

01;06

Пороговые, мощностные и спектральные характеристики полупроводникового излучателя с волоконной брэгговской решеткой

© В.С. Жолнеров,¹ А.В. Иванов,² В.Д. Курносов,² К.В. Курносов,²
 А.В. Лобинцов,² В.И. Романцевич,² Р.В. Чернов²

¹ Российский институт радионавигации и времени,
 191124 Санкт-Петербург, Россия

² Научно-исследовательский институт „Полюс“ им. М.Ф. Стельмаха,
 117342 Москва, Россия
 e-mail: webeks@mail.ru

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2011 г.)

Проведены расчеты пороговых, мощностных и спектральных характеристик излучателя с волоконной брэгговской решеткой. Исследовано влияние на эти характеристики нагрева активной области лазерного диода, его теплового сопротивления и величины мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя. Показано, что удовлетворительное совпадение теории и эксперимента наблюдается в случае учета нагрева активной области лазерного диода протекающим через него током накачки и мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя.

Введение

Для накачки и детектирования эталонного квантового перехода в квантовых стандартах частоты на пучках и парах атомов цезия в работе [1] предложена специальная конструкция одночастотного излучателя с волоконной брэгговской решеткой (ВБР). Лазерный диод (ЛД) и ВБР устанавливаются на два отдельных термоэлектроохлаждителя (ТЭО), которые позволяют осуществлять независимую настройку на D_2 -линию атомов цезия. В работе [2] предложена модель для расчета спектральных характеристик ЛД с ВБР, которая позволила описать одночастотный режим генерации. В работе [3] разработана модель излучателя с учетом давления, возникающего после напайки ВБР на ТЭО, а также температуры и дисперсии. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных зависимостей длины волны излучения от температуры ЛД и температуры ВБР при постоянной величине тока накачки ЛД. Показано удовлетворительное совпадение теории и эксперимента.

В настоящей работе проводятся исследования пороговых, мощностных и спектральных характеристик излучателя в зависимости от величины тока накачки ЛД при постоянной температуре контактной пластины, на которую установлен ЛД, и постоянной температуре ВБР. Исследуется влияние на эти характеристики теплового сопротивления ЛД и мощности излучения, выводимого из резонатора излучателя.

Сначала рассмотрим экспериментальные зависимости длины волны и мощности излучения ЛД с ВБР от величины тока накачки при фиксированных температурах ЛД и ВБР, а потом проведем расчеты этих зависимостей по модели, предложенной в [2], и обсудим полученные результаты.

1. Эксперимент

Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой в волокне представлена на рис. 1. Для экспериментальных исследований использовались ЛД, выращенные по МОС-гидридной технологии, в системе GaAs/AlGaAs с толщиной активной области 90 \AA и длиной резонатора 600 \mu m . На одну грань резонатора ЛД, обращенную к объективу, наносилось защитное покрытие, а на противоположную грань, обращенную к ВБР, просветляющее покрытие с коэффициентом отражения менее 0.5%. ЛД напайвались на контактную пластину активной областью вверх, контактная пластина напайвалась на ТЭО. После этого осуществлялись юстировка и фиксация металлизированного оптического волокна с ВБР относительно активной области ЛД. Оптическое волокно с ВБР напайвалось на второй ТЭО. Период изменения показателя преломления ВБР выбирался из условия получения генерации на длине волны излучения 852 nm .

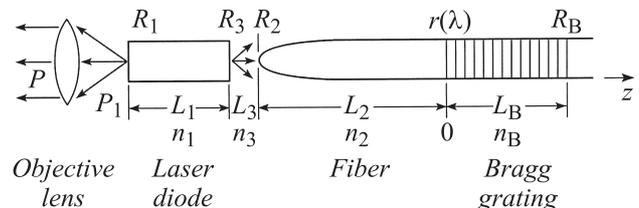


Рис. 1. Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой в волоконном световоде: $L_1, n_1, L_2, n_2, L_3, n_3, L_B, n_B$ — длины и показатели преломления полупроводникового лазера, волоконного световода, воздушного зазора и брэгговской решетки, R_1, R_2, R_3, R_B — коэффициенты отражения, $r(\lambda)$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

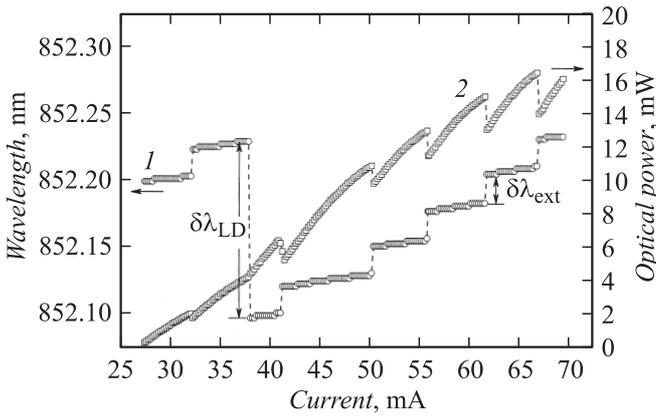


Рис. 2. Экспериментальные зависимости длины волны (1) и мощности (2) излучения от величины тока накачки. $\delta\lambda_{LD}$ — межмодовый интервал ЛД, $\delta\lambda_{ext}$ — межмодовый интервал ВР.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости длины волны и мощности излучения от величины тока накачки ЛД при фиксированной температуре контактной пластины с ЛД и фиксированной температуре ВБР.

Необходимо подчеркнуть, что датчик температуры стоит на контактной пластине, на которую напаян ЛД, и температура контактной пластины с помощью электронной схемы поддерживается постоянной с точностью не хуже $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Температура же активной области ЛД будет зависеть от величины тока накачки ЛД и теплового сопротивления, определяемого теплопроводностью подложки, волноведущего и эмиттерных слоев гетероструктуры, а также толщиной металлизации и припоя.

Из рис. 2 видно, что имеет место переключение длины волны генерации ЛД как по модам ЛД $\delta\lambda_{LD}$, так и по модам внешнего резонатора (ВР) $\delta\lambda_{ext}$. При этом наблюдаются разрывы ватт-амперных характеристик, которые коррелируют с моментами переключения длины волны излучения по модам ВР.

При проведении расчетов будем опираться на модель лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой, рассмотренную в [2].

2. Модель

В соответствии с работой [2] поле внутри резонатора представим следующим образом:

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

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 .

Выражения для коэффициентов $R_i(z)$ и $S_i(z)$ заимствованы из работ [4,5]:

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

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

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

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

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

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

$$\gamma_i^2 = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right)^2 + K_0^2,$$

$$\delta_i = \beta_i - \beta_0 = 2\pi n_B \left(\frac{1}{\lambda_i} - \frac{1}{\lambda_B}\right), \quad \gamma_{1i} = \xi \gamma_i,$$

$$\xi = r_0 e^{-j2\beta_0 L_B}, \quad r_0 = \sqrt{R_B},$$

$$\theta_i = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right) + jK_0 \xi, \quad \chi_i = \left(\frac{\alpha_B}{2} + j\delta_i\right) \xi + jK_0, \quad (5)$$

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 системе, показанной на рис. 1,

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

При проведении расчетов входящие в (6) коэффициенты заимствованы из работы [2].

Усредненная плотность фотонов в резонаторе излучателя равна

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

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, $V_{\Sigma} = V_1 + V_2 + V_3 + V_B$, V_1, V_2, V_3, V_B — объемы соответствующих частей резонатора (рис. 1). Коэффициенты F_i , входящие в (7), а также оптические потери α_i и коэффициент усиления g_i определяются формулами (18), (20) и (22) работы [2].

Оптическая мощность на выходе резонатора ЛД с коэффициентом отражения R_1 равна

$$P_1 = hv \frac{c_0}{n_{1gr}} A_c (1 - R_1) \sum_i S_{1i}, \quad (9)$$

где A_c — площадь поперечного сечения излучающей области лазера. Оптическая мощность на выходе объектива излучателя принимается равной $P = 0.8P_1$.

Ток накачки излучателя

$$I = I_{th} + qV_a \frac{c_0}{n_{1gr}} \sum_i \Gamma_a g_i S_{1i}, \quad (10)$$

где V_a — объем активной области ЛД. Величина порогового тока I_{th} включает в себя излучательную и безызлучательную скорости рекомбинации носителей:

$$I_{th} = qV_a (R_{sp} + An_a), \quad (11)$$

где R_{sp} — скорость спонтанной рекомбинации (см. (24) работы [2]), A — коэффициент безызлучательной рекомбинации, n_a — плотность носителей в активной области ЛД. Величина порогового тока I_{th} определяется из (10) при условии, что $\sum_i S_{1i}$ стремится к нулю.

Для случая, когда нас интересуют спектральные характеристики лазера при изменении тока накачки ЛД, но при фиксированной температуре T_0 контактной пластины, на которую установлен ЛД, и при фиксированной температуре ВБР, показатель преломления ЛД может быть представлен как

$$n_1(T_{LD}) = n_{10} \left\{ 1 + \frac{1}{n_{10}} \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} (\lambda - \lambda_B) + \frac{1}{n_{10}} \left(\frac{\partial n_1}{\partial T_{LD}} + \Gamma_a \frac{\partial n_1}{\partial n_a} \frac{\partial n_a}{\partial T_{LD}} \right) (T_{LD} - T_0) \right\}, \quad (12)$$

где n_{10} — показатель преломления ЛД при $T_{LD} = T_0$ и $\lambda = \lambda_B$, T_{LD} — температура активной области 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 активной области ЛД.

В настоящей работе мы считаем фиксированной температуру решетки и контактной пластины, поэтому по-

казатель преломления ВБР n_B и световода n_2 (см. рис. 1) зависят только от дисперсии

$$n_B(\lambda) = n_{B0} \left[1 + \frac{1}{n_{B0}} \frac{\partial n_B}{\partial \lambda} (\lambda - \lambda_B) \right], \quad (13)$$

$$n_2(\lambda) = n_{20} \left[1 + \frac{1}{n_{20}} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} (\lambda - \lambda_B) \right], \quad (14)$$

где n_{B0}, n_{20} — показатели преломления ВБР и световода при $\lambda = \lambda_B$. Показатель преломления воздушного зазора равен единице ($n_3 = 1$).

Зависимость длины ЛД от температуры равна

$$L_1(T_{LD}) = L_1(T_0) [1 + \alpha_T (T_{LD} - T_0)], \quad (15)$$

где α_T — коэффициент линейного расширения ЛД.

3. Расчет характеристик излучателя

Длина волны излучения определялась из решения характеристического уравнения (6), а мощность излучения, рабочий и пороговые токи определялись по формулам (9)–(11) соответственно.

Для расчетов принимались следующие значения величин: $\Gamma_a = 9.6 \cdot 10^{-3}$, $L_1 = 0.06$ см, $L_2 = 0.76$ см, $L_3 = 30 \mu\text{m}$, $L_B = 0.4$ см, $n_{10} = 3.3$, $n_{20} = n_{B0} = 1.452$, $n_3 = 1$, $R_1 = 0.3$, $R_2 = 0.04$, $R_3 = 0.005$, $R_B = 0.04$, $\alpha_{01} = 15 \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_B = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = 0$, $\partial n_1 / \partial \lambda = -7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$, $\partial n_2 / \partial \lambda = \partial n_B / \partial \lambda = -160 \text{ cm}^{-1}$, $R_g = 5 \Omega$, $\frac{1}{n_{10}} \left(\frac{\partial n_1}{\partial T} + \Gamma_a \frac{\partial n_1}{\partial n_a} \frac{\partial n_a}{\partial T} \right) = 0.77 \cdot 10^{-4}$, $A = 2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$.

Проанализируем мощностные, спектральные и пороговые характеристики излучателя в зависимости от тока накачки активной области ЛД, определяющего джоулевый нагрев, сначала без учета, а потом с учетом выводимой из резонатора оптической мощности.

3.1. Мощностные, спектральные и пороговые характеристики в зависимости от тока накачки излучателя с учетом джоулева нагрева активной области ЛД

$$\Delta T_{LD} = R_T (U_{pn} I + I^2 R_g) \quad (16)$$

представлены на рис. 3 для случая $R_T = 50 \text{ KW}^{-1}$. В формуле (16) R_T — тепловое сопротивление ЛД, U_{pn} — напряжение на p - n -переходе, R_g — динамическое сопротивление ЛД. Температура ЛД равна $T_{LD} = T_0 + \Delta T_{LD}$. Для $R_T = 50 \text{ K} \cdot \text{W}^{-1}$ имеем почти линейное нарастание нагрева активной области ЛД (кривая 1 на рис. 3) и периодическое изменение мощности (кривая 2), длины волны (кривая 3) и величины порога (кривая 4), определяемые моментами переключения излучения как по модам ЛД, так и по модам ВР. При этом длина волны излучения линейно нарастает в промежутках между моментами переключения по модам ВР, а мощность излучения и пороговая величина тока накачки в этот момент имеют соответственно минимальные и максимальные значения. Для сравнения

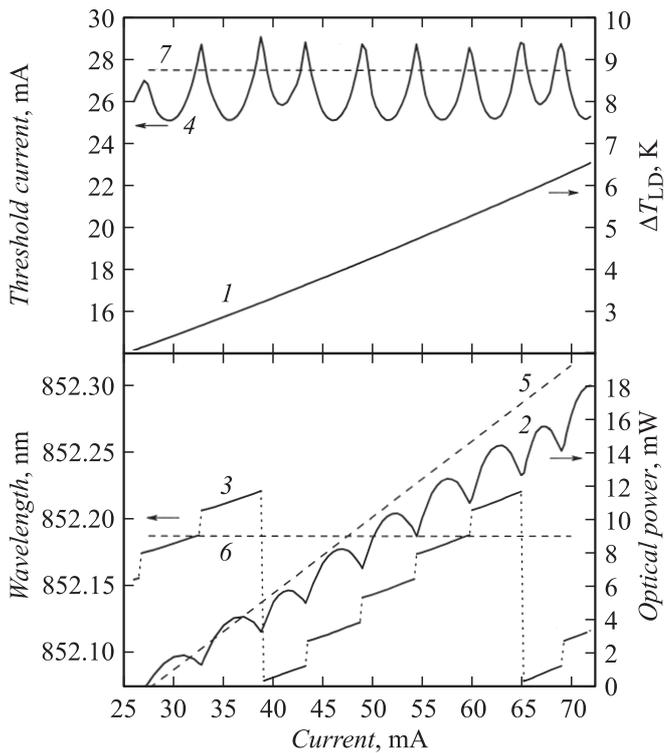


Рис. 3. Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом формулы (16) для случая $R_T = 50 \text{ KW}^{-1}$: нагрев активной области ЛД (1), ватт-амперная (2), спектральная (3), пороговая (4) характеристики, и для случая $R_T = 0$: ватт-амперная (5), спектральная (6), пороговая (7) характеристики.

на рис. 3 пунктирными линиями представлены характеристики для $R_T = 0$. В этом случае нагрев активной области ЛД равен нулю ($\Delta T_{LD} = 0$), и имеем линейное нарастание мощности излучения (кривая 5 на рис. 3), постоянную длину волны излучения и пороговый ток накачки (кривые 6 и 7 на рис. 3). Для кривой 4 на рис. 3 речь идет о „пороге“, не наблюдаемом обычными способами, поскольку он меняется под влиянием оптической мощности P_1 . Как отмечено в [6], измененное значение пороговой величины нельзя измерить путем снижения мощности P_1 , так как при этом восстанавливается его исходное значение. Сравнивая кривые 2 и 5 на рис. 3, видим, что максимальные значения мощности излучения (кривая 2) все больше и больше отходят от кривой 5 при увеличении тока накачки за счет нагрева активной области ЛД.

Сравнивая спектральную характеристику на экспериментальном графике (кривая 1 на рис. 2) с расчетной характеристикой (кривая 3 на рис. 3), видим, что последняя имеет более быстрое нарастание длины волны в зависимости от тока накачки, чем в эксперименте. Поэтому анализируем влияние мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя, на его характеристики.

3.2. Мощностные, спектральные и пороговые характеристики в зависимости от тока накачки излучателя, определяемые джоулевым нагревом с учетом выводимой из резонатора оптической мощности излучения.

$$\Delta T_{LD} = R_T(U_{pn}I + I^2R_g - P_1) \quad (17)$$

представлены на рис. 4 для случая $R_T = 54 \text{ KW}^{-1}$. Видно, что по мере увеличения тока накачки появляются разрывы в мощностных (кривая 2) и пороговых (кривая 4) характеристиках, а также на характеристике нагрева активной области ЛД (кривая 1). Спектральная характеристика (кривая 3) в отличие от приведенной на рис. 3 имеет нелинейный характер нарастания в диапазоне между переключениями излучения по модам ВР.

3.3. Проанализируем влияние увеличения выводимой из резонатора мощности излучения на рассмотренные выше характеристики излучателя. Считаем, что эффективность ввода излучения в световод составляет 50%. Нагрев активной области ЛД примем в виде

$$\Delta T_{LD} = R_T(U_{pn}I + I^2R_g - 2P_1). \quad (18)$$

Мощностные, спектральные и пороговые характеристики для случая $R_T = 60 \text{ KW}^{-1}$ представлены на рис. 5.

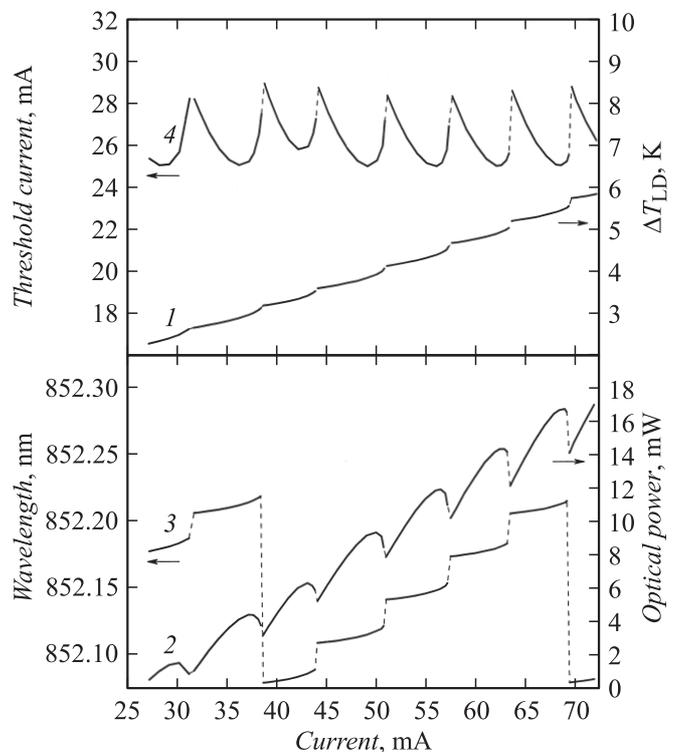


Рис. 4. Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом формулы (17) для случая $R_T = 54 \text{ KW}^{-1}$: нагрев активной области ЛД (1), ватт-амперная (2), спектральная (3), пороговая (4) характеристики.

Анализ характеристик показывает, что в этом случае существенно уменьшился наклон спектральной характеристики между модами ВР по сравнению с кривой 3 на рис. 3, при этом разрывы на характеристиках наблюдаются во всем диапазоне изменения тока накачки, а мощностные характеристики в промежутках между переключением по модам ВР имеют практически линейное нарастание. Необходимо отметить, что нагрев активной области ЛД (кривая 1 на рис. 5) ступенчато изменяется при увеличении тока накачки и коррелирует с моментами переключения спектра излучения по модам ВР.

3.4. Проанализируем влияние величины дисперсии ЛД при нагреве активной области диода, определяемой формулой (18). На рис. 3–5 представлены пороговые, мощностные и спектральные характеристики для случая $\partial n_1/\partial \lambda = -7 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. На рис. 6 представлены мощностные, спектральные и пороговые характеристики для случая $R_T = 65 \text{ KW}^{-1}$ и $\partial n_1/\partial \lambda = -3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$. Сравнивая спектральные характеристики на рис. 5 и 6, видим, что при уменьшении дисперсии увеличивается количество переключений по модам ВР. Действительно, на рис. 5 имеем пять переключений, а на рис. 6 — шесть переключений между двумя переключениями по модам ЛД. Одновременно увеличивается и межмодовый интервал ЛД.

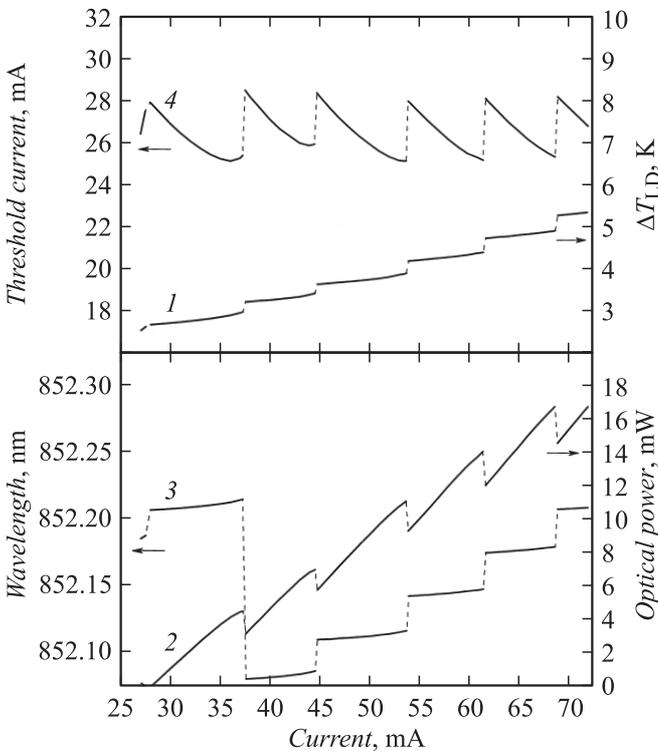


Рис. 5. Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом формулы (18) для случая $R_T = 60 \text{ KW}^{-1}$: нагрев активной области ЛД (1), ватт-амперная (2), спектральная (3), пороговая (4) характеристики.

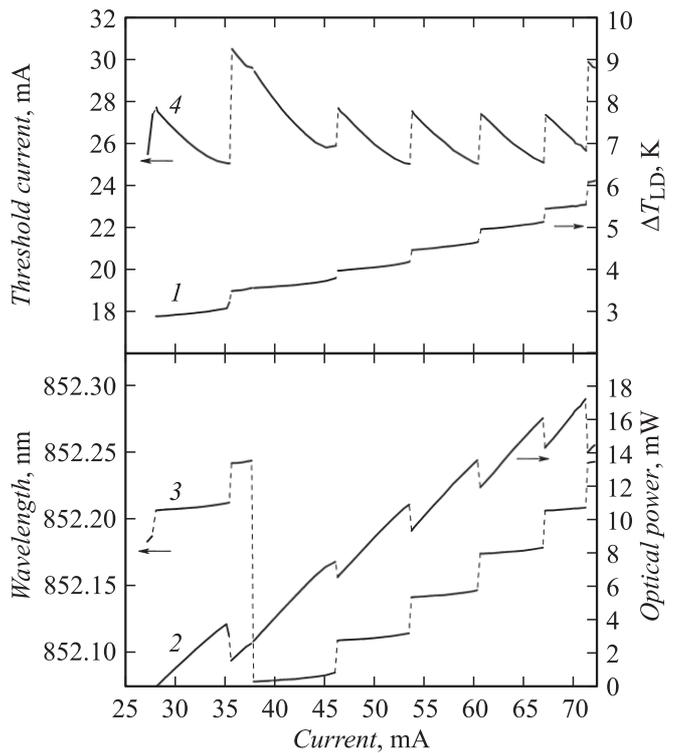


Рис. 6. Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом формулы (18) для случая $R_T = 65 \text{ KW}^{-1}$ и $\partial n_1/\partial \lambda = -3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1}$: нагрев активной области ЛД (1), ватт-амперная (2), спектральная (3), пороговая (4) характеристики.

4. Обсуждение полученных результатов

1. Анализ пороговых, спектральных и мощностных характеристик излучателя, представленных на рис. 3–5, показывает существенное влияние на их форму учета нагрева активной области ЛД. В наибольшей степени на форму характеристик оказывает влияние нагрев активной области ЛД с учетом выводимой из резонатора мощности излучения, так как в этом случае имеют место разрывы на пороговых, мощностных и спектральных характеристиках.

2. Необходимо пояснить, почему в формуле (18) мы взяли величину выводимой из резонатора мощности равной $2P_1$. Если бы эффективность ввода излучения в одномодовый световод равнялась 100%, то тогда мы должны были бы взять P_1 . Однако оценка мощности, вводимой в световод, дает величину порядка 50% (эта величина использована в расчетах). С учетом того, что эффективность ввода излучения из световода в активную область ЛД оценивается также в 50%, эффективный коэффициент отражения заднего зеркала мы приняли равным 25% (коэффициент отражения ВБР равен $\sim 90-100\%$). С учетом того, что коэффициент отражения переднего зеркала ЛД считаем равным 30%, суммарная мощность, выводимая из резонатора излу-

чатателя, принята приблизительно равной $2P_1$. В действительности коэффициент ввода излучения в световод зависит от качества формируемой микролинзы на конце волокна, искусства оператора, который занимается юстировкой, уводом световода от активной области ЛД после его фиксации припоем и рядом других причин. Сравнивая ватт-амперную характеристику (кривая 2) на рис. 4 с характеристикой (кривая 2) на рис. 5, видим, что конкретный вид ватт-амперной характеристики будет зависеть от величины коэффициента, на который будет умножаться P_1 .

3. Величина коэффициента теплового сопротивления R_T служила подгоночным параметром для согласования теории и эксперимента. При увеличении мощности излучения, выводимой из резонатора, уменьшается нагрев активной области ЛД. Поэтому, чтобы сохранить, как в эксперименте, переключение с одной моды ЛД на другую в районе 37–38 мА, приходилось соответствующим образом увеличивать величину теплового сопротивления.

4. Из рис. 5 видно, что при увеличении тока накачки увеличивается не только величина разрыва на ватт-амперной характеристике, но и межмодовый интервал ВР. Раньше считалось, что величина межмодового интервала ВР зависит от группового показателя преломления и не зависит от тока накачки.

5. Сравнивая экспериментальную спектральную характеристику (кривая 1 на рис. 2) с расчетной, изображенной на рис. 5, видим, что межмодовые интервалы ЛД и ВР в эксперименте равны ~ 0.132 и 0.022 нм, а расчетные ~ 0.135 нм и 0.0236 – 0.028 нм соответственно, что можно считать удовлетворительным совпадением. В расчете использовали величину $\partial n_1 / \partial \lambda = -7 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что совпадает с величиной, полученной в работе [7], из анализа спектральных характеристик.

6. Необходимо отметить, что небольшие скачки длины волны излучения в промежутке между переключениями по модам ВР на экспериментальном графике рис. 2 объясняются недостаточным спектральным разрешением анализатора оптического спектра.

Заключение

При расчете пороговых, спектральных и мощностных характеристик излучателя с ВБР необходимо учитывать нагрев активной области ЛД с учетом мощности излучения, выводимой из резонатора излучателя.

Список литературы

- [1] Журавлева О.В., Иванов А.В., Леонович А.И., Курносков В.Д., Курносков К.В., Чернов Р.В., Шишков В.В., Пleshанов С.А. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. С. 741.
- [2] Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В., Мустафин И.Р., Симаков В.А., Чернов Р.В., Пleshанов С.А. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. С. 319.

- [3] Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В., Мармалюк А.А., Волков Н.А., Жолнеров В.С. // Кват. электрон. 2011. Т. 41. № 8. С. 692–696.
- [4] Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры / Под ред. У. Тсанга. М.: Радио и связь, 1990. С. 183–187.
- [5] Suemitsu Y., Adams A.R. Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits. London: Chapman and Hall, 1994. P. 363–367.
- [6] Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. С. 275.
- [7] Heerlein J., Gruber S., Grabherr M., Jager R., Unger P. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 1999. Vol. 5. P. 701.