = \frac{4}{3} \frac{\varepsilon_m}{1 + (\tau_{in} \omega_q / \lambda_q)^2 (\lambda_m - \lambda_q)^2},$$

где  $\langle R_{cv} \rangle^2$  – дипольный момент;  $n_{gr}$  – групповой показатель преломления;  $\varepsilon^{(0)}$  – диэлектрическая проницаемость;  $\lambda_m$  и  $\lambda_q$  – длины волн мод с номерами  $m$  и  $q$ . Потери в лазере

$$\alpha = \alpha_0 + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}, \quad (11)$$

где  $\alpha_0$  – нерезонансные потери;  $L$  – длина резонатора лазера;  $R$  – коэффициент отражения зеркал.

Полная оптическая мощность определяется выражением

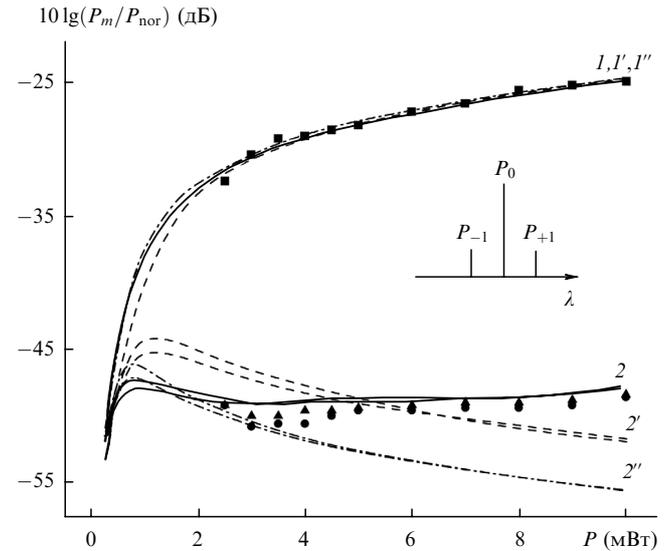


Рис.1. Нормированные на мощность оптического излучения  $P_{nor}$  (определяется из условия эксперимента) зависимости мощности излучения в генерирующей ( $m=0$ ) моде  $10 \lg(P_0/P_{nor})$  (1, 1', 1'') и в близлежащих ( $m=\pm 1$ ) модах  $10 \lg(P_{\pm 1}/P_{nor})$  (2, 2', 2'') от полной выходной мощности излучения полупроводникового лазера. Расчеты проведены при  $\tau_{in}$ , определяемом формулой (13) (1, 2), а также при  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с (1', 2') и  $1.5 \times 10^{-13}$  с (1'', 2''). Экспериментальные зависимости:  $m=0$  (■),  $-1$  (▲),  $+1$  (●).

$$P = \sum P_m = \frac{1}{2} h\nu \frac{V_a}{L} \frac{c}{n_{gr}} \ln \frac{1}{R} \sum S_m, \quad (12)$$

где  $P_m$  – оптическая мощность излучения  $m$ -й моды;  $V_a$  – объем активной области.

Для расчетов использовались следующие параметры:  $m_c = 0.067m_0$ ,  $m_{vhl} = 0.34m_0$ ,  $m_{vll} = 0.094m_0$ ,  $m_{vlt} = 0.20m_0$  [6],  $T = 293$  К,  $x_a = 0$ ,  $x_b = 0.3$ ,  $L_a = 80 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 200$  нм,  $L = 400$  мкм,  $V_a = 1.6 \times 10^{-11} \text{ см}^{-3}$ ,  $\Gamma_a = 0.024$ ,  $\langle R_{cv} \rangle^2 = 4.6 \times 10^{-53} \text{ Кл}^2 \cdot \text{см}^2$ ,  $\alpha_0 = 20 \text{ см}^{-1}$ ,  $\beta = 4.7 \times 10^{-4}$ .

На рис.1 представлены расчетные и экспериментальные спектральные характеристики лазера для времен внутризонной релаксации  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с и  $1.5 \times 10^{-13}$  с. Видно, что спектральные характеристики, рассчитанные по формуле (9) для  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с (кривая 2') и  $\tau_{in} = 1.5 \times 10^{-13}$  с (кривая 2''), имеют характер плавно уменьшающейся функции, в то время как эксперимент показывает, что для мощностей, больших 4–5 мВт, зависимость характеризуется слабым ростом. Для согласования теории и эксперимента в работе [10] было предложено считать, что  $\tau_{in}$  зависит от мощности излучения:

$$\tau_{in} = \frac{\tau_{in}^{(0)}}{1 + P/P_n}, \quad (13)$$

где  $\tau_{in}^{(0)} = 2 \times 10^{-13}$  с и  $P_n = 5$  мВт определяются из условия соответствия теории и эксперимента. Спектральные характеристики, рассчитанные с учетом формулы (13), представлены на рис.1 кривыми 1 и 2.

На рис.2 приведены экспериментальный и расчетный спектры излучения лазерного диода для мощности излучения 5 мВт. Видно удовлетворительное совпадение теории и эксперимента не только для нулевой моды, но и для близлежащих мод.

На рис.3 представлены экспериментальная и расчетные ватт-амперные характеристики для постоянных времен внутризонной релаксации  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с и  $1.5 \times 10^{-13}$  с, а также для переменного времени  $\tau_{in}$ , определяемого

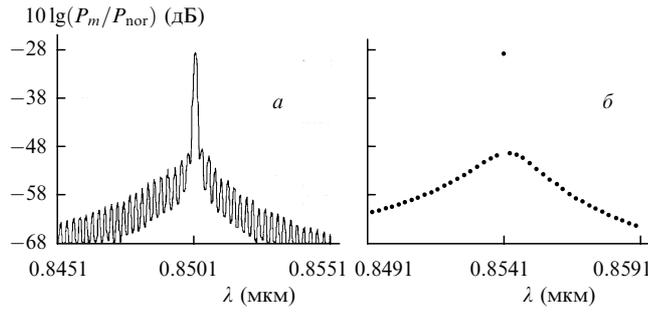


Рис.2. Экспериментальный (а) и расчетный (б) спектры излучения лазерного диода. Приведенные спектры соответствуют мощности оптического излучения  $P = 5.0$  мВт.

формулой (13). Сравнивая рис.1 и 3, видим, что учет различных времен внутризонной релаксации сильно влияет на спектральные характеристики полупроводникового лазера, но слабо – на его ватт-амперные характеристики. Расчет показывает (см. рис.3,б), что практически вся мощность излучения лазера сосредоточена в нулевой моде, поэтому при анализе амплитудно-частотных характеристик можно использовать одночастотное приближение.

При расчете амплитудно-частотных характеристик использовалась 3N-модель [4, 5]:

$$\frac{dn_3}{dt} = D \frac{d^2 n_3}{dz^2} - R_3(n_3), \quad (14)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{I_{n_2}}{eV_a} - \frac{I_{net}}{eV_a} - R_2(n_2), \quad (15)$$

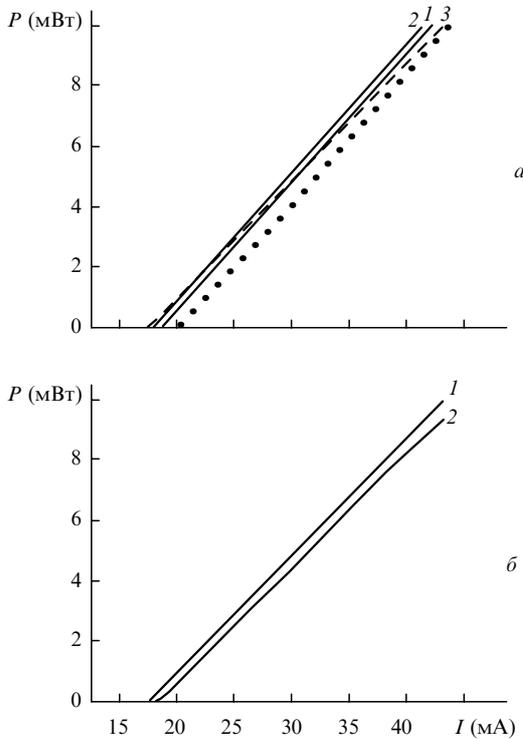


Рис.3. Ватт-амперные характеристики суммарной мощности излучения при  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с (1),  $1.5 \times 10^{-13}$  с (2) и  $\tau_{in}$ , определяемом формулой (13), кривая 3 (а), а также зависимость суммарной мощности излучения (1) и мощности излучения в нулевой моде (2) для  $\tau_{in}$ , определяемого формулой (13) (б); ● – эксперимент.

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{I_{net}}{eV_a} - R_1(n_1) - \Gamma_a v_{gr} GS, \quad (16)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma_a v_{gr} GS - \frac{S}{\tau_p}, \quad (17)$$

где  $n_1, n_2, n_3, R_1(n_1), R_2(n_2), R_3(n_3)$  – плотности носителей и скорости рекомбинации носителей в активной области, волноведущем слое над активной областью и в волноведущих слоях соответственно (см. рис.3 из работы [4], 3N-модель);  $S, G, \tau_p$  – плотность фотонов в резонаторе, коэффициент усиления и время жизни фотонов соответственно;  $I_{net}$  – ток, определяемый захватом и выбросом носителей из квантовой ямы;  $D$  – коэффициент амбиполярной диффузии.

Для приближения малых мощностей используется следующая линеаризация:

$$G(n_1, S) = G(n_{10}, S_0) + \left. \frac{\partial G}{\partial n_1} \right|_0 \Delta n_1 + \left. \frac{\partial G}{\partial S} \right|_0 \Delta S \equiv G_0 + g \Delta n_1 + \xi \Delta S, \quad (18)$$

где

$$\xi \equiv \left. \frac{\partial G}{\partial S} \right|_0 = - \frac{G_0 \varepsilon_{sh}}{1 + \varepsilon_{sh} S_0}; \quad g = \frac{g_0}{1 + \varepsilon_{sh} S_0}; \quad \varepsilon_{sh} = \frac{\varepsilon_0}{\alpha};$$

$$g_0 = \left. \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n_1} \right|_0$$

– дифференциальный коэффициент усиления для  $G = G^{(1)}(n)/(1 + \varepsilon_{sh} S)$ . В расчетах для  $G^{(1)}(n)$  используется линейная аппроксимация максимума коэффициента усиления, представленная на рис.4 прямой 3. Кривые 1 и 1' представляют собой зависимости от плотности носителей максимума коэффициента усиления, рассчитанного по формуле (1) для  $\tau_{in} = 10^{-13}$  и  $1.5 \times 10^{-13}$  с соответственно. Кривая 2 является логарифмической аппроксимацией коэффициента усиления. Хотя логарифмическая зависимость лучше аппроксимирует кривую 1, в дальнейших расчетах используется линейная аппроксимация (кривая 3), как получившая наибольшее распространение; при этом  $G^{(1)}(n_1) = g_0(n_1 - n_0)$ , где  $g_0 = 4 \times 10^{16}$  см<sup>-2</sup> не зависит от времени внутризонной релаксации носителей.

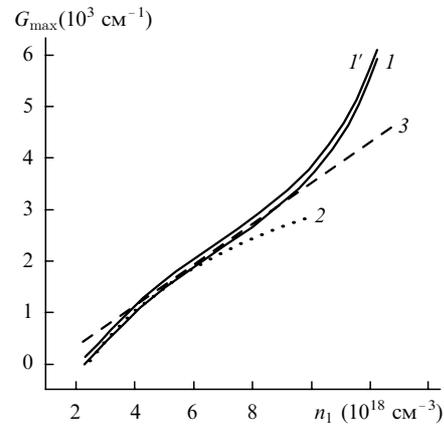


Рис.4. Зависимость максимума коэффициента усиления от плотности носителей в активной области, рассчитанная по модели излучательных переходов с выполнением правил отбора по волновому вектору для  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с (1) и  $1.5 \times 10^{-13}$  с (1'); кривые 2 и 3 – логарифмическая и линейная аппроксимации.

Ток  $I_{\text{net}}$  определяется следующей формулой [4]:

$$I_{\text{net}}(n_2, n_1) = I_{\text{net}}(n_{20}, n_{10}) + \left. \frac{\partial I_{\text{net}}}{\partial n_1} \right|_0 \Delta n_1 + \left. \frac{\partial I_{\text{net}}}{\partial n_2} \right|_0 \Delta n_2 \equiv eV_a \left( \frac{n_{20}}{\tau_{c0}} - \frac{n_{10}}{\tau_{es0}} + \frac{\Delta n_2}{\tau_c} - \frac{\Delta n_1}{\tau_{es}} \right), \quad (19)$$

где  $\tau_{c0}, \tau_{es0}, \tau_c, \tau_{es}$  – локальные постоянные времени захвата и выброса носителей для постоянного тока и переменного сигнала.

В схеме прямой модуляции излучения лазера ток накачки представляется в виде  $I = I_0 + \tilde{I}e^{j\omega t}$  ( $I_0$  и  $\tilde{I}$  – постоянная и переменная составляющие тока накачки и  $\omega = 2\pi f$ ), плотности носителей и плотность фотонов – в виде  $x = x_0 + \tilde{x}e^{j\omega t}$ , где  $\tilde{x} = n_1, n_2, n_3, S$ .

Амплитудно-частотная характеристика имеет следующий вид [4]:

$$M = 10 \lg \left[ \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_{ce}^2} \frac{\omega_0^4}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \mu^2} \right], \quad (20)$$

где

$$\omega_0^2 = \frac{\Gamma_a v_{gr} g_0 S_0}{(1 + Rr)(1 + \varepsilon_{sh} S_0) \tau_p} \quad (21)$$

– резонансная частота;

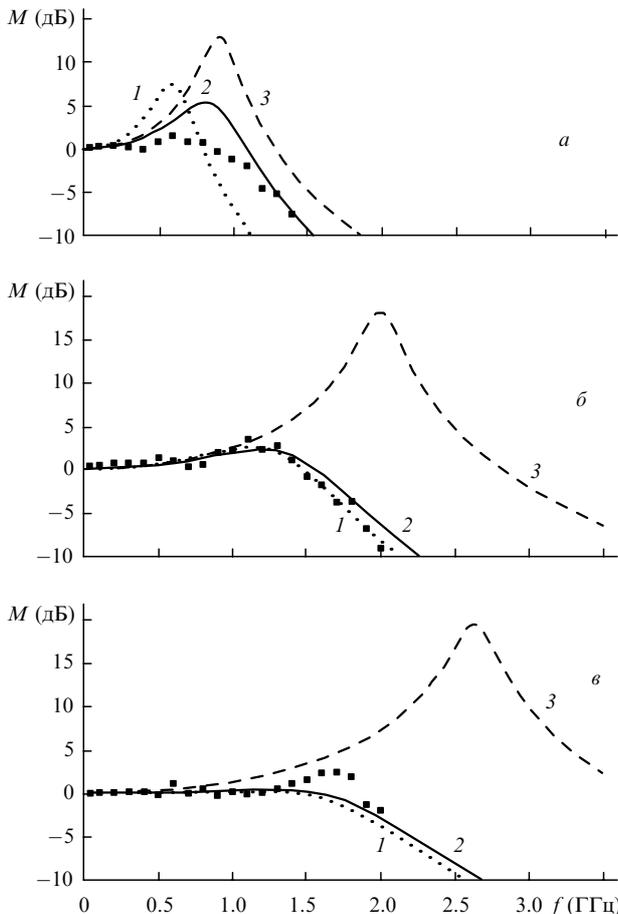


Рис.5. Амплитудно-частотные характеристики, рассчитанные для мощностей  $P = 1$  (а),  $2$  (б) и  $3$  мВт (в). Кривые 1 рассчитаны при неизменном времени внутризонной релаксации  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с, кривые 2 – для модели с  $\tau_{in}$ , определяемым формулой (13), кривые 3 – модель без учета транспорта носителей; ■ – эксперимент.

$$\mu = \frac{1}{(1 + Rr)\tau_{m1}} + \frac{Rr}{1 + Rr} \left( \frac{1}{r\tau_{n2}} + \frac{r-1}{r\tau_{n3}} \right) + \omega_0^2 \left[ \tau_p + \frac{(\varepsilon_{sh} + \varepsilon_{ce})(1 + Rr)}{\Gamma_a v_{gr} g_0} \right] \quad (22)$$

– декремент затухания;

$$\tau_{ce} = r\tau_c + \tau_D; \quad R = \frac{\tau_c}{\tau_{es}}; \quad r = \frac{L_b}{L_a}; \quad \varepsilon_{ce} = \frac{Rr\Gamma_a v_{gr} g_0}{(1 + Rr)^2} \tau_{ce};$$

$$\tau_D = \frac{(L_b - L_a)^2}{8D};$$

$\varepsilon_0$  определяется формулой (10) для  $m = 0$ ;  $\alpha$  – потери (11).

Расчеты показывают, что плотность носителей в волноведущих слоях много меньше, чем в активной области лазера, и можно считать, что  $\tau_{n2}, \tau_{n3} \gg \tau_{m1}$ , поэтому средним членом в формуле (22) можно пренебречь. Для расчетов амплитудно-частотных характеристик использовались  $\tau_{m1} = 0.8 \times 10^{-9}$  с (с учетом излучательного (6) и безызлучательного процессов рекомбинации) и  $\tau_D = 5 \times 10^{-12}$  с.

На рис.5 представлены амплитудно-частотные характеристики, рассчитанные для мощностей излучения 1, 2 и 3 мВт. Изменяя значения  $\tau_c$  и  $R$ , мы с помощью формул (20)–(22) для неизменного времени внутризонной релаксации носителей  $\tau_{in} = 10^{-13}$  с (см. кривую 2' на рис.1) добивались наилучшего совпадения теории и эксперимента. Результаты представлены на рис.5 (кривые 1) для  $\tau_c = 4 \times 10^{-12}$  с,  $R = 0.05$ .

На рис.5 кривыми 2 для тех же  $\tau_c$  и  $R$  представлены амплитудно-частотные характеристики для модели, в которой время  $\tau_{in}$  определялось формулой (13) (см. кривую 2 на рис.1). Коэффициент  $\varepsilon_m$  (10) зависит от  $\tau_{in}^2$ , поэтому коэффициент усиления имеет вид

$$G = G^{(1)}(n_1) \left[ 1 + \frac{\varepsilon_{sh} S}{1 + S/S_n} \right]^{-1}, \quad (23)$$

где  $S_n$  – плотность фотонов, соответствующая мощности излучения  $P_n = 5$  мВт.

Резонансная частота

$$\omega_0^2 = \Gamma_a v_{gr} g_0 S_0 (1 + Rr)^{-1} \left[ 1 + \frac{\varepsilon_{sh} S_0}{1 + S_0/S_n} \right]^{-1} \tau_p^{-1} \quad (24)$$

и декремент затухания

$$\mu = \frac{1}{(1 + Rr)\tau_{m1}} + \omega_0^2 \left\{ \tau_p + \frac{[\varepsilon_{sh}(S_0) + \varepsilon_{ce}](1 + Rr)}{\Gamma_a v_{gr} g_0} \right\}, \quad (25)$$

где

$$\varepsilon_{sh}(S_0) = \frac{\varepsilon_{sh}(1 - S_0/S_n)}{(1 + S_0/S_n)^3}.$$

Сравнение теоретических кривых 2 рис.5 с экспериментальными кривыми показывает их удовлетворительное совпадение. Таким образом, можно считать, что локальное время захвата носителей в квантовую яму  $\tau_c \approx 4 \times 10^{-12}$  с, а время выброса носителей  $\tau_{es} \approx 80 \times 10^{-12}$  с;  $R = \tau_c/\tau_{es} = 0.05$ . Для сравнения на рис.5 представлены амплитудно-частотные характеристики лазера без учета транспорта носителей (кривые 3).

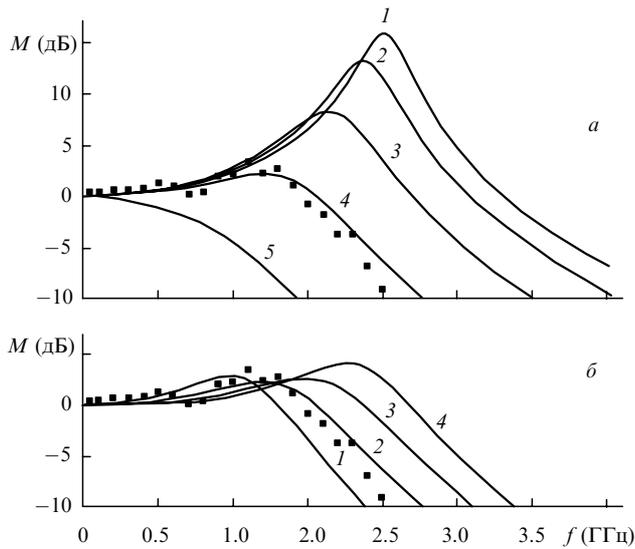


Рис.6. Амплитудно-частотные характеристики, рассчитанные для мощности излучения  $P = 2$  мВт,  $\tau_{in}(0) = 2 \times 10^{-13}$  с,  $\tau_D = 5 \times 10^{-12}$  с для  $\tau_{es} = 80 \times 10^{-12}$  с и  $\tau_c = 0.5, 1, 2, 4, 8$  пс (кривые 1–5 соответственно) (а), а также для  $\tau_c = 4 \times 10^{-12}$  с и  $\tau_{es} = 40, 80, 160, 320$  пс (кривые 1–4 соответственно) (б); ■ – эксперимент.

На рис.6,а даны амплитудно-частотные характеристики лазера для фиксированной мощности излучения  $P = 2$  мВт при различных временах захвата носителей  $\tau_c$  в квантовую яму и фиксированном времени выброса

$\tau_{es} = 80 \times 10^{-12}$  с, а на рис.6,б – наоборот, представлены те же зависимости при фиксированном  $\tau_c = 4 \times 10^{-12}$  с, но различных  $\tau_{es}$ . Видно, что для увеличения быстродействия лазера необходимо уменьшать время захвата и увеличивать время выброса носителей из квантовой ямы.

Таким образом, модель, учитывающая транспорт носителей, позволяет удовлетворительно описать амплитудно-частотные характеристики, а модель выгорания спектрального провала с переменным временем внутризонной релаксации – удовлетворительно описать спектральные и амплитудно-частотные характеристики лазера.

1. Suematsu Y., Adams A.R. *Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits* (London, Chapman and Hall, 1994).
2. Yamada M., Suematsu Y. *J. Appl. Phys.*, **52**, 2653 (1981).
3. Asada M., Suematsu Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 434 (1985).
4. Tsai C.Y., Lo Y.H., Spencer R.M., Eastman L.F., Tsai C.Y. *IEEE J. Select. Topic in Quantum Electron.*, **1**, 316 (1995).
5. Kan S.C., Vassilovski D., Wu T.C., Lau K.Y. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2307 (1993).
6. Кононенко В.К., Манак И.С., Фурунжиев Э.Р. *ЖПС*, **64**, 797 (1997).
7. Yan R.H., Corrine S.W., Coldren L.A., Suemune I. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**, 213 (1990).
8. Яманиши М. В кн. *Физика полупроводниковых лазеров* (М.: Мир, 1989, с.159).
9. Wilcox J.Z., Ou S., Yang J.J., Jansen M., Peterson G.L. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 825 (1989).
10. Курносов В.Д., Курносов К.В. *ЖПС*, **67**, 535 (2000).