УДК 621.315.592:621.373

# ПРОСТРАНСТВЕННОЕ И СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ

## © 2021 г. А. Г. Ржанов\*

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет, Москва, Россия

\**E-mail: rjanov@mail.ru* Поступила в редакцию 28.08.2020 г. После доработки 25.09.2020 г. Принята к публикации 28.10.2020 г.

Изучена взаимосвязь между количеством (шириной) нефазированных когерентных каналов генерации излучения мощного лазерного диода с широким контактом и спектральным разделением этих каналов в пределах линии усиления. Обсуждаются причины, приводящие к такому разделению, в связи с трансформацией параметров активной среды по мере функционирования лазера.

DOI: 10.31857/S036767652102023X

#### введение

Формирование каналов генерации в лазерных диодах (ЛД) выявлено давно [1, 2]. Это явление было обнаружено экспериментально в ЛД планарной технологии с двойной гетероструктурой (ДГС) [2], где были исследованы маломощные ЛД (до 1 мВт) с широким контактом (ЛДШК) более 50 мкм. Причиной возникновения этого явления служат сильные нелинейности в активной среде ЛД, возникающие даже при небольшой мощности излучения. Это объяснялось, прежде всего, несовершенством технологии роста слоев ДГС при жидкофазной эпитаксии, приводящей к неравномерностям распределения примесей и дислокаций, неоднородностям толщины активного слоя в пределах ширины контакта. Экспериментально также наблюдалась многоканальная генерация, сопровождающаяся самосинхронизацией мод внутри каналов, либо пространственно-временным хаосом [2]. Современные ЛДШК с квантовой ямой (КЯ) показывают схожие режимы генерации, но при больших мощностях (от 0.5 Вт и выше) [3]. Это говорит о том, что есть фундаментальный механизм, ограничивающий размеры областей генерации в ЛДШК и не зависящий от качества изготовления полупроводниковых слоев, а именно – когерентность излучения. При этом причины образования каналов остаются теми же, что были ранее в ЛДШК без КЯ и с худшим качеством изготовления слоев. Особенности КЯ в качестве усиливающей условно двумерной среды проявляются в том, что, по сравнению с "объемными" (без квантово-размерного эффекта) активными средами, ЛД с КЯ имеет спектр излучения как минимум на порядок уже (4–6 нм по длине волны). При этом усиление в максимуме линии оказывается примерно во столько же раз больше при одинаковых плотностях тока накачки. Это обстоятельство приводит к необходимости учитывать влияние нелинейной рефракции, а также степени когерентности, на спектрально-пространственные характеристики излучения мощных ЛД [4].

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

В 80-х гг. прошлого века впервые появились работы по моделированию процессов в ЛД [5, 6], послужившие основой для современных распределенных моделей. В силу своих особенностей модели для ЛДШК требуют усовершенствованных подходов к математическому моделированию динамики и статики их излучения. Современная базовая модель, описывающая самосогласованное взаимодействие излучения, накачки и многослойной активной полупроводниковой структуры описана, например, в работах [7–9]. В основе всех самосогласованных моделей ЛД лежат кинетические (скоростные) уравнения, которые описывают баланс концентраций неравновесных носителей и фотонов в активной области лазера. В распределенных моделях ЛД учитывается неоднородное по пространству взаимодействие между лазерным излучением и неравновесными носителями. Кроме того, в распределенной



**Рис. 1.** Экспериментальные спектры ЛДШК (*a*) начальный спектр, (*б*) спектр после 30 ч непрерывной работы при мощности излучения 0.5 Вт [9].

модели присутствует волновое уравнение для расчета оптического поля в ЛД.

Результаты расчета ближнего поля ЛДШК по модели, описанной в [7–9], при наличии трех каналов генерации в предположении о том, что число каналов известно заранее, можно найти в работах [4, 8, 9]. Экспериментальный спектр [10] ЛДШК, который показан на рис. 1*a*, соответствует трехканальной генерации ЛД с шириной контакта W = 100 мкм. Каждому пространственному каналу генерации соответствует своя линия в спектре излучения ЛД.

Была поставлена задача определить связь между величиной пространственной ширины одного канала генерации  $w_0$  (или количества каналов *W*/*w*<sub>0</sub> для известной ширины *W*активной области ЛД) со спектральным диапазоном линии, отвечающей излучению одного канала, и такими параметрами лазера как длина диффузии неравновесных носителей и коэффициент нелинейной рефракции КЯ. Ширина линии спектра одного канала генерации при токе накачки 1 А, что соответствует двукратному превышению порога, в эксперименте [10, 11] составила величину около  $\Delta \lambda_{\text{канал}} = 1$  нм (рис. 1*a*). Основные параметры используемого в эксперименте ЛДШК были следующие. Длина резонатора L = 2 мм, ширина накачиваемой области W = 100 мкм, толщина КЯ d == 12 нм, толщина волноводных слоев  $d_w = 2$  мкм, показатели преломления слоев без накачки  $n_{\rm KR} =$ = 3.64 и  $n_{\rm B} = 3.52$ , коэффициент оптического ограничения КЯ  $\Gamma = 0.012$ , коэффициенты отражения зеркал по интенсивности  $R_1 = 0.065, R_2 = 0.99,$ диссипативные потери  $\alpha_{\rm m} = 3.4~{\rm cm}^{-1}$ , время спонтанной рекомбинации неравновесных носителей в КЯ  $\tau_{cn} = 2.7$  нс.

Для расчета оптического поля мы используем одномерное волновое уравнение, подразумевающее когерентность получаемых решений. От концентрации неравновесных носителей *N* зависит комплексная эффективная диэлектрическая проницаемость лазерного волновода, определяемая согласно методу эффективного показателя преломления [8, 12]:

$$\varepsilon(N(y)) = \varepsilon^0 - AN(y) + j(BN(y) - F), \qquad (1)$$

где  $\varepsilon^0 = 12.67$  – действительная часть эффективной диэлектрической проницаемости "холодного" резонатора *A*, *B*, *F* – эффективные коэффициенты нелинейной рефракции, дифференциального усиления и потерь, рассчитываемые по известным соотношениям [8, 9].

Материальное соотношение (1) входит в комплексное уравнение Гельмгольца при следующей зависимости электрического поля от времени *t*, латеральной и аксиальной координат *y* и *z*  $E(y, z, t) = \Psi(y) \exp(j(\omega t - \beta z)):$ 

$$\frac{d^2 \Psi_j(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega_j^2}{c^2} \varepsilon(y) - \beta^2\right) \Psi_j(y) = 0, \qquad (2)$$

где *с* – скорость света в вакууме,  $\omega_j$  – частота моды оптического излучения,  $\beta$  – продольная постоянная распространения,  $\psi_j(y)$  – латеральные собственные функции.

#### ДЛИНА КОГЕРЕНТНОСТИ И ШИРИНА КАНАЛА ГЕНЕРАЦИИ

Записывая уравнение (2) для оптического поля мы подразумеваем когерентное излучение ЛД. Однако, рассматривая экспериментальные спек-



Рис. 2. Профиль параболического волновода.

тры мощных ЛДШК [4, 10, 11, 13], можно сказать, что оказывается невозможно адекватно рассчитать распределение оптического поля на зеркале ЛД, так как каналы излучения несфазированы (некогерентны) между собой. Это заключение основано на том, что несколько линий в спектре ЛД-ШК соответствуют такому же количеству нефазированных пространственных каналов генерации. При ширине наблюдаемого спектра ЛДШК 6 нм [9], и характерной для ЛД длине когерентности в несколько сантиметров [14], расчет показывает, что на ширине 20-40 мкм когерентность лазерного излучения разрушается [9]. С другой стороны, существует известная связь между спектральной шириной линии излучения Δλ<sub>ког</sub> и длиной когерентности *L*<sub>ког</sub> [15]:

$$\Delta \lambda_{\rm KOF} = \frac{\lambda_0^2}{2L_{\rm KOF}}.$$
 (3)

Здесь  $\lambda_0 = 964$  нм средняя длина волны лазерного излучения ЛДШК. Расчет по этой формуле дает значение спектральной ширины линии излучения  $\Delta\lambda_{\text{ког}} = 0.019$  нм при  $L_{\text{ког}} = 2.5$  см, что не соответствует ширине спектральных линий на рис. 1, которая составляет около  $\Delta\lambda_{\text{канал}} = 1$  нм. Это можно объяснить тем фактом, что наблюдаемый в эксперименте спектр имел разрешение по длине волны около 0.1 нм, тогда как спектральный интервал между продольными модами в лазерном резонаторе длиной L = 2 мм составляет  $\Delta\lambda_{\text{прод}} = 0.065$  нм. В эксперименте наблюдалась огибающая линия спектра, а не точно прописанный спектр. Близкую к спектральному межмодовому расстоянию имеет и ширина резонансов Фабри-

Перо  $\Delta\lambda_{_{линия}\Phi\Pi} = 0.043$  нм, определяемая величиной добротности "холодного" резонатора [8, 9]  $Q_x = 2.23 \cdot 10^4$ . Таким образом, оценка показывает, что в рассматриваемом ЛДШК длина когерентности соответствует ширине спектра излучения, скорее близкой к ширине резонанса Фабри-Перо, чем спектра канала генерации. При этом в одну спектральную линию канала генерации попадает излучение от  $\Delta\lambda_{_{канал}}/\Delta\lambda_{_{прод}} = 15$  мод.

Воспользуемся результатами теории оптических волноводов [12]. В работе [9] была рассчитана связь между длиной когерентности излучения  $L_{\rm ког}$  и шириной когерентного канала  $w_0$ . Наиболее близкий к экспериментальным данным [4, 10, 11] результат дает использование модели планарного трехслойного волновода в рамках теории дифракции при учете отражений от ограничивающих резонатор плоских зеркал [9, 16]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 L_{\text{kor}}}{2\pi n_{3\Phi 0}}},\tag{4}$$

где  $n_{3\phi0} \approx \sqrt{\epsilon^0}$  — эффективный показатель преломления фундаментальной латеральной моды. Оценка по формуле (4), сделанная для величины  $L_{\text{ког}} = 2.5$  см, дает значение  $w_0 = 33$  мкм, что соответствует трем каналам на ширине 100 мкм.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННОЙ ТЕОРЕМЫ В МОДЕЛИ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Учет самофокусировки излучения за счет нелинейной рефракции позволяет рассматривать в качестве приближения локальный волновод с ограниченным квадратичным профилем, изображенный на рис. 2, и также оценить ширину установившегося канала генерации через длину когерентности. При использовании модели наведенного нелинейной рефракцией параболического волновода профиль действительной части эффективной диэлектрической проницаемости записывается в следующем виде:

$$\varepsilon(y) = \varepsilon^0 \left( 1 - \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 \right), \tag{5}$$

где  $y_0$  — ширина модельного представления диэлектрической проницаемости, как показано на рис. 2. Величины  $w_0$  и  $y_0$  оказываются связаны между собой соотношением [12]:

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda_0 y_0}{2\pi n_{\rm solv} 0}},\tag{6}$$

где  $n_{3\phi 0}$  – эффективный показатель преломления фундаментальной моды, принимаемый в расчетах равным  $n_{3\phi 0} = 3.56$ .

Из сравнения формул (4) и (6) следует, что ширина квадратичного модельного волновода оказывается равной длине когерентности излучения в данном канале:

$$y_0 = L_{\rm KOF}.\tag{7}$$

Соотношение (6) соответствует случаю фундаментальной моды волновода (5), то есть основному решению уравнения (2) в виде функции Гаусса:

$$\Psi_0(y) = \pi^{-1/4} \exp\left(-\frac{y^2}{2w_0^2}\right),$$
(8)

где учтено условие нормировки:

$$\frac{1}{w_0} \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi_0(y)|^2 dy = 1.(9)$$
(9)

Для расчета ширины спектра излучения канала генерации, возникающем в результате самофокусировки можно воспользоваться вариационной теоремой [12], рассматривая малые вариации действительной части профиля диэлектрической проницаемости  $\Delta \varepsilon = A \cdot \Delta N$  (1), вызванные нелинейной рефракцией при малых отклонениях профиля концентрации неравновесных носителей  $\Delta N$ . Согласно вариационной теореме, учитывая (5), имеем выражение для расчета спектральной ширины линии канала:

$$\Delta \lambda_{\text{канал}} = \lambda_0 \frac{\int\limits_{-u_0}^{+u_0} \varepsilon^0 u^2 \left| \Psi_0(u) \right|^2 du}{\int\limits_{-\infty}^{+\infty} \left| \Psi_0(u) \right|^2 du}, \qquad (10)$$

где  $u = y/y_0$ ,  $u_0 = w_0/(2y_0)$  — нормированные координата и полуширина канала.

Использование модели параболического профиля волновода (5) и результатов применения вариационной теоремы (10), связывающей вариации длины волны с отклонениями диэлектрической проницаемости дает оценку для ширины спектра канала генерации:  $\Delta \lambda_{\text{канал}} = 0.9$  нм.

#### СПЕКТРАЛЬНАЯ ШИРИНА КАНАЛА ГЕНЕРАЦИИ И НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ

Для сравнения с предыдущим расчетом рассмотрим более грубую оценку ширины спектра лазерного канала, в которой используем значения вариации концентрации неравновесных носителей  $\Delta N$ , полученные при численном моделировании. Предположим, что вариации действительной части диэлектрической проницаемости (1) определяются в центре и сбоку (на расстоянии  $w_0/2$ ) канала для постоянного значения номера продольной моды M, а вариации длины волны излучения  $\Delta \lambda_{\text{канал}}$  оцениваются согласно следующему правилу:

$$\Delta \lambda_{\rm канал} = \lambda_0 \frac{\Delta \varepsilon}{2\varepsilon_0},\tag{11}$$

где, согласно формуле (1),  $\Delta \varepsilon = A \cdot \Delta N$ ,  $\Delta N$  – вариация концентрации инжектированных носителей в центре канала. Из численных расчетов при двойном превышении порога мы получили значение  $\Delta N = 1.4 \cdot 10^5$  мкм<sup>-3</sup> (для сравнения, расчетное пороговое значение концентрации равно  $N_{\text{пор}} = 3.5 \cdot 10^6$  мкм<sup>-3</sup>). Коэффициент нелинейной рефракции составлял  $A = 2.5 \cdot 10^{-7}$  мкм<sup>3</sup>. Подстановка этих значений в (8) дает величину  $\Delta \lambda_{\text{канал}} = 1.3$  нм, что вполне согласуется с экспериментом (рис. 1*a*).

При такой грубой оценке ширина спектральной линии канала  $\Delta\lambda_{\text{канал}}$  явно не связана с его пространственным размером  $w_0$ . Однако опосредованно эти величины должны быть зависимы из-за очевидной связи между вариацией  $\Delta N$  и шириной этого волновода. При данном токе накачки должно сохраняться среднее количество "выжигаемых" носителей в единицу времени в пределах одного канала, как это предусмотрено в простейшей модели ЛД.

Приведенные выше рассуждения и оценки нужны для объяснения экспериментальных результатов, представленных на рис. 1. Обнаруженное в эксперименте увеличение числа каналов генерации (уменьшение их пространственной ширины) и насыщение спектра ЛДШК в процессе длительной эксплуатации объяснимо, если предположить рост величины параметра нелинейной рефракции А в этом процессе. Этот рост сопровождает медленную деградацию прибора. Расчеты и эксперимент показывают возможность роста величины параметра A в пределах  $10^{-7} - 10^{-6}$  мкм<sup>3</sup>, что приводит в ЛДШК, кроме появления новых каналов в резонаторе и новых линий в спектре, к пространственному сужению и спектральному уширению уже существующих каналов генерации. В этом процессе пространственные каналы между собой "расталкиваются", а спектральные линии начинают все больше перекрывать друг друга (рис. 1*б*).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показана связь между нелинейной рефракцией, когерентностью и спектральнопространственными размерами каналов генерации в мощных ЛДШК. Эти результаты можно использовать для экспериментального определения текущей работоспособности и ресурса работы лазерных диодов большой мощности по виду наблюдаемых пространственного и частотного спектров излучения этих устройств.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Алферов Ж.И. // ФТП. 1998. Т. 32. № 3. С. 3.
- Logginov A.S., Vinogradov I.I. // Proc. SPIE. 1995. V. 2513. P. 799.
- 3. *Тарасов И.С.* // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 8. C. 661; *Tarasov I.S.* // Quant. Electron. 2010. V. 40. No 8. P. 661.
- 4. Близнюк В.В., Брит М.А., Гадаев И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666; *Bliznyuk V.V.,* Brit M.A., Gadaev I.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No 12. P. 1458.
- Buus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. No 7. P. 1083.
- Buus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. No 6. P. 953.
- 7. *Ржанов А.Г., Гвердцители В.И., Арбаш А.* // Вестн. РУДН. Сер. мат. инф. физ. 2009. Т. 3. № 65. С. 69.

- Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No 1. P. 1.
- Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1508; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No 11. P. 1371.
- 10. *Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovyev G.A.* // Phys. Wave Phenom. 2013. V. 21. No 4. P. 287.
- Коваль О.И., Ржанов А.Г., Соловьев Г.А. // Уч. зап. физ. фак-та МГУ. 2013. № 5. С. 135041.
- 12. Когельник Г. // в кн.: Волноводная оптоэлектроника. М.: Мир, 1991. 574 с.
- Bliznyuk V.V., Koval O.I., Rzhanov A.G., Vinogradova E.E. // EPJ Web Conf. 2017. V. 161. Art. No 03004.
- 14. http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top.
- 15. Лукин А.В. // Опт. журн. 2012. Т. 79. № 3. С. 91.
- Ржанов А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2.
   С. 221; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No 2. P. 169.

## Spatial and spectral separation of radiation generation channels in high-power laser diodes

## A. G. Rzhanov\*

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, 119991 Russia \*e-mail: rjanov@mail.ru

The relationship between the number (width) of non-phased coherent channels for generating radiation from a high-power laser diode with a wide contact and the spectral separation of these channels within the laser gain spectrum is considered. The reasons leading to this separation are discussed in connection with the transformation of the active medium parameters during the laser operation.