

УДК 621.315.592:621.37

## РТ-СИММЕТРИЯ И СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ

© 2024 г. А. Г. Ржанов<sup>1, \*</sup>

<sup>1</sup>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 29.08.2023 г.

После доработки 15.09.2023 г.

Принята к публикации 29.09.2023 г.

Рассматриваются возможные условия применения квантового формализма РТ-симметрии при решении волнового уравнения в системах с псевдоэрмитовым гамильтонианом для определения структуры оптического поля и спектров излучения современных мощных лазерных диодов. Обсуждаются физические механизмы, влияющие на пространственное и спектральное разделение излучения на отдельные каналы генерации.

DOI: 10.31857/S0367676524010068, EDN: SBСOEN

### ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проводились работы по исследованию излучения мощных лазерных диодов (МЛД) с широким контактом (ШК) и квантовой ямой (КЯ) [1–4], в которых исследовалась их деградация с течением времени наработки [5–12]. Было установлено, что определить ресурс конкретного МЛД и необходимость его замены на новый лазер можно по спектру, поляризации и когерентности его излучения [9, 10]. На этом основана возможная диагностика качества МЛД. Спектр излучения МЛД связан с пространственной структурой излучения прибора в ближнем поле. При этом он (спектр) медленно меняется со временем в процессе работы МЛД. Периодическое измерение и анализ спектра излучения приборов дают информацию о перспективах дальнейшей их работоспособности. Для этого требуется понимание того, как формируется распределение излучения в пределах лазерного резонатора МЛД. Следует учесть, что даже в идеальной структуре МЛД с ШК более 50 мкм при длине когерентности излучения в несколько сантиметров [13, 14] происходит распад излучения на каналы генерации (самоорганизация), не связанные между собой по фазе [15–19].

В данной работе мы обсуждаем возможности использования формализма РТ-симметрии для решения волноводной задачи (уравнения Гельмгольца) в лазерном планарном резонаторе со сложной структурой распределения комплексной диэлектрической проницаемости  $\epsilon(y)$  по латеральной оси резонатора (ось  $y$ ). Это распределение при непрерывной генерации лазера определяется прежде

всего нелинейной рефракцией и усилением в резонаторе. Вызвано это явление пространственным “выжиганием” неравновесных носителей  $N(y)$  посредством вынужденного излучения (лазерный эффект). В простейшем случае зависимость  $\epsilon(N(y))$  имеет вид [11, 15, 18, 19]:

$$\epsilon(N(y)) = \epsilon^0 - A_{\text{нл}}N(y) + j(B_{\text{нл}}N(y) - F), \quad (1)$$

где  $\epsilon^0$ ,  $F$  — действительная и мнимая части эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода без накачки,  $A_{\text{нл}}$ ,  $B_{\text{нл}}$  — дифференциальные коэффициенты нелинейной рефракции и усиления. Отметим, что здесь рассматривается эффективная диэлектрическая проницаемость расширенного волновода МЛД, рассчитанная для фундаментальной трансверсальной моды (по оси  $x$ ), перпендикулярной слоям лазерной структуры [1], методом эффективного показателя преломления [20].

### РТ-СИММЕТРИЯ В ЛАЗЕРНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Рассмотрение РТ-симметричных структур в оптике изложено в обзорах [21–23] и в ссылках к ним. В силу того, что МЛД с ШК в процессе генерации есть самоорганизующаяся оптическая система с компенсированными потерями, то в нем при определенных условиях также должны возникать РТ-симметричные пространственные моды.

Переход от квантово-механической задачи с одномерным стационарным уравнением Шредингера

с РТ-симметричным гамильтонианом происходит следующим образом. РТ-симметричный псевдоэрмитовый гамильтониан имеет вид [21]:

$$H(\vec{p}, \vec{r}, t) = H^*(\vec{p}, -\vec{r}, -t), \quad (2)$$

где  $\vec{p}$  — импульс,  $\vec{r}$  — координаты частицы.

Для РТ-симметричного гамильтониана частицы в потенциальном поле справедливо в частности:

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m} + V(\vec{r}), \quad (3)$$

$$V(\vec{r}) = V^*(-\vec{r}), \quad (4)$$

где  $V(\vec{r})$  — потенциальная энергия частицы.

При переходе к оптической задаче осуществляется замена соответствующих переменных и операторов:  $p^2/2m \rightarrow \partial^2/\partial y^2$ ,  $V(y) \rightarrow (\omega/c)^2 \cdot \varepsilon(y)$ ,  $E \rightarrow \beta^2$ , где  $E$  — энергия частицы,  $\beta$  — продольная постоянная распространения оптического поля,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\omega$  — частота моды оптического излучения.

В волноводной и лазерной оптике для определения вида модовой структуры излучения используется одномерное уравнение Гельмгольца [9]:

$$\frac{d^2\psi_j(y)}{dy^2} + \left( \frac{\omega_j^2}{c^2} \varepsilon(y) - \beta^2 \right) \psi_j(y) = 0, \quad (5)$$

где  $\psi_j(y)$  — латеральные собственные функции (СФ),  $j$  — номер латеральной моды. Для МЛД с ШК данное уравнение можно использовать в пространственных рамках отдельного когерентного канала генерации [16, 19].

Уравнение (5) в случае волноводной задачи (нижний индекс  $w$ ) совпадает с одномерным стационарным уравнением Шредингера с гамильтонианом (3, 4):

$$H_w(y) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(y) \quad (6)$$

и с собственными значениями (СЗ):

$$E_{wj} = \beta_j^2. \quad (7)$$

Решения уравнения (5) для модели параболического волновода применительно к каналу генерации МЛД были рассмотрены, например, в работе [18].

В случае решения лазерной (резонаторной) задачи (нижний индекс  $r$ ) СЗ являются комплексные частоты  $\omega_j$ . В этом случае для того, чтобы свести задачу (5) к аналогу уравнения Шредингера, необходимо сделать несколько предположений, которые выполняются в реальных устройствах МЛД практически всегда:

1.  $\frac{\omega_0^2}{c^2} \varepsilon^0 = \text{Re}\beta_0^2$ , где  $\omega_0$  — средняя частота излучения в канале генерации.

2.  $\omega_j = \omega_0 + \delta\omega_j$ ;  $|\delta\omega_j| \ll \omega_0$ .

3.  $\varepsilon(y) = (\varepsilon^0 - iF) + \delta\varepsilon(y) = (\varepsilon^0 - iF) - j_{\text{нл}}N(y) + iB_{\text{нл}}N(y)$ ;  $|\delta\varepsilon(y)| \ll \varepsilon^0$ .

4.  $|Im\beta_0| \ll |Re\beta_0|$ .

С учетом указанных допущений уравнение (5) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\psi_j(y)}{\partial y^2} + \left( \frac{\omega_0^2}{c^2} \delta\varepsilon(y) - \text{Im}\beta_0^2 \right) \psi_j(y) = \\ = \frac{2\omega_0\varepsilon^0}{c^2} \delta\omega_j \psi_j(y), \end{aligned} \quad (8)$$

а гамильтониан  $H_r(y)$  и СЗ  $E_{rj}$ :

$$H_r(y) = \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left( \frac{\omega_0^2}{c^2} \delta\varepsilon(y) - \text{Im}\beta_0^2 \right), \quad (9)$$

$$E_{rj} = \frac{2\omega_0\varepsilon^0}{c^2} \delta\omega_j. \quad (10)$$

Таким образом, не частота генерации, а величина отклонения частоты  $\delta\omega_j$  от некоторой средней величины  $\omega_0$  при расчетах будет играть роль СЗ. При непрерывной стационарной генерации МЛД величины  $\text{Re}(\delta\omega_j)$  будут задавать дискретный спектр поперечных мод в оптическом канале, а  $\text{Im}(\delta\omega_j) = 0$ . Кроме того, гамильтониан (9) по сравнению с (6) оказывается другим, что позволяет его варьировать (перенормировать) в определенном интервале значений координаты и частоты для локального выполнения условий РТ-симметрии.

Величина постоянной распространения  $\beta_0$  в резонаторе МЛД для продольной моды с номером  $M$  хорошо описывается выражением [15, 19, 20]:

$$\beta_0 = \frac{M\pi}{L} + \frac{i}{2} \left[ \alpha_{\text{внутр}} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \right], \quad (11)$$

где  $L$  — длина лазерного резонатора,  $R_1$  и  $R_2$  — коэффициенты отражения зеркал по мощности,  $M$  — номер центральной продольной моды в спектре канала излучения МЛД. При этом величина внутренних потерь  $\alpha_{\text{внутр}}$  является определяющей для средней длины когерентности излучения  $L_{\text{ког}}$  и ширины канала генерации  $w_0$  [15].

Для подробного рассмотрения всего спектра продольных мод надо принять тот факт, что каждая продольная мода с номером  $M$  в отдельном канале генерации имеет очень близко распределенные по пространству СФ (латеральные моды) по отношению к модам с другими значениями индекса  $M$ ,

а число таких мод (пиков тонкой структуры спектра МЛД в одном канале) невелико и составляет всего несколько десятков в зависимости от конкретной реализации МЛД. Например, если спектральная ширина канала излучения равна 1.4 нм [9], а спектральный интервал между модами Фабри-Перо при длине резонатора  $L = 2$  мм равен  $\Delta\lambda_{\text{ФП}} = 0.064$  нм, то это дает 22–23 продольные моды. Такие значения соответствуют экспериментальным данным и аналитическим оценкам [6, 9, 19].

Остановимся подробнее на том, как могут быть реализованы РТ-симметричные структуры поля в МЛД с ШК и КЯ. Основное положение теории РТ-симметричных оптических структур гласит [21], что при условии антисимметрии (нечетности) мнимой части функции диэлектрической проницаемости по латеральной координате волновода МЛД решения уравнения Гельмгольца имеют только дискретный и ограниченный спектр СЗ. Это условие аналогично (4) и записывается как [21]:

$$\text{Im } \delta\epsilon(y) = -\text{Im } \delta\epsilon(-y). \quad (12)$$

Такая реализация стационарного значения диэлектрической проницаемости волновода получается в результате решения самосогласованной задачи, рассмотренной, например, в [15].

Однако стационарное решение уравнения (8) не может быть точно реализовано в реальных структурах МЛД в рамках одного канала генерации даже с помощью компьютерного моделирования. Это происходит потому, что в реальных устройствах в силу сильной нелинейности, присутствия шумов и неустойчивости активной среды резонатора обязательно возникают динамические процессы, которые постоянно нарушают состояние РТ-симметрии в системе. В том числе вполне вероятно возникновение ограниченных хаотических колебаний. В результате мы можем говорить только о каком-то среднем состоянии системы, рассматривая только решения уравнения (8) и приписывая их стационарному случаю, но подразумевая возможность наличия динамики.

Поэтому в данных рассмотренных мы всегда обязаны помнить, что модель, коей является данный подход к описанию поля в МЛД, является грубой моделью, так как не учитывает обязательного присутствия стохастической нелинейной динамики поля в лазере и рассматривает только основные закономерности поведения сложной системы.

Более точный расчет, который был сделан в свое время для лазеров с узкой пространственной областью генерации [15, 24], приводит к выводу о том, что он имеет смысл до некоторого предела точности коэффициентов структуры МЛД, характеризующих лазер. Увеличение точности и уменьшение шага сетки не приводит к адекватному улучшению модели в силу неустойчивости среды и в конце

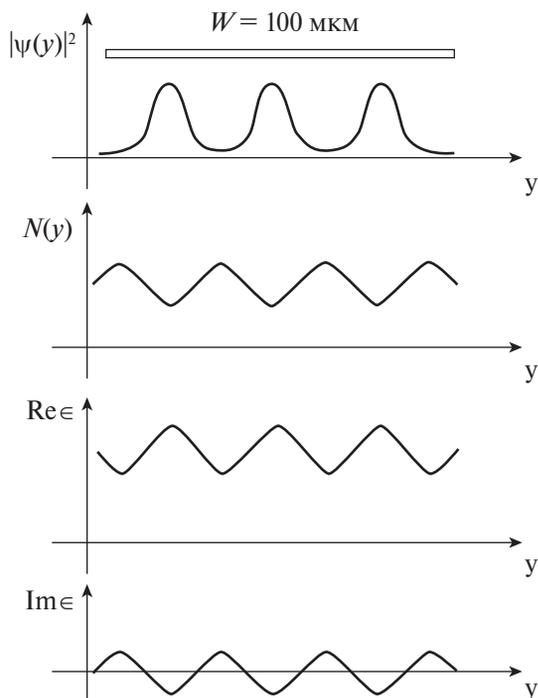
концов к невыполнению условий устойчивости расчетного алгоритма по Раусу-Гурвицу при компьютерной реализации модели. Поэтому при любой точности коэффициентов модель всегда остается качественной, несмотря на улучшение методов расчета. Соответствие модели и эксперимента становится возможным только в результате сравнения и пошаговой корректировки результатов. Мы приводим в соответствие исходные данные модели и экспериментальные кривые. Если корректировка незначительная и подтверждается неоднократно, то модель считается адекватной и может быть основой для расчета целого класса структур полупроводниковых лазеров.

В силу изложенного мы останавливаемся только на качественном рассмотрении идеализированной модели МЛД и хотим привлечь к решению задачи те же соображения, которые возникли в результате исследования квантово-механических систем с компенсацией затухания усилением. На языке моделирования полупроводниковых лазеров это означает, что мы оставляем в стороне точное решение кинетических (скоростных) уравнений [15], описывающих динамику плотности неравновесных носителей  $N(y)$  в активной области и плотности фотонов  $S$  в каждой пространственной моде излучения МЛД. При этом мы ищем такие формы распределения  $\epsilon(y)$  и  $N(y)$ , которые бы давали действительное значение СЗ уравнения (8). В простейшем случае фундаментальной латеральной моды такое значение будет единственным для каждого канала генерации.

### ПРИМЕР ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РТ-СИММЕТРИИ В МЛД

В уравнениях (8–10), описывающих систему резонаторного типа, СЗ  $E_{kj}$  пропорциональны действительным частотам  $\text{Re}(\delta\omega_j)$ , образующим измеряемый спектр ЛД. Как было отмечено выше, в реальных МЛД обязательно присутствуют шумовые и динамические процессы, обусловленные локальной неустойчивостью активного резонатора лазера, тепловыми фонами и спонтанным излучением активной среды. При этом стационарная генерация на поперечной моде  $\psi_j(y)$  в канале присутствует в среднем на временах, существенно больших, чем время жизни фотонов в лазерном резонаторе. Таким образом, фазовый переход второго рода между РТ-симметричными и несимметричными модами в активном резонаторе происходит постоянно в двух направлениях. Это означает присутствие состояния динамического равновесия в системе. Поэтому решение уравнения (8) с действительными СЗ (9) будет адекватным для описания стационарного состояния канала генерации МЛД.

В качестве примера рассмотрим мнимую часть вариации эффективной диэлектрической



**Рис. 1.** Периодические профили  $|\psi(y)|^2$  волноводных мод нулевого порядка,  $N(y)$  — концентрации неравновесных носителей и распределение действительной и мнимой частей  $\epsilon(y)$  эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода,  $W$  — ширина активной области МЛД.

проницаемости (1) лазерного волновода  $\text{Im}(\delta\epsilon(y))$ , вызванную действием инъекции носителей, как гармоническую функцию координаты:  $\text{Im}(\delta\epsilon(y)) \sim \sin(2\pi y/w_0)$ , где  $w_0$  — ширина канала генерации. Каждый канал генерации мы подразумеваем состоящим из двух пространственных областей: с потерями и с усилением. В пределах одного канала генерации автоматически должно выполняться условие (12). Вместо синуса можно взять любую ограниченную нечетную функцию. На рис. 1 для примера схематически изображены профили действительной и мнимой частей  $\epsilon(y)$  эффективной диэлектрической проницаемости лазерного волновода, соответствующие им профили  $N(y)$  концентрации носителей и  $|\psi(y)|^2$  поперечных мод нулевого порядка ( $j=0$ ). Для моделирования структуры можно пользоваться профилями, для которых существуют аналитические решения задачи (5). Часто в расчетах волноводных структур в оптике используют профиль Эпштейна

$$\epsilon(y) = \epsilon^0 + \frac{\delta\epsilon}{ch^2(2y/w_0)}, \text{ при котором уравнение}$$

(5) имеет аналитическое решение. По своим свойствам этот профиль аналогичен потенциалу Пешля-Теллера в квантовой механике. Данные сообщения годятся и для расчета модовой структуры

отдельных каналов МЛД. При этом расчет полной структуры оптического поля МЛД с ШК с учетом самосогласованности процессов через общую для всех каналов структуру накачки лазера и с учетом отсутствия когерентной фазировки полей между каналами генерации представляет собой нетривиальную задачу.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе формулируется задача для расчета оптического поля в канале МЛД с ШК при стационарной генерации с использованием понятия РТ-симметричных оптических структур. Определены условия и рамки постановки задачи, обсуждены возможности применения модели.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тарасов И.С.* // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 8. С. 661; *Tarasov I.S.* // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 8. P. 661.
2. *Слипченко С.О., Веселов Д.А., Золотарев В.В. и др.* // Квант. электрон. 2022. Т. 52. № 12. С. 1152; *Slipchenko S.O., Veselov D.A., Zolotarev V.V. et al.* // Quantum Electron. 2022. V. 52. No. 12. P. 1152.
3. *Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Николаев Д.Н. и др.* // ФТП. 2020. Т. 54. № 4. С. 408; *Shashkin I.S., Leshko A.Yu., Nikolaev D.N. et al.* // Semiconductors. 2020. V. 54. No. 4. P. 484.
4. *Асрян Л.В., Zubov Ф.И., Крыжановская Н.В. и др.* // ФТП. 2016. Т. 50. № 10. С. 1380; *Asryan L.V., Zubov F.I., Kryzhanovskaya N.V. et al.* // Semiconductors. 2016. V. 50. No. 10. P. 1362.
5. *Близнюк В.В., Паршин В.А., Ржанов А.Г., Тарасов А.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 255; *Bliznyuk V.V., Parshin V.A., Rzhhanov A.G., Tarasov A.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 184.
6. *Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 225; *Bliznyuk V.V., Koval O.I., Parshin V.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 173.
7. *Сидоров В.Г., Шмидт Н.М.* // Научн.-техн. вед. СПбГПУ. Физ.-мат. науки. 2013. № 2 (170). С. 71.
8. *Гаркавенко А.С., Мокрицкий В.А., Маслов О.В. и др.* // Наука и техника. 2020. Т. 19. № 4. С. 311.
9. *Близнюк В.В., Березовская Н.В., Паршин В.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1660; *Bliznyuk V.V., Berезovskaya N.V., Parshin V.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 12. P. 1453.
10. *Близнюк В.В., Коваль О.И., Паршин В.А. и др.* // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 6. С. 1860501-1.

11. *Близнюк В.В., Березовская Н.В., Брит М.А. и др.* // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2016. № 5. С. 165303-1.
12. *Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovuyev G.A.* // Phys. Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 287.
13. <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top>.
14. *Адамов А.А., Баранов М.С., Храмов В.Н.* // Научн.-техн. вестн. ИТМО. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.
15. *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.
16. *Rzhanov A.G.* // EPJ Web Conf. 2019. V. 220. Art. No. 02013.
17. *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.
18. *Ржанов А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 250; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 2. P. 180.
19. *Ржанов А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 220; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 169.
20. *Тамир Т.* Волноводная оптоэлектроника. М.: Мир, 1991. 575 с.
21. *Зябловский А.А., Виноградов А.П., Пухов А.А. и др.* // УФН. 2014. Т. 184. № 11. С. 1177; *Zyablovsky A.A., Vinogradov A.P., Pukhov A.A. et al.* // Phys. Usp. 2014. V. 57. No. 11. P. 1063.
22. *Midya Parto, Yuzhou G.N. Liu, Babak Bahari et al.* // Nanophotonics. 2020. V. 9. No. 1. P. 403.
23. *Han Zh., Liang Feng.* // National. Sci. Rev. 2018. V. 5. P. 183.
24. *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.

## PT-symmetry and radiation structure of high-power laser diodes

A. G. Rzhanov<sup>a, \*</sup>

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

Possible conditions for the application of the quantum formalism of PT-symmetry in solving the wave equation in systems with pseudo-Hermitian Hamiltonian for determining the structure of the optical field and radiation spectra of modern high-power laser diodes are considered. The physical mechanisms affecting the spatial and spectral separation of radiation into separate generation channels are discussed.

*Keywords:* laser diode, PT-symmetry, coherence, generation channel.