

Спектральные характеристики излучателя, предназначенного для накачки и детектирования эталонного квантового перехода цезиевого стандарта частоты

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, В.И.Романцевич,
Р.В.Чернов, А.А.Мармалюк, Н.А.Волков, В.С.Жолнеров

Представлены экспериментальные и расчетные спектральные характеристики излучателя на основе лазерного диода с брэгговской решеткой, питаемого термоохладителем. Разработана модель излучателя с учетом давления, возникающего после напайки брэгговской решетки на термоохладитель, а также температуры и дисперсии. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных спектральных характеристик излучателя и показано их удовлетворительное совпадение.

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

1. Введение

Разработка лазерных излучателей, предназначенных для использования в качестве высокостабильных источников резонансного излучения для накачки и детектирования эталонного квантового перехода в квантовых стандартах частоты (КСЧ) на пучках и парах атомов цезия (^{133}Cs) и рубидия (^{87}Rb), является важнейшим направлением, обеспечивающим дальнейшее улучшение технических характеристик глобальных навигационных спутниковых систем GPS и ГЛОНАСС.

Для оптической накачки и детектирования квантового перехода в работе [1] предложена специальная конструкция одночастотного излучателя с волоконной брэгговской решеткой (ВБР). Лазерный диод (ЛД) и ВБР устанавливаются на два отдельных термоэлектроохладителя (ТЭО), которые позволяют осуществлять независимую настройку на D_2 -линию атома цезия. В работе [2] предложена модель для расчета спектральных характеристик ЛД с ВБР и показано, что длину волны излучения лазера можно варьировать за счет изменения тока накачки и температуры ЛД и ВБР. В этих работах использовалась технология крепления ВБР на ТЭО с помощью эластосила. Однако в случае лазеров, предназначенных для работы в космосе, желательно вместо эластосила использовать припой для напайки металлизированного волокна с ВБР на ТЭО.

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы спектральные характеристики лазерного излучателя, у которого волокно напаяно на ТЭО с помощью припоя ПОИН-52 (48 % олова, 52 % индия).

А.В.Иванов, В.Д.Курносков, К.В.Курносков, В.И.Романцевич, Р.В.Чернов, А.А.Мармалюк, Н.А.Волков. ФГУП «НИИ "Полус" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: webeks@mail.ru, marm@splus.ru
В.С.Жолнеров. ОАО «РИРВ», Россия, 191124 С.-Петербург, пл. Растрелли, 2

Поступила в редакцию 18 марта 2011 г., после доработки – 7 июня 2011 г.

Одним из ключевых элементов атомно-лучевых трубок (АЛТ) для КСЧ является система автоматической подстройки частоты (АПЧ) излучения лазера, работающая в условиях различных механико-климатических внешних воздействий. Поэтому разработчиков АЛТ прежде всего интересуют зависимости длины волны излучения лазера от его тока накачки и температуры, а также от температуры ВБР.

При работе излучателя вследствие постепенной деградации ЛД увеличивается его ток накачки, и при определенном токе наступает момент, когда длина волны излучения лазера переключается на соседнюю моду и уже не совпадает с линией поглощения атома цезия. Чтобы избежать этого, необходимо изменить температуру либо ЛД, либо ВБР. Поэтому возникает вопрос: каким из этих параметров лучше управлять при построении системы АПЧ? Для ответа на этот вопрос в настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы зависимости длины волны излучения ЛД от температуры и ЛД и ВБР. При проведении расчетов будем опираться на модель, рассмотренную в работе [2].

2. Модель лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой

Схема лазерного диода с ВБР приведена на рис.1. Поле внутри резонатора представим следующим образом [2]:

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

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 .

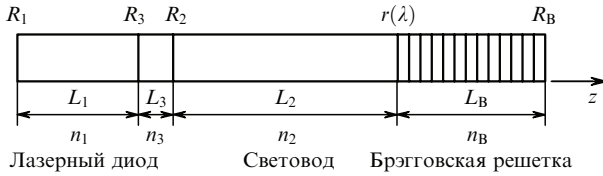


Рис. 1. Схема лазерного диода с брэгговской решеткой в волоконном световоде ($L_1, n_1, L_2, n_2, L_3, n_3, L_B, n_B$ – длины и показатели преломления лазерного диода, волоконного световода, воздушного зазора и брэгговской решетки, R_1, R_2, R_3, R_B – коэффициенты отражения, $r(\lambda)$ – коэффициент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

Выражения для коэффициентов $R_i(z)$ и $S_i(z)$ заимствованы из работ [3, 4]:

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

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

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

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

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

Входящие в (2)–(4) коэффициенты 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.

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 показанной на рис. 1 системе:

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

Коэффициенты $a_{1i}, a_{2i}, b_{1i}, b_{2i}, d_{1i}, d_{2i}, f_i$ определяются формулами (7) и (8) из работы [2].

Усредненная плотность фотонов в резонаторе излучателя [2] есть

$$S_i = \frac{V_1}{V_\Sigma} \beta R_{sp} \left\{ c_0 \left[\frac{1}{n_1} F_{1i}(\alpha_{1\Sigma} - \Gamma_a g_i) + \frac{1}{n_2} F_{2i} \alpha_{2\Sigma} + \frac{1}{n_3} F_{3i} \alpha_{3\Sigma} + \frac{1}{n_B} F_B \alpha_{B\Sigma} \right] \right\}^{-1}, \quad (7)$$

а плотность фотонов в резонаторе ЛД

$$S_{1i} = \frac{V_\Sigma}{V_1} F_{1i} S_i, \quad (8)$$

где c_0 – скорость света в вакууме; Γ_a – коэффициент оптического ограничения; β – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; V_i – объем активной среды ЛД; V_Σ – общий объем излучателя.

Коэффициенты F_{ij} , оптические потери α_i , коэффициент усиления g_i и скорость спонтанной рекомбинации R_{sp} определяются формулами (18), (20), (22) и (24) из работы [2].

Оптическая мощность на выходе резонатора ЛД с коэффициентом отражения R_1 есть

$$P = h\nu \frac{c_0}{n_{1gr}} A_c (1 - R_1) \sum_i S_{1i}, \quad (9)$$

где A_c – площадь поперечного сечения излучающей области лазера; n_{1gr} – групповой показатель преломления в ЛД.

3. Учет влияния давления, температуры и дисперсии на брэгговскую длину волны излучения

При исследовании влияния давления на сдвиг брэгговской длины волны будем опираться на результат работы [5]. Длина волны Брэгга

$$\lambda_B(T_0) = 2n_{B0} \Lambda(T_0), \quad (10)$$

где $n_{B0} = n_B(T_0)$ – эффективный показатель ВБР при температуре T_0 ; $\Lambda(T_0)$ – период модуляции показателя преломления волоконной решетки; T_0 – температура окружающей среды.

Изменение λ_B с давлением

$$\Delta \lambda_{Bp}(T_0) = \lambda_B(T_0) \left[\frac{1}{\Lambda(T_0)} \frac{\partial \Lambda}{\partial P} + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial P} \right] \Delta P, \quad (11)$$

где

$$\frac{1}{\Lambda(T_0)} \frac{\partial \Lambda}{\partial P} = -\frac{1 - 2\mu}{E}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial P} = \frac{n_{B0}^2}{2E} (1 - 2\mu)(2\rho_{12} + \rho_{11});$$

μ – коэффициент Пуассона; E – модуль Юнга; ρ_{11}, ρ_{12} – коэффициенты Поккельса упругооптического тензора; ΔP – приращение давления после напайки ВБР на ТЭО. По формулам (11), (12) можно определить приращение давления ΔP , которое получается после охлаждения ВБР до температуры T_0 .

При изменении температуры ВБР изменяется $\Delta \lambda_{Bp}$. Когда температура ВБР станет равной температуре плавления припоя T_{fus} , который используется для напайки ВБР на ТЭО, величина $\Delta \lambda_{Bp}$ будет равна нулю. Предположим, что $\Delta \lambda_{Bp}$ линейно зависит от температуры ВБР, тогда

$$\Delta \lambda_{Bp}(T_B) = \lambda_B(T_0) K_p, \quad (13)$$

где

$$K_p = \left(\frac{1}{A(T_0)} \frac{\partial A}{\partial P} + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial P} \right) \Delta P \left(1 - \frac{T_B - T_0}{T_{fus} - T_0} \right); \quad + \frac{1}{A(T_0)} \frac{\partial A}{\partial P} \Delta P \left(1 - \frac{T_B - T_0}{T_{fus} - T_0} \right), \quad (19)$$

T_B – температура ВБР. При $T_B = T_0$ формула (13) переходит в (11).

Температурное изменение периода модуляции показателя преломления

$$A(T_B) = A(T_0) \left[1 + \alpha_{Bt}(T_B - T_0) + \frac{1}{A(T_0)} \frac{\partial A}{\partial P} \times \Delta P \left(1 - \frac{T_B - T_0}{T_{fus} - T_0} \right) \right], \quad (14)$$

где α_{Bt} – коэффициент линейного расширения ВБР.

Зависимость показателя преломления ВБР от температуры, давления и дисперсии определяется как

$$n_B(T_B) = n_B(T_0) \left\{ 1 + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial T_B} (T_B - T_0) + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial P} \times \Delta P \left(1 - \frac{T_B - T_0}{T_{fus} - T_0} \right) + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial \lambda} [\lambda - \lambda_B(T_0)] \right\}. \quad (15)$$

Для $\lambda = \lambda_B(T_B)$ с учетом $\lambda_B(T_B) = 2n_B(T_B)A(T_B)$ имеем

$$\lambda_B(T_B) = \lambda_B(T_0)(1 + K)^{-1}(1 + K_t + K_p + K), \quad (16)$$

где

$$K_t = \left(\alpha_{Bt} + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial T_B} \right) (T_B - T_0); \quad K = - \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial \lambda} \lambda_B(T_0).$$

При рассмотрении зависимости спектральных характеристик лазера от изменения температуры ЛД показатель преломления ЛД при фиксированной температуре ВБР T_B можно представить как

$$n_1(T_{LD}) = n_{10} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{10}} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} [\lambda - \lambda_B(T_0)] + \frac{1}{n_{10}} \left(\frac{\partial n_1}{\partial T_{LD}} + \Gamma_a \frac{\partial n_1}{\partial n_a} \frac{\partial n_a}{\partial T_{LD}} \right) (T_{LD} - T_0) \right\}, \quad (17)$$

где n_{10} – показатель преломления ЛД при $T_{LD} = T_0$ и $\lambda = \lambda_B(T_0)$; T_{LD} – температура ЛД; $\partial n_1 / \partial n_a$ – изменение показателя преломления ЛД при изменении плотности носителей в активной области лазера; $\partial n_a / \partial T_{LD}$ – изменение плотности носителей с изменением температуры ЛД.

В настоящей работе мы считаем температуру окружающей среды T_0 фиксированной (изменяется только температура ЛД или ВБР), поэтому показатель преломления световода n_2 (см. рис.1) зависит только от дисперсии:

$$n_2(\lambda) = n_{20} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{20}} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} [\lambda - \lambda_B(T_0)] \right\}, \quad (18)$$

где n_{20} – показатель преломления световода при $T = T_0$ и $\lambda = \lambda_B(T_0)$. Показатель преломления воздушного зазора $n_3 = 1$.

Считаем, что $\Delta L_B / L_B = \Delta A / A$ [5], поэтому зависимость длины брэгговской решетки от температуры может быть записана в виде

$$L_B(T_B) = L_B(T_0) \left[1 + \alpha_{Bt}(T_B - T_0) + \right.$$

а зависимость длины ЛД от температуры

$$L_1(T_{LD}) = L_1(T_0)[1 + \alpha_t(T_{LD} - T_0)], \quad (20)$$

где α_t – коэффициент линейного расширения ЛД.

4. Экспериментальные и расчетные спектральные характеристики излучателя

Перечислим условия, принятые во внимание при расчетах спектральных характеристик излучателя.

1. Не учитывался нагрев активной области ЛД протекающим через него током накачки.

2. Считалось, что ВБР и оптическое волокно имеют нормальную дисперсию. Значения фазового и группового показателей преломления для ВБР и волокна для длины волны $\lambda = 852$ нм взяты из рис.1.4 работы [6], что позволило определить величины $\partial n_2 / \partial \lambda$ и $\partial n_B / \partial \lambda$, которые мы считаем равными друг другу. Для ЛД производная $\partial n_1 / \partial \lambda = -7 \times 10^3$ см⁻¹ заимствована из работы [7]. Групповой показатель преломления $n_{igr} = n_{i0} - \lambda_B \times \partial n_i / \partial \lambda$, где $i = 1, 2, B$.

3. Для активной области ЛД величина $n_{10}^{-1}[\partial n_1 / \partial T + \Gamma_a(\partial n_1 / \partial n_a)(\partial n_a / \partial T)]$ принята равной 0.77×10^{-4} К⁻¹. Величина $\partial n_1 / \partial n_a$ учитывает изменение показателя преломления вследствие инжекции тока накачки и включает в себя аномальную дисперсию, а также вклад плазмы свободных носителей [4].

4. Значения μ , E , ρ_{11} , ρ_{12} , α_{Bt} и $n_{B0}^{-1}(\partial n_B / \partial T)$ взяты из работы [8].

В расчетах использовались следующие параметры: $L_1 = 0.06$ см, $L_2 = 0.76$ см, $L_3 = 30$ мкм, $L_B = 0.4$ см, $n_{10} = 3.3$, $n_{20} = n_{B0} = 1.452$, $n_3 = 1$, $R_1 = 0.3$, $R_2 = 0.04$, $R_3 = 0.005$, $R_B = 0.04$, $\alpha_{01} = 15$ см⁻¹, $\alpha_B = 0.005$ см⁻¹, $\partial n_2 / \partial \lambda = \partial n_B / \partial \lambda = -160$ см⁻¹, $\mu = 0.164$, $E = 7.6 \times 10^7$ Па, $\rho_{11} = 0.121$, $\rho_{12} = 0.27$, $\alpha_{Bt} = 5.4 \times 10^{-7}$ К⁻¹, $\alpha_t = 5.74 \times 10^{-6}$ К⁻¹, $n_{B0}^{-1}(\partial n_B / \partial T) = 6.8 \times 10^{-6}$ К⁻¹, $\Delta P = 7.95 \times 10^7$ Па, $T_0 = 293$ К, $T_{fus} = 387$ К. Недостающие параметры заимствованы из работы [2].

На рис.2,а представлена экспериментальная зависимость длины волны излучения от температуры ЛД при фиксированном токе накачки $I = 43$ мА и температуре ВБР $T_B = 20$ °С. Видно, что длина волны излучения циклически изменяется по модам как ЛД, так и внешнего резонатора. На рис.2,б показаны расчетные зависимости изменения спектра излучения от температуры ЛД, а на рис.2,в представлен спектр модуля коэффициента отражения ВБР, который определяет циклическое изменение длины волны излучения и зависит от коэффициента связи встречных волн K_0 . Расчет $|r^2|$ проводился по формуле (4). Видно, что зависимости на рис.2,а и в удовлетворительно совпадают. На рис.2,г, д и е продемонстрировано поведение спектра излучения в точках 1, 2 и 3 (см. рис.2,в). Спектральные характеристики ЛД с ВБР представлены в логарифмическом масштабе при мощности излучения 10 мВт. Точка 1 соответствует одновременной генерации двух мод ЛД, точка 2 – двух мод внешнего резонатора, а точка 3 – одночастотной генерации излучения. Расчет показывает, что, как и в случае, представленном на рис.4 из работы [2], достаточно отклониться от температур в точках 1 и 2 на 0.1 °С, чтобы иметь устойчивый одночастотный режим генерации.

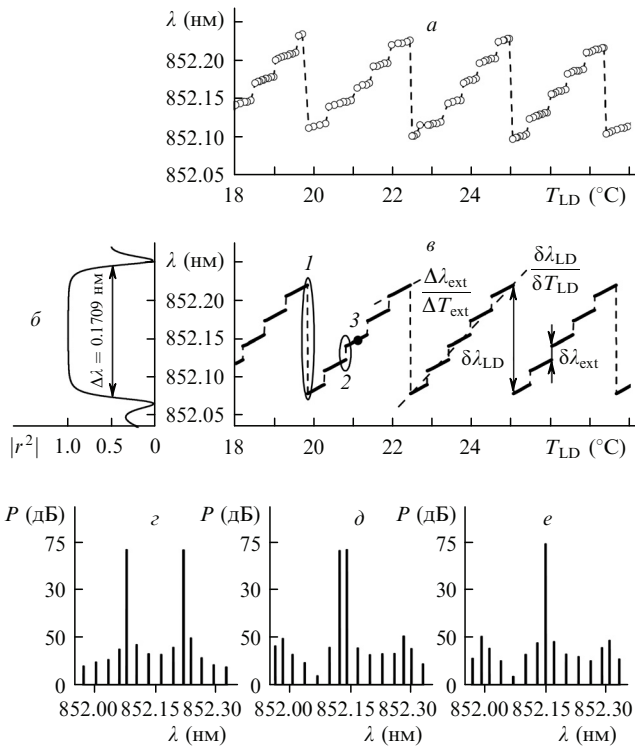


Рис.2. Экспериментальная (а) и расчетная (б) зависимости длины волны излучения ЛД от его температуры при постоянных температуре ВБР и токе накачки ЛД, зависимость модуля коэффициента отражения ВБР от длины волны (б), а также спектры излучения в точках 1, 2 и 3 (з, д, е). Коэффициент связи $K_0 = 9 \text{ см}^{-1}$.

Показанные на рис.2,б–е спектры излучателя рассчитаны для коэффициента связи встречных волн ВБР $K_0 = 9 \text{ см}^{-1}$. Представляет интерес проанализировать поведение спектра излучения при различных значениях K_0 . На рис.3,б и 4,б представлены температурные зависимости длины волны излучения ЛД для коэффициентов связи $K_0 = 15$ и 5 см^{-1} соответственно при постоянной температуре ВБР, равной 20°C . На рис.3,а и 4,а показаны модули коэффициента отражения и диапазоны длин волн (по уровню $0.5|r^2|$) отражения ВБР. Спектры в точках 2

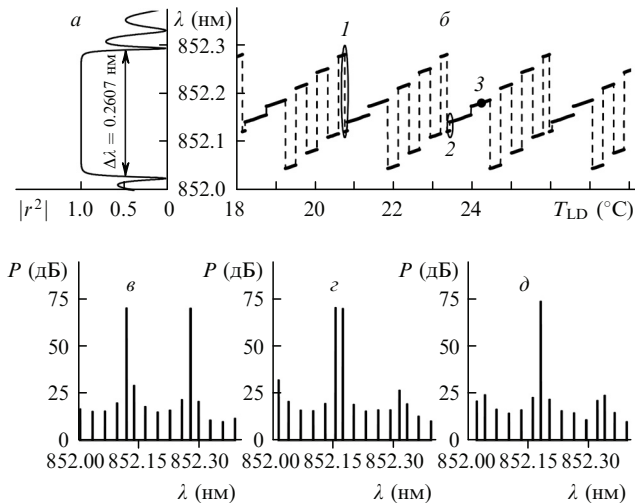


Рис.3. Зависимость модуля коэффициента отражения ВБР от длины волны (а), расчетная зависимость длины волны излучения ЛД от его температуры при постоянных температуре ВБР и токе накачки ЛД (б), а также спектры излучения в точках 1, 2 и 3 (з, д, е). Коэффициент связи $K_0 = 15 \text{ см}^{-1}$.

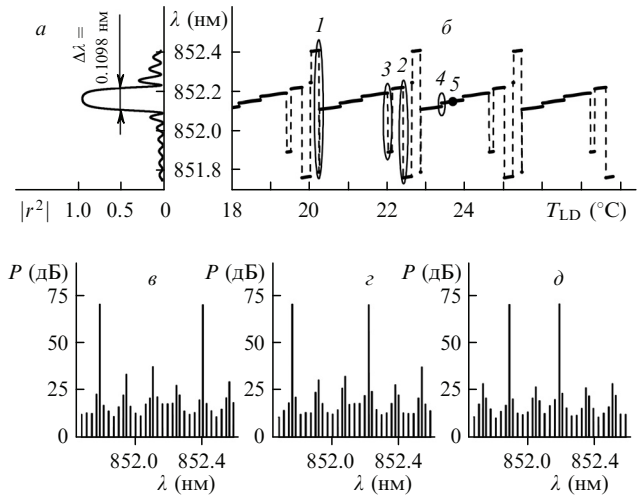


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при коэффициенте связи $K_0 = 5 \text{ см}^{-1}$.

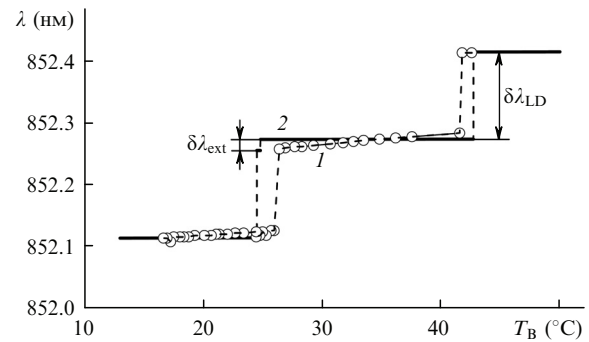


Рис.5. Экспериментальная (1) и расчетная (2) зависимости длины волны излучения от температуры ВБР при постоянных значениях тока накачки и температуры ЛД. Коэффициент связи $K_0 = 9 \text{ см}^{-1}$.

и 3, указанных на рис.3,б и 4,б соответственно, приведены на рис.3,з, д и 4,з, д, д.

Сравнение спектральных характеристик, представленных на рис.2,в, 3,б и 4,б, показывает, что они сильно зависят от коэффициента связи K_0 . Аналогичный вывод можно сделать и для зависимостей, представленных на рис.2,з–е, 3,б–д и 4,б–д. Из рис.4,в следует, что максимальное расстояние между двумя генерирующими модами соответствует четырем межмодовым интервалам ЛД. Точкам 2 и 3 на рис.4,б соответствуют три и два межмодовых интервала ЛД на рис.4,з, д. Асимметрия спектра на рис.4,б определяется асимметрией субмод $|r^2|$ (так, на рис.4,а количество субмод коротковолнового крыла $|r^2|$ больше, чем у длинноволнового). Спектры излучения в точках 4 и 5 на рис.4,б соответствуют спектрам излучения в точках 2 и 3 рис.2,в и 3,б, изображенным на рис.2,д, е и рис.3,з, д.

На рис.5 представлены экспериментальная и расчетная зависимости длины волны излучения от температуры ВБР при постоянных значениях тока накачки, температуры ЛД и коэффициенте связи $K_0 = 9 \text{ см}^{-1}$.

5. Обсуждение полученных результатов

1. Экспериментально получено, что сдвиг длины волны $\Delta\lambda_{\text{ВР}}(T_0)$ в синюю сторону после напайки ВБР на ТЭО равен 0.18 нм . Поэтому из формулы (13) для $T_{\text{В}} = T_0$ можно определить приращение давления $\Delta P = 7.95 \times 10^7 \text{ Па}$. Отношение сдвига длины волны к приращению

давления $\Delta\lambda_{\text{ВР}}(T_0)/\Delta P = -2.26 \times 10^{-3} \text{ нм}\cdot\text{МПа}^{-1}$, что коррелирует со значением $\Delta\lambda_{\text{ВР}}/\Delta P = -3 \times 10^{-3} \text{ нм}\cdot\text{МПа}^{-1}$, приведенным в работе [5].

2. Анализ расчетных и экспериментальных зависимостей, представленных на рис.2,а и в, показывает, что их температурный период повторения характеристик δT_{LD} совпадает и составляет $\sim 2.6^\circ\text{C}$. Межмодовые интервалы определены из экспериментальной зависимости на рис.2,а: для ЛД $\delta\lambda_{\text{LD}} \simeq 0.126 \text{ нм}$, для внешнего резонатора $\delta\lambda_{\text{ext}} \simeq 0.021 \text{ нм}$. Их расчетные значения составляют 0.141 и 0.0182 нм соответственно. Скорость изменения длины волны с изменением температуры ЛД, полученная из экспериментальных кривых, $\delta\lambda_{\text{LD}}/\delta T_{\text{LD}} \simeq 0.0485 \text{ нм}\cdot\text{K}^{-1}$, а для внешнего резонатора $\Delta\lambda_{\text{ext}}/\Delta T_{\text{ext}} \simeq 0.015 \text{ нм}\cdot\text{K}^{-1}$, тогда как расчетные величины составляют $\delta\lambda_{\text{LD}}/\delta T_{\text{LD}} = 0.054 \text{ нм}\cdot\text{K}^{-1}$ и $\Delta\lambda_{\text{ext}}/\Delta T_{\text{ext}} = 0.0265 \text{ нм}\cdot\text{K}^{-1}$ (см. рис.2,в). Таким образом, зависимости на рис.2,а и в удовлетворительно совпадают.

3. Сравнение кривых, представленных на рис.5, показывает, что удовлетворительное совпадение расчетов и эксперимента наблюдается в диапазоне температур 15–45 °С. Однако необходимо отметить, что переключения по модам внешнего резонатора в эксперименте не наблюдались, хотя расчеты демонстрируют и переключение по модам ЛД, и переключение по модам внешнего резонатора.

4. Для построения системы АПЧ необходимо иметь минимальный разброс по длинам волн (см. рис.2,в, 3,б и 4,б), который требуется отработать системе, чтобы вернуться в рабочую точку после возможного сбоя в ее работе. Этому условию удовлетворяют спектральные характеристики на рис.2,а, в, разброс длин волн излучения которых минимален и совпадает с межмодовым интервалом ЛД. Разброс возбуждаемых длин волн излучения

на рис.3,б и 4,б значительно больше, чем на рис.2,в, поэтому для построения системы АПЧ необходимо выбирать оптимальную полосу отражения ВБР, которая представлена на рис.2,б.

5. Построение системы АПЧ целесообразно проводить, используя регулировку температуры ВБР, а не ЛД. Сравнение экспериментальные зависимости на рис.2,а и рис.5 показывает, что диапазон изменения температуры для ВБР значительно больше, чем для ЛД. Кроме того, при регулировании АПЧ за счет температуры ВБР температура ЛД остается неизменной и может быть выбрана минимально возможной, что способно обеспечить значительное увеличение ресурса работы излучателя.

Таким образом, разработанная модель излучателя, в которой учитывается давление, температура и дисперсия, позволила удовлетворительно согласовать результаты экспериментальных и теоретических исследований. При построении АПЧ целесообразно регулировать длину волны излучения путем изменения температуры ВБР.

1. Журавлева О.В., Иванов А.В., Леонович А.И. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 741 (2006).
2. Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **38**, 319 (2008).
3. *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры* (М.: Радио и связь, 1990).
4. Suemitsu Y., Adams A.R. *Handbook of Semiconductor Lasers and Photonic Integrated Circuits* (London: Chapman and Hall, 1994).
5. Rao Y.J. *Meas. Sci. Technol.*, **8**, 355 (1997).
6. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996).
7. Heerlein J., Gruber S., Grabherr M., Jager R., Unger P. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 701 (1999).
8. Окоси Т., Окамото К. и др. *Волоконно-оптические датчики* (Л.: Энергоатомиздат, 1990).