

## Характеристики лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой с различной длиной световода

© В.С. Жолнеров,<sup>1</sup> А.В. Иванов,<sup>2</sup> В.Д. Курносов,<sup>2</sup> К.В. Курносов,<sup>2</sup> В.И. Романцевич,<sup>2</sup> Р.В. Чернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Российский институт радионавигации и времени,  
191124 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ОАО Научно-исследовательский институт "Полус" им. М.Ф. Стельмаха,  
117342 Москва, Россия  
e-mail: webeks@mail.ru

(Поступило в Редакцию 21 февраля 2013 г. В окончательной редакции 19 июля 2013 г.)

Теоретически и экспериментально показано, что с увеличением тока накачки диапазон непрерывного изменения длины волны и мощности излучения лазерного диода с волоконной брэгговской решеткой увеличивается при уменьшении длины световода. Получено выражение для коэффициента усиления, зависящее от плотности носителей в активной области лазера. Показано удовлетворительное совпадение ватт-амперных и спектральных характеристик, рассчитанных в этих двух случаях.

### Введение

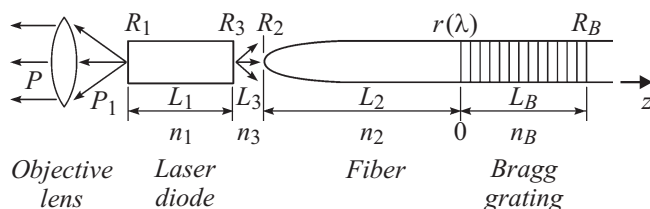
В работах [1–4] проведена разработка и исследование характеристик лазерного диода (ЛД) с волоконной брэгговской решеткой (ВБР), предназначенного для накачки и детектирования эталонного квантового перехода цезиевого стандарта частоты.

Для работы атомно-лучевой трубки (АЛТ) необходимо разработать систему автоматического поддержания частоты (АПЧ) излучения ЛД с ВБР. Чем больше будет диапазон непрерывной перестройки длины волны излучения при изменении тока накачки, тем более надежной будет работа АПЧ.

В настоящей работе исследуются мощностные и спектральные характеристики ЛД с ВБР с различной длиной световода и теплового сопротивления ЛД. Получено упрощенное выражение для коэффициента усиления лазерного диода.

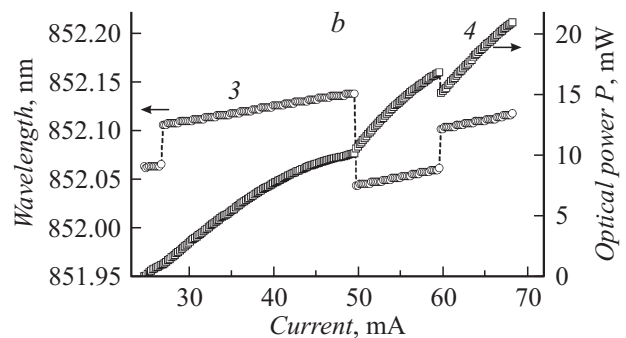
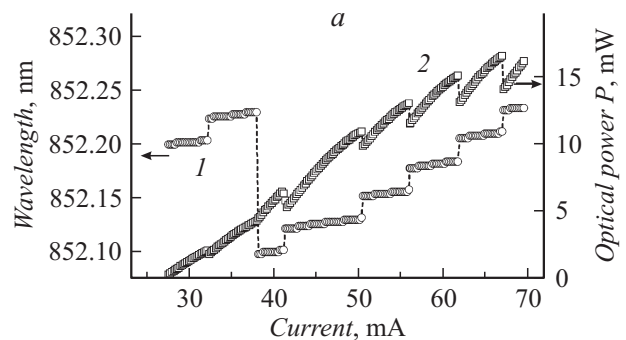
### Эксперимент

Схема полупроводникового лазера с брэгговской решеткой представлена на рис. 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.

В работе [4] даны описание конструкции ЛД и последовательность сборки излучателя с ВБР. Для экспериментальных исследований использовались ЛД, выращенные по МОС-гидридной технологии, в системе GaAs/AlGaAs с толщиной активной области 90 Å и длиной резонатора 600 μm. На рис. 2, а представлены экспериментальные зависимости длины волны и мощности излучения от величины тока накачки ЛД при фиксированной температуре контактной пластины с ЛД и фиксированной температуре ВБР при длине световода  $L_2 = 7.6$  mm. Для сравнения на рис. 2, b представлены зависимости при длине световода  $L_2 = 3.5$  mm.



**Рис. 2.** Экспериментальные зависимости длины волны (1, 3) и мощности излучения (2, 4) от величины тока накачки: а — длина световода  $L_2 = 7.6$  mm, б —  $L_2 = 3.5$  mm.

Анализ характеристик, представленных на рис. 2, показывает, что укорочение световода приводит к расширению диапазона непрерывного изменения длины волны и мощности излучения при увеличении тока накачки ЛД.

Теоретически проанализируем изменение характеристик ЛД с ВБР при различных длинах световода  $L_2$  и теплового сопротивления ЛД и упростим выражение для коэффициента усиления.

### Расчетные соотношения

В соответствии с работами [2,4] 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,  $\lambda_B$  — 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  $z$ .

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:

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

При проведении расчетов входящие в (2) коэффициенты заимствованы из работ [2,4].

Коэффициент отражения  $r(\lambda)$  на границе волоконный световод-брэгговская решетка рассчитывался по формуле (4) работы [4]. Коэффициенты отражения (рис. 1) равны  $R_1 = 0.3$ ,  $R_2 = 0.04$ ,  $R_3 = 0.005$ ,  $R_B = 0.04$ . Показатели преломления  $n_1(T_{LD})$ ,  $n_2(\lambda)$ ,  $n_B(\lambda)$  рассчитывались по формулам (12)–(14) работы [4],  $n_3 = 1$ .

Усредненная плотность фотонов в резонаторе ЛД равна

$$S_{1i} = \frac{F_{1i}\beta R_{sp}}{\tau_p^{-1} - \frac{c_0}{n_1}F_{1i}\Gamma_a g_i}, \quad (3)$$

где  $c_0$  — скорость света в вакууме,  $\Gamma_a$  — коэффициент оптического ограничения,  $\beta$  — коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду.

Время жизни фотонов в резонаторе ЛД с ВБР определяется как

$$\tau_p = c_0 \left[ \frac{1}{n_1} F_{1i}(\alpha_{1\Sigma} - \Gamma_a g_i) + \frac{1}{n_2} F_{2i}\alpha_{2\Sigma} + \frac{1}{n_3} F_{3i}\alpha_{3\Sigma} + \frac{1}{n_B} F_B\alpha_{B\Sigma} \right]^{-1}. \quad (4)$$

Коэффициенты  $F_i$ , входящие в (4), а также оптические потери  $\alpha_i$  определяются формулами (18), (20) работы [2].

Коэффициент усиления в соответствии с работой [2] рассчитывался с использованием модели без выполнения правила отбора по волновому вектору:

$$g_i(h\nu) = G_0 \sum_i \sum_{n,k} \left[ m_{hi} \ln \left( \frac{1 + \exp\left(\frac{F_c - h\nu - E_{vni}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_c - E_{cni}}{kT}\right)} \right) \times \frac{1 + \exp\left(\frac{F_v + h\nu - E_{cki}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_v - E_{vki}}{kT}\right)} \right], \quad (5)$$

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, остальные величины определены в работе [2].

Скорость спонтанных переходов можно выразить через коэффициент усиления с помощью выражения

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{8\pi(N_a h\nu)^2}{h^3 c^2 \left( \exp\left(\frac{h\nu - (F_c - F_v)}{kT}\right) - 1 \right)} (-g_i(h\nu)). \quad (6)$$

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации определяется как

$$R_{sp} = \int r_{sp}(h\nu) dh\nu, \quad (7)$$

где нижний предел интегрирования в (7) берется равным  $(E_{ga} + E_{c1} + E_{v1h})$ ,  $E_{c1}$ ,  $E_{v1h}$  — уровни квантования в зоне проводимости и валентной зоне, верхний предел интегрирования ограничивается высотой потенциальных барьеров в квантовой яме.

Плотность электронов в активной области лазера выражается как

$$n_a(F_c) = \rho_c k T \sum_n \ln \left( \frac{1 + \exp\left(\frac{F_c - E_{ca} - E_{cn}}{kT}\right)}{1 + \exp\left(\frac{F_c - E_{cb}}{kT}\right)} \right). \quad (8)$$

Плотности дырок в активной области ЛД и волноведущих слоях определяются формулами (27), (28), а уравнение электрической нейтральности — формулой (29) работы [2].

Оптическая мощность на выходе резонатора ЛД с коэффициентом отражения  $R_1$  равна

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

где  $A_c$  — площадь поперечного сечения активной 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  $A$  — коэффициент безызлучательной рекомбинации,  $n_a$  — плотность носителей в активной области ЛД.

Мощностные и спектральные характеристики в зависимости от тока накачки рассчитывались с учетом формулы [4]

$$\Delta T_{LD} = R_T (U_{pn} I + I^2 R_g - 2P_1), \quad (12)$$

где  $R_T$  — тепловое сопротивление ЛД,  $U_{pn}$  — напряжение на  $p$ - $n$ -переходе,  $R_g$  — динамическое сопротивление ЛД. Температура активной области ЛД равна  $T = T_0 + \Delta T_{LD}$ ,  $T_0$  — температура окружающей среды.

## Расчет характеристик излучателя

Длина волны, мощность излучения и рабочий ток определялись из самосогласованного решения характеристического уравнения (2) и формул (3)–(11) соответственно.

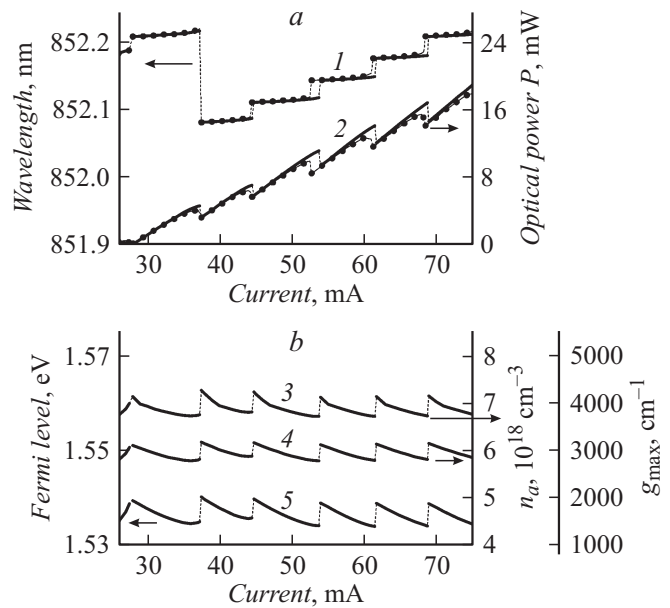
Коэффициенты, необходимые для проведения расчетов, заимствованы из работ [2,4].

На рис. 3, *a* и 4, *a* представлены результаты расчета мощностных и спектральных характеристик ЛД в зависимости от тока накачки для различных длин световода. На рис. 3, *a* —  $L_2 = 7.6$  mm,  $R_T = 60$  K/W, на рис. 4, *a* —  $L_2 = 3.5$  mm,  $R_T = 40$  K/W.

Сравнивая эти характеристики с экспериментальными зависимостями, изображенными на рис. 2, видим удовлетворительное совпадение.

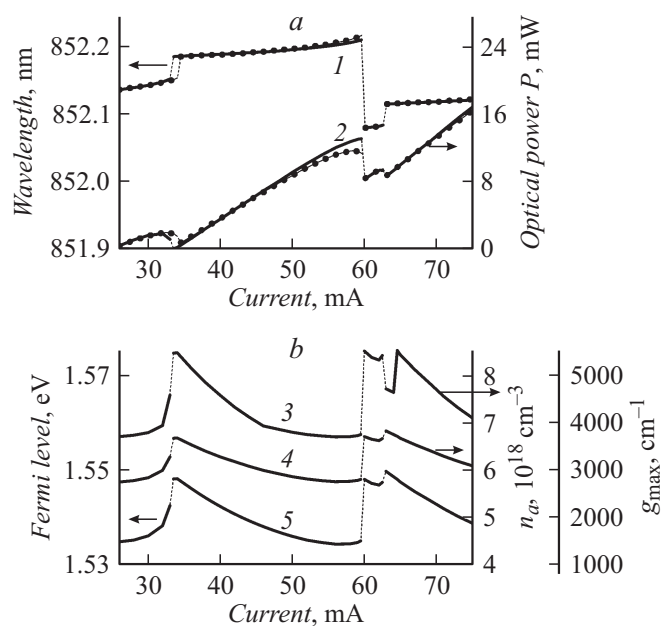
На рис. 5, *a, b* представлены результаты расчета мощностных и спектральных характеристик ЛД в зависимости от тока накачки для длины световода  $L_2 = 1.5$  mm и различных величин теплового сопротивления  $R_T = 40$  K/W и  $R_T = 30$  K/W.

Сравнивая характеристики, представленные на рис. 3, *a*, 4, *a* и 5, *a, b*, видим, что диапазон непрерывной перестройки длины волны и мощности излучения увеличивается при уменьшении длины световода и величины теплового сопротивления  $R_T$ .

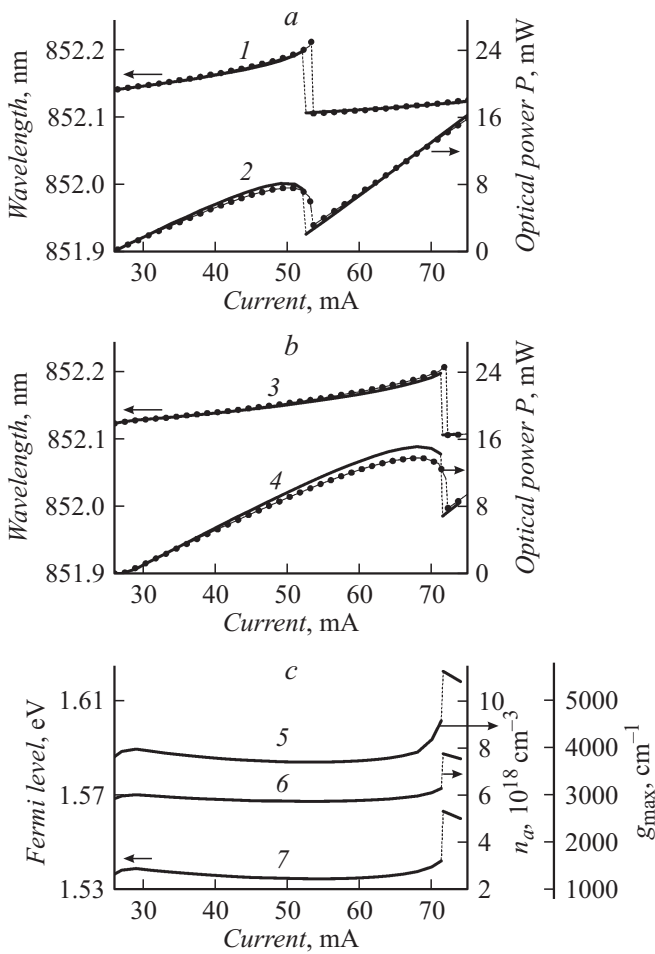


**Рис. 3.** Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом коэффициента усиления (5) и скорости спонтанной рекомбинации (7) для случая  $L_2 = 7.6$  mm,  $R_T = 60$  K/W: *a* — спектральная (1), ватт-амперная (2) характеристики, *b* — максимум коэффициента усиления (3), плотность носителей (4), квазиуровень Ферми (5). Кривыми, выделенными точками, представлены спектральная (1) и ватт-амперная (2) характеристики, рассчитанные с учетом коэффициента усиления (13) и скорости спонтанной рекомбинации (15).

Для исследования амплитудно-частотных и шумовых характеристик ЛД с ВБР необходимо упростить выражения для коэффициента усиления (5) и скорости



**Рис. 4.** Зависимости от тока накачки ЛД, аналогичные рис. 3, рассчитанные для случая  $L_2 = 3.5$  mm,  $R_T = 40$  K/W.



**Рис. 5.** Зависимости от тока накачки ЛД, рассчитанные с учетом коэффициента усиления (5) и скорости спонтанной рекомбинации (7) для случая  $L_2 = 1.5 \text{ mm}$ : *a* —  $R_T = 40 \text{ K/W}$  и *b* —  $R_T = 30 \text{ K/W}$ : спектральные (1, 3), ватт-амперные (2, 4) характеристики, *c* — максимум коэффициента усиления (5), плотность носителей (6), квазиуровень Ферми (7). Кривыми, выделенными точками, представлены спектральные (1, 3) и ватт-амперные (2, 4) характеристики, рассчитанные с учетом коэффициента усиления (13) и скорости спонтанной рекомбинации (15).

спонтанной рекомбинации (6), (7). С этой целью на рис. 3, *b*, 4, *b* и 5, *c* представлены зависимости от тока накачки максимума коэффициента усиления (кривые 3 на рис. 3, *b* и 4, *b* и кривая 5 на рис. 5, *c*), плотности носителей в активной области ЛД  $n_a$  (кривые 4 на рис. 3, *b* и 4, *b* и кривая 6 на рис. 5, *c*), квазиуровня Ферми  $F_c$  (кривые 5 на рис. 3, *b* и 4, *b* и кривая 7 на рис. 5, *c*), рассчитанные по формулам (5), (8).

Анализ этих характеристик показывает, что все они претерпевают разрывы, коррелирующие с разрывами на мощностной и спектральной характеристиках, а максимум коэффициента усиления коррелирует с величиной плотности носителей, поэтому можно использовать линейную зависимость максимума коэффициента усиления

от плотности носителей. С этой целью проводился расчет по формуле (5) максимума коэффициента усиления, строилась зависимость максимума коэффициента усиления от плотности носителей, которая аппроксимировалась прямой линией, что позволило определить величину  $dg/dn_a$  и  $n_{a0}(I)$ . Спектральная зависимость коэффициента усиления аппроксимировалась параболой. С учетом сказанного выше коэффициент усиления прием в виде:

$$g_i = \frac{dg}{dn_a}(n_a D_i - n_{a0}(I)), \quad (13)$$

где

$$D_i = 1 - \left[ \frac{2(E_i - E_g)}{\Delta E_g} \right]^2, \quad E_i = \frac{1.24}{\lambda_i},$$

$\lambda_i$  — длина волны излучения  $i$ -моды в микрометрах,  $\Delta E_g$  — ширина спектра коэффициента усиления,  $n_{a0}(I)$  — плотность носителей, при которой коэффициент усиления равен нулю,  $n_{a0}(I) = a + bI$ ,  $a = 2.17 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $b = -1.67 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}/\text{mA}$ .

Для величины  $E_g$  получено следующее выражение:

$$E_g = E_0 - 5.4 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{204 + T} - 2k_g n_a^{1/3}. \quad (14)$$

Выражение (14) по форме совпадает с выражением (25) работы [2]. Однако  $E_0 = 1.63 \text{ eV}$  с учетом уровней квантования в валентной зоне и зоне проводимости, коэффициент два в последнем члене учитывает равенство  $n_a = p_a$ .

Суммарная скорость спонтанной рекомбинации (7) заменена на

$$R_{sp} = B n_a^2, \quad (15)$$

где  $B$  считается постоянной величиной.

На рис. 3, *a*, 4, *a* и 5, *a*, *b* кривыми, выделенными точками, представлены характеристики, полученные путем самосогласованного решения уравнений (2), (3), (13)–(15). Видно удовлетворительное совпадение кривых.

## Обсуждение полученных результатов

1. Анализ кривых, изображенных на рис. 3–5, показывает, что характеристики терпят разрывы при увеличении тока накачки, коррелирующие с моментами переключения излучения с одной длины волны на другую.

2. Расчеты показывают, что при уменьшении длины световода и теплового сопротивления ЛД увеличивается диапазон непрерывной перестройки длины волны и мощности излучения.

3. Уменьшая величину теплового сопротивления ЛД до  $R_T = 30 \text{ K/W}$  для  $L_2 = 1.5 \text{ mm}$  (рис. 5, *b*), можно получить диапазон непрерывной перестройки длины волны и мощности излучения от 30 до 70 мА.

4. Упрощенные выражения для коэффициента усиления (13) и скорости спонтанной рекомбинации носителей (15) позволяют получить удовлетворительное

совпадение результатов расчета ватт-амперных и спектральных характеристик с результатами расчета, проведенными с учетом формул (5)–(7).

5. При уменьшении длины резонатора должна увеличиваться ширина линии генерации.

## Заключение

Уменьшение длины световода ЛД с ВБР и теплового сопротивления ЛД позволяет увеличить диапазон непрерывной перестройки длины волны и мощности излучения. Упрощенное выражение для коэффициента усиления (13) и скорости спонтанной рекомбинации носителей (15) позволяет получить удовлетворительное совпадение характеристик ЛД с ВБР, рассчитанных с учетом формул (5)–(7).

## Список литературы

- [1] Журавлева О.В., Иванов А.В., Леонович А.И., Курносов В.Д., Курносов К.В., Чернов Р.В., Шишков В.В., Плешанов С.А. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. Вып. 8. С. 741–744.
- [2] Журавлева О.В., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Мустафин И.Р., Симаков В.А., Чернов Р.В., Плешанов С.А. // Квант. электрон. 2008. Т. 38. Вып. 4. С. 319–324.
- [3] Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В., Мармалюк А.А., Волков Н.А., Жолнеров В.С. // Квант. электрон. 2011. Т. 41. Вып. 8. С. 692–696.
- [4] Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Лобинцов А.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В. // ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 6. С. 63–68.