

Исследование характеристик одночастотного лазера, предназначенного для накачки цезиевых стандартов частоты

О.В.Журавлева, А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков,
И.Р.Мустафин, В.А.Симаков, Р.В.Чернов, С.А.Плешанов

Представлена модель расчета характеристик лазерного диода с внешним волоконным резонатором, содержащим брэгговскую решетку. Показано, что с использованием данной модели можно получить режим одночастотной генерации без учета спектрального выгорания носителей. Экспериментально определены области изменения тока и температуры лазерного диода, а также температуры брэгговской решетки, при которых возможна настройка лазера на D_2 -линию цезия.

Ключевые слова: оптический стандарт частоты, одночастотный лазер, брэгговская дифракционная решетка, D_2 -линия цезия.

1. Введение

Американская Глобальная система позиционирования (GPS) и российская Глобальная навигационная спутниковая система (ГЛОНАСС) передают со спутников Земли высокоточные измерительные сигналы, которые позволяют определить положение объекта в пространстве и во времени. Точностные эксплуатационные характеристики GPS и ГЛОНАСС определяются, в основном, атомными стандартами частоты на борту космических спутников Земли [1]. Ключевым элементом атомных стандартов частоты является атомно-лучевая трубка (АЛТ). Использование оптических методов в АЛТ позволяет заменить магнитную селекцию атомов по состояниям более эффективными методами – оптической накачкой и оптическим детектированием. В результате упрощается геометрия и конструкция прибора, снижается его вес, существенно повышаются эффективность использования рабочего вещества и амплитуда выходного сигнала.

В работе [2] разработан одночастотный лазер специальной конструкции, предназначенный для накачки цезиевых стандартов частоты. Показано, что длину волны излучения лазера можно варьировать за счёт изменения как температуры и тока накачки лазера, так и температуры внешней брэгговской решетки. Это невозможно сделать для РОС- и РБО-лазеров, у которых температура лазера и решетки изменяются одновременно. В работе [2] остался открытым вопрос о том, вследствие какого механизма происходит сильное подавление боковых мод – в результате спектрального выгорания носителей [3, 4] или за счёт селективных свойств внешнего резонатора с брэгговской решеткой.

О.В.Журавлева, А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, И.Р.Мустафин, В.А.Симаков, Р.В.Чернов. ФГУП «НИИ "Полус" им. М.Ф. Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: dilas@mail.magelan.ru

С.А.Плешанов. ФГУП «НПП "Исток"» Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, ул. Вокзальная, 2а

Поступила в редакцию 12 июля 2007 г., после доработки – 8 ноября 2007 г.

Разработке моделей лазерного диода с внешним резонатором посвящено большое число работ, начиная с основополагающей [5] и заканчивая рядом работ, направленных на улучшение этой модели [6–8]. Однако недостатком всех этих моделей является то, что в них не учитывается распределение оптических полей внутри такой сложной системы, как лазерный диод с волоконной брэгговской решеткой (ВБР). Поэтому в данной работе за основу была взята модель, рассмотренная в работе [9] для C^3 -лазеров, которая позволила рассчитать ширину линии излучения лазера с внешним резонатором [10], а также описать динамику его излучения [11]. Суть этой модели заключается в том, что система (1) (см. ниже) предназначена для определения набора мод, которые могут существовать в резонаторе лазера с ВБР. Плотность же фотонов (оптическая мощность) в каждой моде и ток накачки определяются из стационарного решения скоростных уравнений (12), (13).

Целью данной работы является дальнейшее теоретическое и экспериментальное исследование характеристик одночастотного лазера, разработанного в [2]. Ниже представлена модель, позволившая описать режим одночастотной генерации лазера без учета спектрального выгорания носителей.

2. Теория

Схема полупроводникового лазера с ВБР дана на рис.1. Волоконный световод с брэгговской решеткой рассматривается как открытый резонатор с коэффициентами отражения зеркал R_2 и R_B , заполненный средой с показателями преломления n_2 и n_B . В этом случае в соответствии с работами [9, 11] поле внутри резонатора представим следующим образом:

$$U_i(z) = \begin{cases} A_i \sin[\beta_{1i}(z+L)] & -L \leq z \leq -(L_2+L_3) \\ B_i \sin(\beta_{3i}z) + C_i \cos(\beta_{3i}z) & -(L_2+L_3) \leq z \leq -L_2 \\ D_i \sin(\beta_{2i}z) + E_i \cos(\beta_{2i}z) & -L_2 \leq z \leq 0 \\ [R_i(z) - S_i(z)] \sin[\beta_0(z-L_B)] & 0 \leq z \leq L_B, \end{cases} \quad (1)$$

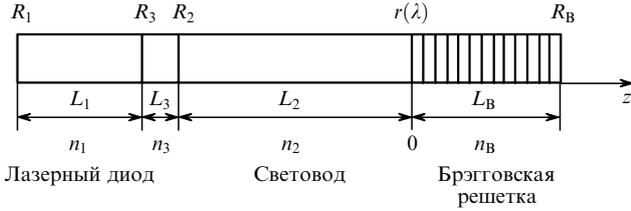


Рис.1. Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой в волоконном световоде ($L_1, n_1, L_2, n_2, L_3, n_3, L_B, n_B$ – длины и показатели преломления полупроводникового лазера, волоконного световода, воздушного зазора и брэгговской решетки; R_1, R_2, R_3, R_B – коэффициенты отражения; $r(\lambda)$ – коэффициент отражения на границе волоконный световод – брэгговская решетка).

где $\beta_{1i} = 2\pi n_1/\lambda_i, \beta_{2i} = 2\pi n_2/\lambda_i, \beta_{3i} = 2\pi n_3/\lambda_i, \beta_0 = 2\pi n_B/\lambda_B$ – постоянные распространения в соответствующих областях; λ_B – длина волны Брэгга; $L = L_1 + L_2 + L_3$. В (1) автоматически выполняются граничные условия $U_i(-L) = U_i(L_B) = 0$. Коэффициенты A_i, B_i, C_i, D_i, E_i не зависят от z . В последнем выражении в системе (1) между $R_i(z)$ и $S_i(z)$ поставлен знак минус, учитывающий, что падающая волна $R_i(z)$ распространяется в противоположном по сравнению с отраженной волной $S_i(z)$ направлении.

Выражения для коэффициентов $R_i(z)$ и $S_i(z)$ заимствованы из работ [3, 12]:

$$R_i(z) = R(0) \frac{\gamma_i \cosh[\gamma_i(z - L_B)] - \theta_i \sinh[\gamma_i(z - L_B)]}{\gamma_i \cosh(\gamma_i L_B) + \theta_i \sinh(\gamma_i L_B)}, \quad (2)$$

$$S_i(z) = R(0) \frac{\gamma_{1i} \cosh[\gamma_i(z - L_B)] + \chi_i \sinh[\gamma_i(z - L_B)]}{\gamma_i \cosh(\gamma_i L_B) + \theta_i \sinh(\gamma_i L_B)}. \quad (3)$$

Коэффициент отражения на границе волоконный световод – брэгговская решетка ($z = 0$) рассчитывается по формуле

$$r = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{\gamma_{1i} \cosh(\gamma_i L_B) - \chi_i \sinh(\gamma_i L_B)}{\gamma_i \cosh(\gamma_i L_B) + \theta_i \sinh(\gamma_i L_B)}, \quad (4)$$

причем коэффициент отражения по мощности $R = |r|^2$.

Коэффициенты, входящие в (2)–(4), определяются следующим образом:

$$\gamma_i^2 = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right)^2 + K_0^2, \quad \delta_i = \beta_i - \beta_0 = 2\pi n_B \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_B}\right),$$

$$\gamma_{1i} = \xi \gamma_i, \quad \xi = r_0 \exp(-j2\beta_0 L_B), \quad r_0 = \sqrt{R_B}, \quad (5)$$

$$\theta_i = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right) + jK_0 \xi, \quad \chi_i = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right) \xi + jK_0,$$

где γ_i – дисперсионное соотношение; α_B – потери в брэгговской решетке; K_0 – коэффициент связи между встречными волнами; j – мнимая единица.

Сшивая решения для поля $U_i(z)$ и производной $dU_i(z)/dz$ в точках $z = 0, -L_2, -(L_2 + L_3)$, получаем характеристическое уравнение, определяющее длины волн излучения, которое может распространяться в системе, показанной на рис.1:

$$a_{1i}d_{1i} + a_{2i}d_{1i} - f_i(b_{1i}d_{2i} + d_{1i}b_{2i}) = 0, \quad (6)$$

где

$$a_{1i} = \beta_{2i} \sin(\beta_{2i} L_2) \sin(\beta_{3i} L_2) + \beta_{3i} \cos(\beta_{3i} L_2) \cos(\beta_{2i} L_2);$$

$$a_{2i} = \beta_{3i} \sin(\beta_{3i} L_2) \cos(\beta_{2i} L_2) - \beta_{2i} \sin(\beta_{2i} L_2) \cos(\beta_{3i} L_2);$$

$$b_{1i} = \beta_{3i} \cos(\beta_{3i} L_2) \sin(\beta_{2i} L_2) - \beta_{2i} \cos(\beta_{2i} L_2) \sin(\beta_{3i} L_2);$$

$$b_{2i} = \beta_{2i} \cos(\beta_{2i} L_2) \cos(\beta_{3i} L_2) + \beta_{3i} \sin(\beta_{3i} L_2) \sin(\beta_{2i} L_2);$$

$$d_{1i} = \beta_{1i} \cos(\beta_{1i} L_1) \sin[\beta_{3i}(L_2 + L_3)] \quad (7)$$

$$+ \beta_{3i} \sin(\beta_{1i} L_1) \cos[\beta_{3i}(L_2 + L_3)];$$

$$d_{2i} = \beta_{1i} \cos(\beta_{1i} L_1) \cos[\beta_{3i}(L_2 + L_3)]$$

$$- \beta_{3i} \sin(\beta_{1i} L_1) \sin[\beta_{3i}(L_2 + L_3)].$$

Коэффициент f_i в пренебрежении членом, содержащим γ_i/β_{2i} , может быть записан в следующем виде:

$$f_i = -\frac{\beta_0}{\beta_{2i}} \cot(\beta_0 L_B). \quad (8)$$

В дальнейшем нам потребуются соотношения между коэффициентами

$$\frac{B_i}{A_i} = \frac{1}{\beta_{3i}} \{ \beta_{1i} \cos(\beta_{1i} L_1) \cos[\beta_{3i}(L_2 + L_3)]$$

$$- \beta_{3i} \sin(\beta_{1i} L_1) \sin[\beta_{3i}(L_2 + L_3)] \},$$

$$\frac{C_i}{A_i} = \frac{1}{\beta_{3i}} \{ \beta_{1i} \cos(\beta_{1i} L_1) \sin[\beta_{3i}(L_2 + L_3)]$$

$$+ \beta_{3i} \sin(\beta_{1i} L_1) \cos[\beta_{3i}(L_2 + L_3)] \},$$

$$\frac{D_i}{A_i} = \frac{1}{\beta_{2i}} \left\{ \frac{B_i}{A_i} [\beta_{2i} \sin(\beta_{2i} L_2) \sin(\beta_{3i} L_2)$$

$$+ \beta_{3i} \cos(\beta_{3i} L_2) \cos(\beta_{2i} L_2)] + \frac{C_i}{A_i} [-\beta_{2i} \sin(\beta_{2i} L_2) \quad (9)$$

$$\times \cos(\beta_{3i} L_2) + \beta_{3i} \sin(\beta_{3i} L_2) \cos(\beta_{2i} L_2)] \right\},$$

$$\frac{E_i}{A_i} = \frac{1}{\beta_{2i}} \left\{ \frac{B_i}{A_i} [-\beta_{2i} \cos(\beta_{2i} L_2) \sin(\beta_{3i} L_2)$$

$$+ \beta_{3i} \cos(\beta_{3i} L_2) \sin(\beta_{2i} L_2)] + \frac{C_i}{A_i} [\beta_{2i} \cos(\beta_{2i} L_2)$$

$$\times \cos(\beta_{3i} L_2) + \beta_{3i} \sin(\beta_{3i} L_2) \sin(\beta_{2i} L_2)] \right\},$$

$$\frac{R(0)}{A_i} = -\frac{E_i}{A_i} \frac{1}{(1-r) \sin(\beta_0 L_B)}.$$

Коэффициент A_i определяется из условия нормировки [9]:

$$A_i^2 = 2 \left\{ n_1^2 V_1 + n_2^2 V_2 \left[\left(\frac{D_i}{A_i} \right)^2 + \left(\frac{E_i}{A_i} \right)^2 \right] + 2n_B^2 V_B \left| \left[\frac{R(0)}{A_i} \right]^2 f_{li} \right| \right\}^{-1} \quad (10)$$

Коэффициент f_{li} рассчитывается по формуле

$$f_{li} = \left[(\gamma_{2i}^2 - \psi_i^2) + \frac{2\gamma_{2i}\psi_i \sinh^2(\gamma_i L_B) + \gamma_{2i}^2 + \psi_i^2}{2\gamma_i L_B} \sinh(2\gamma_i L_B) \right] \times \{ 4[\gamma_i \cosh(\gamma_i L_B) + \theta_i \sinh(\gamma_i L_B)]^2 \}^{-1}, \quad (11)$$

где $\psi_i = \theta_i + \chi_i$; $\gamma_{2i} = \gamma_i - \gamma_{1i}$.

Скоростные уравнения, определяющие динамику излучения системы, могут быть записаны в следующем виде:

$$\frac{dS_i}{dt} = c_0 \left[\frac{1}{n_1} F_{1i} (\Gamma_a g_i - \alpha_{1\Sigma}) - \frac{1}{n_2} F_{2i} \alpha_{2\Sigma} - \frac{1}{n_3} F_{3i} \alpha_{3\Sigma} - \frac{1}{n_B} F_{Bi} \alpha_{B\Sigma} \right] S_i + \beta \frac{V_1}{V_\Sigma} R_{sp}, \quad (12)$$

$$\frac{dn_a}{dt} = \frac{I\eta}{eV_a} - R_{sp} - c_0 \frac{1}{n_1} \frac{V_\Sigma}{V_1} \sum_i F_{1i} \Gamma_a g_i S_i, \quad (13)$$

где c_0 – скорость света в вакууме; Γ_a – коэффициент оптического ограничения; β – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; $V_\Sigma = V_1 + V_2 + V_3 + V_B$ – суммарный объем; I – ток накачки; V_a – объем активной области лазера; n_a – плотность носителей в активной области лазера; η – дифференциальная эффективность.

Усредненная плотность фотонов

$$S_i = \frac{1}{V_\Sigma} (V_1 S_{1i} + V_2 S_{2i} + V_B S_{Bi}), \quad (14)$$

где $V_1 = L_1 w L_a / \Gamma_a$; $V_2 = \frac{1}{4} \pi d^2 L_2$; $V_B = \frac{1}{4} \pi d^2 L_B$; w и L_a – ширина и толщина активной области лазера; d – диаметр моды волоконного световода. Поскольку $V_1, V_2, V_B \gg V_3$, в (14) членом $V_3 S_3$ пренебрегается.

Учитывая, что

$$\frac{S_{2i}}{S_{1i}} = \left[\left(\frac{D_i}{A_i} \right)^2 + \left(\frac{E_i}{A_i} \right)^2 \right] \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2, \quad (15)$$

$$\frac{S_{Bi}}{S_{1i}} = 2 \left(\frac{R(0)}{A_i} \right)^2 \left(\frac{n_B}{n_1} \right)^2 f_{li}, \quad (16)$$

плотность фотонов в лазере определяется выражением

$$S_{li} = S_i V_\Sigma \left\{ V_1 + \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 V_2 \left[\left(\frac{D_i}{A_i} \right)^2 + \left(\frac{E_i}{A_i} \right)^2 \right] + 2 \left(\frac{n_B}{n_1} \right)^2 V_B \left| \left(\frac{R(0)}{A_i} \right)^2 f_{li} \right| \right\}^{-1}. \quad (17)$$

Коэффициенты F_i , входящие в (12) и (13), определяются как

$$F_{1i} = \frac{1}{2} n_1^2 V_1 A_i^2, \quad F_{2i} = \frac{1}{2} n_2^2 V_2 A_i^2 \left[\left(\frac{D_i}{A_i} \right)^2 + \left(\frac{E_i}{A_i} \right)^2 \right],$$

$$F_{3i} = \frac{1}{2} n_3^2 V_3 A_i^2 \left[\left(\frac{B_i}{A_i} \right)^2 + \left(\frac{C_i}{A_i} \right)^2 \right], \quad (18)$$

$$F_{Bi} = n_B^2 V_B A_i^2 \left| \left(\frac{R(0)}{A_i} \right)^2 f_{li} \right|.$$

Учитывая (14)–(18), получаем равенство для последнего члена в уравнении (13):

$$\frac{c_0 V_\Sigma}{n_1 V_1} \sum_i F_{1i} \Gamma_a g_i S_i = \frac{c_0}{n_1} \sum_i \Gamma_a g_i S_{1i}. \quad (19)$$

Оптические потери, входящие в уравнение (12), могут быть записаны в следующем виде:

$$\alpha_{1\Sigma} = \alpha_{10} + \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_1}, \quad \alpha_{2\Sigma} = \alpha_{20} + \frac{1}{2L_2} \ln \frac{1}{(1 - R_2)^2},$$

$$\alpha_{3\Sigma} = \alpha_{30} + \frac{1}{2L_3} \ln \frac{1}{(1 - R_3)^2}, \quad (20)$$

$$\alpha_{B\Sigma} = \frac{1}{2L_B} \ln \frac{1}{|r|^2 + (1 - |r|^2)^2 R_B \exp(-2\alpha_{B0} L_B)},$$

где $\alpha_{10}, \alpha_{20}, \alpha_{30}, \alpha_{B0}$ – нерезонансные потери в соответствующих областях; r находится из формулы (4).

Оптические потери α_{30} в воздушном зазоре определяются эффективностью ввода k_{in} излучения лазера в волоконный световод:

$$\alpha_{30} = \frac{1}{L_3} \ln \frac{1}{k_{in}}, \quad (21)$$

где величина k_{in} принималась равной 50 %.

Коэффициент усиления в соответствии с [13] рассчитывался с использованием модели без обращения масс и без выполнения правила отбора по волновому вектору:

$$g(h\nu) = G_0 \sum_i \sum_{n,k} \left\{ m_{hi} \ln \left[\frac{1 + \exp[(F_c - h\nu - E_{vni})/kT]}{1 + \exp[(F_c - E_{cni})/kT]} \right] \times \frac{1 + \exp[(F_v + h\nu - E_{cki})/kT]}{1 + \exp[(F_v - E_{vki})/kT]} \right\}, \quad (22)$$

где

$$G_0 = - \frac{\pi e^2 \hbar}{m_0^2 \epsilon_0 N_a c h\nu} \frac{m_c k T}{(\pi \hbar^2 L_a)^2} 4\pi a_0^2 L_a |M|^2;$$

$h\nu$ – энергия фотона; $|M|^2$ – усредненный квадрат матричного элемента; $E_{cni} = E_{ca} + E_{cn}$; $E_{vni} = E_{va} - E_{vn}$; $i = h, l$ – тяжелые и легкие дырки соответственно; индексы в суммировании n, k – номера подзон в квантовой яме; E_{ca}, E_{va} – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в активной области; E_{cn}, E_{vn} – основные состояния электронных и дырочных подзон; a_0 – эффективный борковский радиус примеси; N_a – показатель преломления активной области; F_c и F_v – квазиуровни Ферми в зоне проводимости и в валентной зоне.

Скорость спонтанных переходов можно выразить через коэффициент усиления с помощью выражения

$$r_{sp}(hv) = \frac{8\pi(N_a hv)^2}{h^3 c^2 \{\exp\{[hv - (F_c - F_v)/kT] - 1\}} [-g(hv)]. \quad (23)$$

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации

$$R_{sp} = \int r_{sp}(hv) d(hv), \quad (24)$$

где нижний предел интегрирования в (24) берется равным $E_{ga} + E_{c1} + E_{v1h}$, а верхний его предел ограничивается высотой потенциальных барьеров в квантовой яме.

Для системы $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ зависимость ширины запрещенной зоны для активной области E_{ga} и для волноводных слоев E_{gb} от температуры и плотности носителей определяется в виде

$$E_{gi}(T, n_i, p_i, x_i) = 1.519 - 5.405 \times 10^{-4} \frac{T^2}{204 + T} + 1.247x_i - k_g(n_i^{1/3} + p_i^{1/3}), \quad (25)$$

где индексом $i = a, b$ обозначены активная область и волноводные слои соответственно.

Плотности электронов и дырок в активной области лазера выражаются как

$$n_a(F_c) = \rho_c kT \sum_n \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(F_c - E_{ca} - E_{cn})/kT]}{1 + \exp[(F_c - E_{cb})/kT]} \right\}, \quad (26)$$

$$p_a(F_v) = kT \sum_{n,i} \rho_{vit} \ln \left\{ \frac{1 + \exp[(E_{va} - E_{vin} - F_v)/kT]}{1 + \exp[(E_{vb} - F_v)/kT]} \right\}, \quad (27)$$

где $\rho_c = m_c/(\pi \hbar^2 L_a)$ и $\rho_{vit} = m_{vi}/(\pi \hbar^2 L_a)$ – эффективные плотности состояний ($i = h, l$); E_{cb}, E_{vb} – дно зоны проводимости и потолок валентной зоны в волноводной области соответственно. Концентрации носителей в волноводном слое таковы:

$$n_b(F_c) = \int_{E_{cb}}^{E_{cem}} \rho_{bc}(E) f_c(E) dE, \quad (28)$$

$$p_b(F_v) = \sum_i \int_{E_{vem}}^{E_{vb}} \rho_{bvi}(E) [1 - f_v(E)] dE,$$

где ρ_{bc} и ρ_{bvi} – эффективные плотности состояний в волноводном слое; E_{cem}, E_{vem} – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в эмиттерном слое.

Квазиуровни Ферми F_c и F_v связаны между собой уравнением электронейтральности:

$$L_a [n_a(F_c) - p_a(F_v)] + L_b [n_b(F_c) - p_b(F_v)] = 0, \quad (29)$$

где L_b – толщина волноводного слоя.

Оптическая мощность на выходе лазерного резонатора с коэффициентом отражения R_1 есть

$$P = hv \frac{c}{n_1} A_c (1 - R_1) \sum_i S_{li}, \quad (30)$$

где A_c – площадь поперечного сечения излучающей области лазера.

3. Расчет характеристик лазера

В данной работе нас, в основном, интересуют спектральные характеристики лазера, т.к. он предназначен для точной настройки длины волны излучения на D_2 -линию цезия.

В расчетах использовались следующие значения: $x_a = 0, x_b = 0.33, \Gamma_a = 0.024, L_1 = 0.06$ см, $L_2 = 0.76$ см, $L_3 = 30$ мкм, $L_B = 0.6$ см, $n_1 = 3.3, n_2 = 1.5, n_3 = 1.0, n_B = 1.5, d = 5$ мкм, $V_1 = 1.25 \times 10^{-9}$ см³, $V_2 = 1.49 \times 10^{-7}$ см³, $V_3 = 1.96 \times 10^{-10}$ см³, $V_B = 1.18 \times 10^{-7}$ см³, $R_1 = 0.3, R_2 = 0.04, R_3 = 0.005, R_B = 0.04, \alpha_{01} = 15$ см⁻¹, $\alpha_{02} = 0, \alpha_{B0} = 0.5$ см⁻¹, $\eta = 1, dn/dT = 0.77 \times 10^{-4}$ К⁻¹, $k_g = 2 \times 10^{-8}$ эВ·см, $\alpha_T = 5.74 \times 10^{-6}$ К⁻¹, $T_0 = 293$ К.

Величину коэффициента связи K_0 между падающей и отраженной волнами ВБР определим из экспериментальной зависимости коэффициента пропускания последней. На рис.2 представлены теоретические и экспериментальные спектральные зависимости коэффициента пропускания ВБР. Коэффициент пропускания $K_{tr} = 10 \log(1 - |r|^2)$, где r определяется формулой (4). Видно, что при $K_0 L_B = 10$ и потерях $\alpha_B = 0.5$ см⁻¹ теория удовлетворительно совпадает с экспериментом. Штриховой кривой на рис.2 дана зависимость для $\alpha_B = 0.05$ см⁻¹. Таким образом, для расчетов примем, что $K_0 = 10/L_B$ и $\alpha_B = 0.5$ см⁻¹.

На рис.3 представлена зависимость длины волны излучения лазера от его температуры при постоянном токе

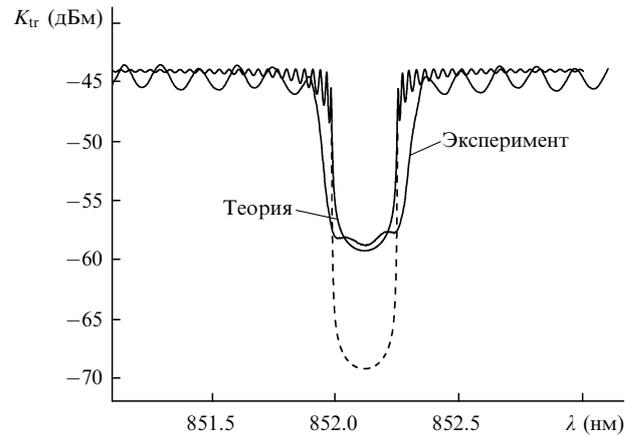


Рис.2. Экспериментальный и теоретический спектры коэффициента пропускания ВБР для $K_0 L_B = 10$ и $\alpha_B = 0.5$ см⁻¹. Штриховая кривая – теоретическая характеристика для $K_0 L_B = 10$ и $\alpha_B = 0.05$ см⁻¹.

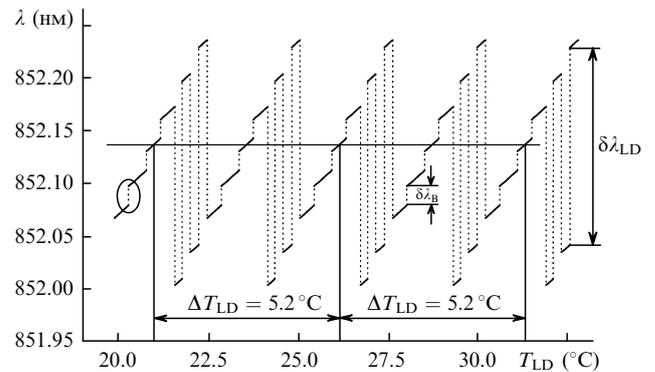


Рис.3. Зависимости длины волны излучения от температуры лазерного диода при постоянном токе накачки и постоянной температуре световода и ВБР. Кружком выделена область переключения с одной моды лазера на другую моду.

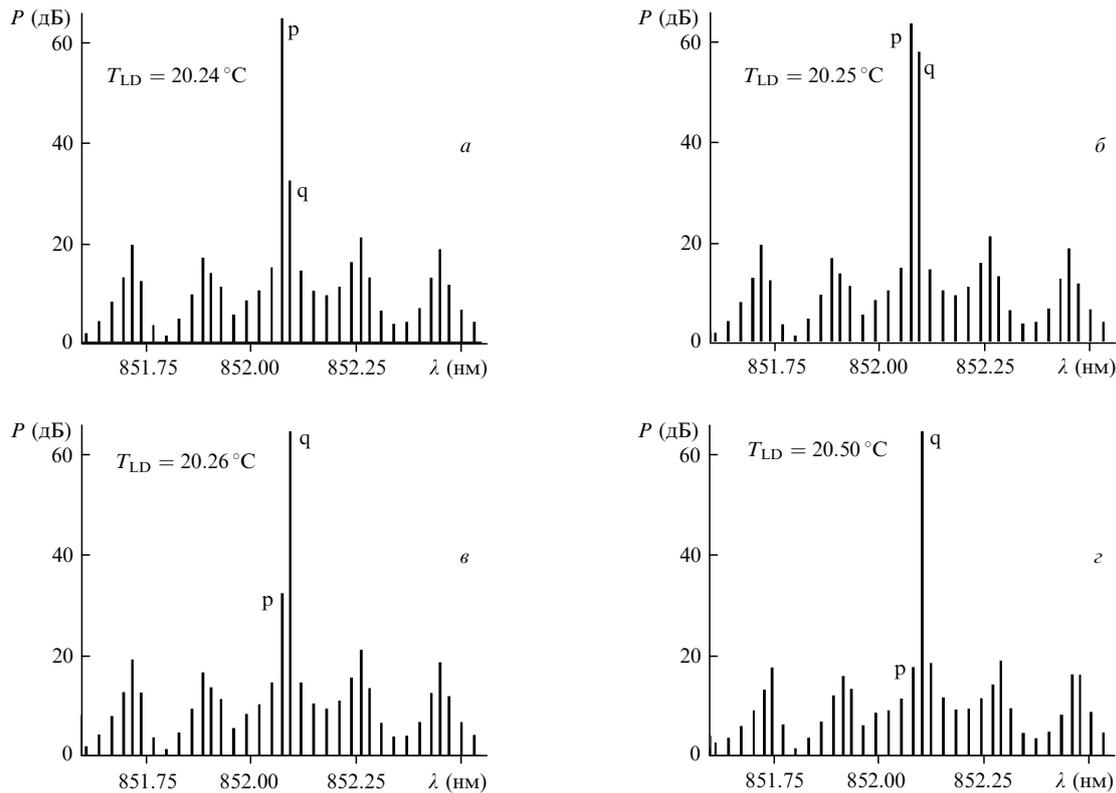


Рис.4. Спектральные характеристики лазера с ВБР при мощности излучения 10 мВт и различных температурах лазерного диода. Буквами р и q обозначены две конкурирующие моды.

накачки, а также постоянной температуре ВБР. При изменении T_{LD} изменяются его длина, показатель преломления и остальные величины, определяемые выражениями (22)–(28). Для расчетов использовалась следующая зависимость показателя преломления лазера от температуры:

$$n_1(T) = n_1 \left[1 + \frac{dn}{dT}(T - T_0) \right], \quad (31)$$

а для длины резонатора лазера

$$L_1(T) = L_1[1 + \alpha_T(T - T_0)], \quad (32)$$

где α_T – коэффициент линейного расширения GaAs/AlGaAs.

Из рис.3 видно, что с увеличением температуры происходит периодическое переключение излучения лазера с моды на моду. При этом модовый состав определяется суперпозицией мод лазерного диода ($\delta\lambda_{LD} = 1.67 \text{ \AA}$) и мод внешнего резонатора ($\delta\lambda_B = 0.19 \text{ \AA}$). Кружком на рис.3 выделена одна из областей переключения длины волны излучения лазера с одной моды на другую.

На рис.4 продемонстрировано поведение спектра излучения лазера в пределах выделенной области. Здесь представлены в логарифмическом масштабе спектральные характеристики лазера с брэгговской решеткой при мощности излучения 10 мВт и различных температурах. Из рис.4,б видно, что одновременная генерация двух мод возможна в небольшой области температур. Достаточно отклониться от этой области всего лишь на $\pm 0.01 \text{ }^\circ\text{C}$, как возникает устойчивая одночастотная генерация, причем отношение интенсивностей генерирующей и близлежащей мод составляет не менее 30 дБ для случаев, показан-

ных на рис.4,а и в, и не менее 45 дБ для случая, показанного на рис.4,г. Буквами р и q на рис.4 обозначены две конкурирующие моды.

Расчеты показали, что одночастотный режим генерации устанавливается практически сразу при небольших превышениях тока накачки над порогом. Подавление боковых мод превышает 30 дБ, и это отношение интенсивностей обеспечивается не спектральным выгоранием носителей, а селективными свойствами внешнего резонатора.

4. Эксперимент

Ниже представлены результаты исследования характеристик полупроводникового лазера с ВБР, используемого для накачки АЛТ.

Основной целью эксперимента являлось определение рабочих токов и температур лазера при постоянной температуре брэгговской решетки, при которых осуществлялась точная настройка на D_2 -линию цезия. АЛТ ведет себя как резонатор, в котором выходной ток зависит от частоты действующего сигнала. Форма резонансной кривой показана на рис.5 [1]. Она имеет узкую центральную часть, называемую интерференционными осцилляциями Рэмси и расположенную в центре более широкой структуры, известной как пьедестал Раби. В данной работе использовалась АЛТ, в которой центральная часть резонансной кривой инвертирована и ее резонансный пик соответствует минимуму. Регистрация точной настройки АЛТ на D_2 -линию цезия проводилась по вольтметру, напряжение на котором должно было упасть с 1.0 В до менее 0.1 В. Напомним, что в исследуемой конструкции излучателя возможно независимое друг от друга изменение температур лазерного диода и ВБР [2].

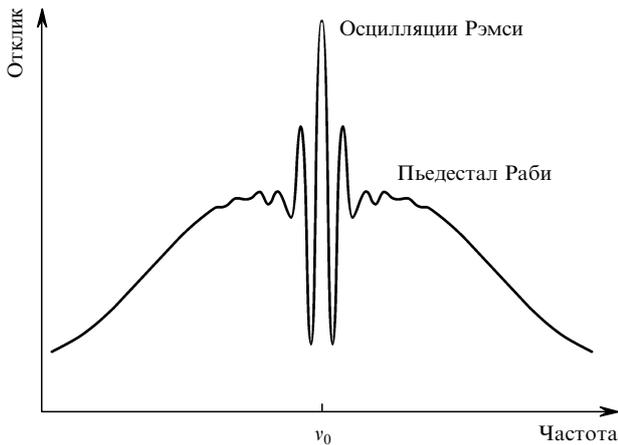


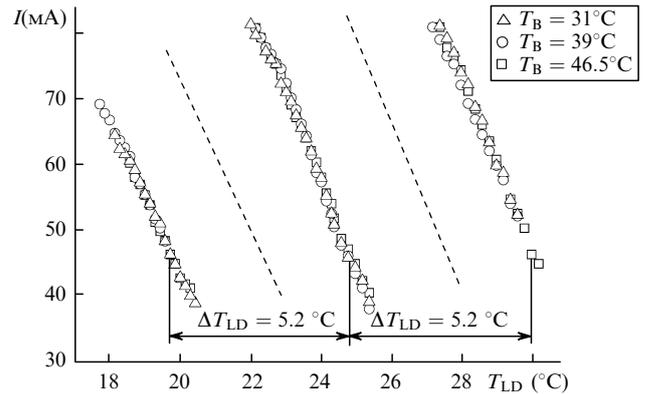
Рис.5. Форма резонансной кривой для цезиевой лучевой трубки [1].

На рис.6 представлены зависимости тока накачки от температуры лазерного диода при заданных температурах решетки 31, 39 и 46.5 °С. Видно, что при изменении температуры лазерного диода наблюдаются три ветви, которые характеризуют точную настройку длины волны излучения на D₂-линию цезия. Характерной особенностью этого графика является то, что, несмотря на различие в температурах решеток, кривые накладываются друг на друга. Измерения показали, что наклон зависимости I/T_{LD} постоянен, воспроизводится от образца к образцу и составляет $\sim 12.8 \text{ mA}\cdot\text{K}^{-1}$. Расстояния между ветвями также воспроизводятся и равны 5.2–5.5 °С. Поведение характеристик на рис.6 можно понять, если обратиться к рис.3, из которого видно, что постоянная длина волны излучения (прямая линия) может быть получена при различных температурах лазерного диода. В соответствии с рис.3 и аналогичным ему экспериментальным графиком между ветвями на рис.6 должны присутствовать зависимости, представленные штриховой линией. Однако они не отмечены как рабочие, поскольку при параметрах лазера, соответствующих этим кривым, напряжение на вольтметре падало с 1.0 В до ~ 0.2 В. Критерием же настройки на D₂-линию цезия являлось уменьшение напряжения до 0.1 В и ниже. Физическая причина такого поведения требует дальнейших исследований.

Как показал эксперимент, возможна непрерывная перестройка мощности излучения от 1 до 12 мВт при точном попадании в D₂-линию цезия за счёт изменения тока накачки и температуры лазерного диода при постоянной температуре ВБР.

5. Заключение

1. Представленная модель позволила описать одночастотный режим генерации лазера с ВБР без учета спектрального выгорания носителей. При этом наблюдается

Рис.6. Зависимости тока накачки от температуры лазерного диода при оптимальной настройке на D₂-линию цезия и различных постоянных температурах решетки.

сильное (более 30 дБ) подавление боковых мод, а при переключении генерации с моды на моду нет «развала» спектра излучения на несколько продольных мод.

2. Одночастотный режим устанавливается практически с порога генерации лазера с брэгговской решеткой.

3. Эксперимент показал, что существуют три ветви, на которых возможна точная настройка на D₂-линии цезия при изменении температуры лазерного диода при трех различных фиксированных температурах ВБР. Указанным на рис.6 токам накачки лазерного диода соответствуют мощности излучения от 1 до 12 мВт.

4. Результаты эксперимента могут быть использованы разработчиками атомно-лучевых трубок при конструировании системы обратной связи для поддержания длины волны излучения лазера, соответствующей D₂-линии цезия.

1. Одуан К., Гино Б. *Измерение времени. Основы GPS* (М.: Техносфера, 2002).
2. Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 741 (2006).
3. Suemitsu Y., Adams A.R. *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits* (London: Chapman and Hall, 1994).
4. Батрак Д.В., Богатов А.П., Каменец Ф.Ф. *Квантовая электроника*, **33**, 941 (2003).
5. Lang R., Kobayashi K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **16**, 347 (1980).
6. Hui R.-Q., Tao S.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1580 (1989).
7. Park J.-D., Seo D.S., McInerney J.G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 1353 (1990).
8. Abdulrhmann S.G., Ahmed M., Okamoto T., Ishimori W., Yamada M. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 1265 (2003).
9. Marcuse D., Lee T.-P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **20**, 166 (1984).
10. Li L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 3 (1990).
11. Гавриленко Н.Н., Курносов В.Д., Семенова О.Ф. и др. *Квантовая электроника*, **19**, 845 (1992).
12. *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры*. Под ред. У. Тсанга (М.: Радио и связь, 1990).
13. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 918 (2006).