

УДК 621.315.592,621.373

ЧАСТИЧНАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ КАК ПРИЧИНА ОБРАЗОВАНИЯ В НИХ КАНАЛОВ ГЕНЕРАЦИИ

© 2020 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 26.08.2019 г.

После доработки 13.09.2019 г.

Принята к публикации 28.10.2019 г.

В работе обсуждается моделирование мощных лазерных диодов с широким контактом с учетом ограничений, обусловленных малой длиной когерентности излучения. Рассмотрена взаимосвязь когерентности, спектра и нелинейных свойств активного слоя лазерного диода.

DOI: 10.31857/S0367676520020349

ВВЕДЕНИЕ

Моделирование мощных лазерных диодов (ЛД) стало особенно актуальным при появлении квантово-размерных полупроводниковых структур, в которых спектральная линия оптического усиления на два порядка уже, чем в объемных полупроводниках, а само оптическое усиление примерно во столько же раз больше [1]. В 1980-х гг. появились первые работы по математическому моделированию динамических процессов в ЛД [2, 3], послужившие основой для создания современных базовых моделей. Новые приборы с квантовыми ямами (КЯ) и широкой активной областью (широким контактом – ШК), выпускаемые в настоящее время, при конструировании требуют принципиально новых подходов к математическому моделированию динамики и статики их излучения.

БАЗОВАЯ МОДЕЛЬ

Базовая модель, описывающая самосогласованное взаимодействие излучения и неравновесных носителей в многослойной полупроводниковой структуре описана, например, в работах [4, 5]. В основе всех самосогласованных моделей ЛД лежат кинетические (скоростные) уравнения, которые описывают баланс концентраций носителей и фотонов в активной области лазера. В распределенных моделях ЛД учитывается неоднородное по пространству взаимодействие между лазерным излучением и носителями. От концентрации неравновесных носителей N в конкретной точке активного слоя зависит эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon(N(y))$ [4]. Основу самосогласованной модели ЛД составляет система

дифференциальных кинетических уравнений в частных производных для концентраций носителей N и фотонов S , образующая кинетическую часть модели. Оптическую часть модели представляет волновое уравнение, преобразованное в уравнение Гельмгольца с учетом зависимости амплитуды поля от времени и аксиальной координаты z , в виде $E(y, z, t) = \psi(y) \exp(i(\omega t - \beta z))$:

$$\frac{d^2 \psi_j(y)}{dy^2} + \left(\frac{\omega_j^2}{c^2} \epsilon(y) - \beta_0^2 \right) \psi_j(y) = 0, \quad (1)$$

где ω_j – частота оптического излучения – собственные значения уравнения (СЗ), β – продольная (по оси z) постоянная распространения, $\psi_j(y)$ – латеральные собственные функции (СФ). Зависимость от поперечной (трансверсальной) координаты x учитывается посредством использования метода эффективного показателя преломления [6].

ОГРАНИЧЕНИЯ БАЗОВОЙ МОДЕЛИ

Собственными значениями (СЗ) уравнения (1) в случае лазерной (резонаторной) задачи являются либо комплексные частоты мод ω_j , либо эффективные показатели преломления $n_{\text{эф},j} = c\beta/\omega_j$. В такой задаче продольная постоянная распространения β_M , как правило, выбирается для единственной продольной моды с номером M , а определяется длиной резонатора L и коэффициентами отражения зеркал R_1 и R_2 :

$$\beta_M = \frac{M\pi}{L} + \frac{j}{2} \left[\alpha_0 + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \right], \quad (2)$$

где α_0 – нерезонансные потери в “холодном” резонаторе. Решение задачи (1) дает усиление поперечных мод $G_j(t) = -2 \text{Im}(\omega_j)$ и их профили $\psi_j(y)$.

Некоторые возможные подходы к решению самосогласованной модели ЛД изложены в работах [4, 5]. Такую схему можно считать базовой конфигурацией самосогласованной распределенной динамической модели ЛД. Базовая модель предполагает принятие квази-непрерывного некогерентного приближения. Квази-непрерывность относится к кинетическим уравнениям и подразумевает, что итерационный расчет проводится через шаги по времени, превышающие время пробега оптической волны между зеркалами резонатора Фабри–Перо, согласуясь при этом с критерием устойчивости Рауса–Гурвица. Это время составляет несколько долей пикосекунды. В некогерентном приближении мы полагаем, что фаза оптических колебаний прямой и обратной волн в планарном резонаторе ЛД успевает сбиться в течение нескольких проходов излучения по резонатору, что соответствует работе реального ЛД. Это же позволяет нам пользоваться уравнением (1) для вычисления формы поперечного профиля поля излучения. С точки зрения электродинамики некогерентное приближение обосновывает переход к комплексной величине диэлектрической проницаемости и показателей преломления слоев ЛД.

Кроме того, в базовой модели мы не рассматриваем полностью или частично эффекты теплого, поляризованного и спектрального характера, такие как: джоулев нагрев слоев, нерезонансное поглощение излучения, спектральное “выжигание”, внутризонная энергетическая релаксация, поляризационная конкуренция мод.

Пространственное разделение усиления и оптического ограничения в ЛД с КЯ учитывается в базовой модели путем введения коэффициентов оптического заполнения для КЯ и для расширенного волновода [7, 8].

БАЗОВАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ ДЛИНЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

Важным обстоятельством, которое вызывает необходимость модернизации базовой модели, оказался переход к ЛД с широким контактом (ЛДШК), у которых ширина активной области составляет более 50 мкм [8]. Максимальная мощность излучения таких приборов может составлять более 20 Вт.

Базовая модель ЛД с некогерентным приближением хорошо работает в структурах с узким контактом (менее 50 мкм), но перестает работать в ЛДШК. Как показывает эксперимент, в ЛДШК излучение распадается на нефазированные каналы генерации [9]. Причиной распада излучения на каналы являются следующие обстоятельства.

Для того чтобы та часть оптического излучения, которая распространяется на краю (по латеральной координате y) активной области, могла быть связана по фазе с излучением на противоположном краю этой области, волновому фронту (лучу) необходимо, не теряя когерентности, сделать несколько пробегаев от зеркала к зеркалу.

На рис. 1 схематично проиллюстрирована картина распределения параметров активного слоя по латеральной координате y при развитой генерации в трех каналах. Видно, что работает явление самофокусировки излучения в результате действия двух механизмов: пространственного “выжигания” неравновесных носителей вынужденным излучением в областях с максимальной интенсивностью оптического поля, и нелинейной рефракции, обеспечивающей самофокусировку излучения в тех местах активного слоя ЛДШК, где концентрация неравновесных носителей имеет локальные минимумы. Связь между шириной канала генерации и пространственным “выжиганием” неравновесных носителей в базовой модели осуществляется через параметр нелинейной рефракции $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$, имеющий порядок 10^{-20} см^3 .

Расчет по теории дифракции с учетом кривизны волнового фронта дает следующую оценку числа каналов генерации $N_{\text{кан}}$ в зависимости от длины когерентности лазерного излучения $L_{\text{ког}}$:

$$N_{\text{кан}} \approx W \sqrt{\frac{2\pi n}{\lambda L_{\text{ког}}}}, \quad (3)$$

где n – эффективный показатель преломления фундаментальной поперечной моды лазерного волновода, W – ширина активной области (полоска), λ – длина волны излучения в вакууме.

Согласно (3), мы можем делать оценки длины когерентности ЛД, зная число каналов:

$$L_{\text{ког}} \approx \frac{2\pi n}{\lambda} \left(\frac{W}{N_{\text{кан}}} \right)^2. \quad (4)$$

Соотношение (4) отражает связь между поперечной и продольной длиной когерентности в лазере. Мы видим, что поперечная длина когерентности, примерно равная оптической ширине канала генерации, связана с продольной квадратичной зависимостью.

Измерения длины когерентности $L_{\text{ког}}$ ЛД с использованием интерферометра Майкельсона показывают, что для ЛД она составляет примерно 5 см [10, 11]. Кроме того, в работе [12] показано, что длина когерентности излучения ЛД не подчиняется соотношениям, хорошо известным из теории твердотельных и газовых лазеров из-за наличия в ЛД зонной энергетической структуры.

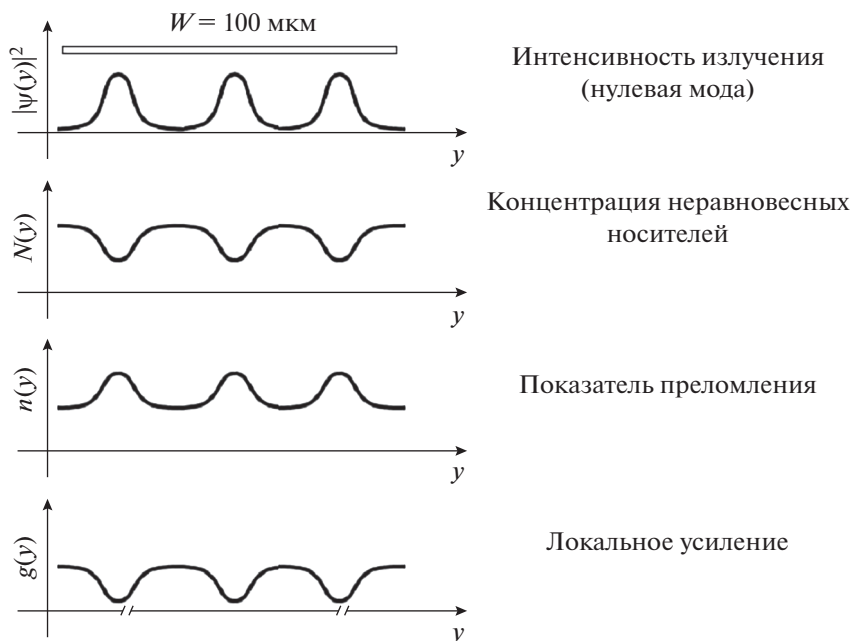


Рис. 1. Образование каналов генерации в ИЛ с широким контактом.

Рассмотрим характерные величины характеристик структуры мощного ЛДШК с КЯ [8]. Параметры структуры таковы: длина резонатора $L = 2$ мм, длина волны излучения в вакууме $\lambda = 0.964$ мкм, ширина полоска $W = 100$ мкм, эффективный показатель преломления лазерного волновода $n = 3.6$, длина когерентности $L_{\text{ког}} = 5$ см, коэффициенты отражения зеркал по мощности $R_1 = 0.02$, $R_2 = 0.98$. Формула (3) при таких параметрах дает величину 4.1, т.е. число каналов $N_{\text{кан}} = 4$. Таким образом, следует ожидать появления в ЛДШК с указанными выше параметрами четырех каналов генерации, что и наблюдалось в экспериментальных работах [9, 13].

Длина когерентности $L_{\text{ког}} = 5$ см также позволяет при указанных выше параметрах ЛД примерно определить ширину линии одного электронного состояния в подзонах КЯ: $\Delta\lambda_{\text{уровень}} = 0.017$ нм, что соответствует энергетической ширине уровня $\Delta E_{\text{уровень}} = 2.6 \cdot 10^{-5}$ эВ. При этом спектральная ширина рабочих подзон 1_{ee} и 1_{lh} в КЯ ЛДШК соответствует ширине линии усиления $\Delta\lambda_{1_{ee-1_{lh}}} = 6$ нм [13], что укладывается в энергетический диапазон $\Delta E_{1_{ee-1_{lh}}} = 9.3 \cdot 10^{-3}$ эВ. Приведем расчетные данные спектральных характеристик лазерного резонатора рассматриваемого прибора. Расстояние между продольными модами резонатора такого ЛД составляет $\Delta\lambda_{\text{прод}} = 0.06$ нм ($\Delta E_{\text{прод}} = 9.3 \cdot 10^{-5}$ эВ), а ширина резонанса Фабри–Перо при этом равна $\Delta\lambda_{\text{рез}} = 0.07$ нм ($\Delta E_{\text{рез}} = 1.1 \cdot 10^{-4}$ эВ), т.е. немного больше межмодового расстояния. Видно, что ре-

зонатор ЛДШК длиной 2 мм не является хорошим частотно-селектирующим элементом. Спектр излучения такого ЛД определяется, прежде всего, контуром усиления КЯ, а не добротностью резонатора, как это происходит менее мощных ЛД. При формировании нефазированных каналов генерации такое соотношение спектральных характеристик резонатора играет важную роль. Оно обеспечивает слабую неравномерность спектра усиления ЛД. Это, в свою очередь, приводит к однозначному спектральному и пространственному разделению излучения ЛДШК между каналами генерации. В ЛДШК с еще большей длиной резонатора при тех же параметрах зеркал следует ожидать появления новых для ЛД эффектов, что означает новую категорию лазеров.

Базовая самосогласованная распределенная модель при наличии нескольких каналов генерации перестает работать, так как нарушается возможность применения некогерентного приближения, являющегося основой этой модели.

Одним из путей выхода из возникших трудностей при составлении адекватной модели ЛДШК становится гибридная модель. В рамках этой модели необходимо учитывать, что в ЛДШК пространственная ширина каналов генерации зависит от длины когерентности $L_{\text{ког}}$ и от связанного с ней коэффициента нелинейной рефракции $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$ активного слоя.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПРОЦЕССАМИ
САМОФОКУСИРОВКИ
И КОГЕРЕНТНОСТЬЮ В ЛДШК

Рассмотрим упрощенную модель, в которой в каждом канале генерации ЛДШК присутствует единственная латеральная фундаментальная мода $\psi_0(y)$. Согласно волновой теории и методу эффективного показателя преломления [6], эта мода есть решение уравнения (1) для $j = 0$. Величина β_M в виде (2) при этом вычисляется, исходя из заданной центральной частоты спектра усиления ЛДШК. Так мы находим модовое усиление и профиль моды $\psi_0(y)$.

В работе [14] был рассмотрен энергетический баланс латеральных мод в ЛД и были выведено следующие соотношения:

$$\frac{2\omega_j''}{\omega_j'} = \frac{2\beta_M''}{\beta_M'} - \frac{\bar{\epsilon}_j''}{\bar{\epsilon}_j'} \quad (5)$$

где $\bar{\epsilon}_j''$ и $\bar{\epsilon}_j'$ – мнимая и действительная части эффективной диэлектрической проницаемости мод. Выражение (5) представляет собой уравнение баланса энергии в лазерном резонаторе. В левой части (5) стоит величина, обратная добротности j -ой генерируемой моды. В правой части стоит разность обратной добротности “холодного” лазерного резонатора и усиления активной среды в расчете на одну латеральную моду (эффективный тангенс угла усиления).

Дисперсионное уравнение в таких обозначениях:

$$\frac{\omega_j'^2}{c^2} \bar{\epsilon}_j' = \beta_M'^2 + \kappa_j^2 \quad (6)$$

Эффективная комплексная диэлектрическая проницаемость $\bar{\epsilon}_j$ и поперечная латеральная постоянная распространения κ_j имеют вид:

$$\bar{\epsilon}_j = \frac{1}{D_y} \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon(y) |\psi_j(y)|^2 dy \quad (7)$$

$$\kappa_j = \sqrt{\frac{1}{D_y} \int_{-\infty}^{+\infty} \left| \frac{\partial \psi_j(y)}{\partial y} \right|^2 dy} \quad (8)$$

где D_y – нормировочный интервал, который в дальнейшем мы будем считать равным ширине канала генерации на нулевой латеральной моде w_0 . Считаем, что СФ $\psi_j(y)$ нормированы на единицу по квадратичной норме:

$$\frac{1}{D_y} \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_j(y)|^2 dy = 1 \quad (9)$$

Рассмотрим выражения (5) и (6). При установившейся генерации соотношение (5) принимает вид:

$$\frac{2\beta_M''}{\beta_M'} = \frac{\bar{\epsilon}_m''}{\bar{\epsilon}_m'} \quad (10)$$

Рассмотрим фундаментальную латеральную моду. В слабом волноводе, которым является канал генерации, профиль этой моды хорошо аппроксимируется нормированной функцией Гаусса:

$$\psi_0(y) = \pi^{-1/4} \exp\left(-\frac{y^2}{2w_0^2}\right) \quad (11)$$

где учтено условие нормировки (9).

В результате использования выражений (2), (5), (6) и (11) находим соотношение, связывающее ширину канала генерации с остальными характеристиками ЛД:

$$\frac{\omega_0'^2}{c^2} \bar{\epsilon}_0' = \left(\frac{M\pi}{L}\right)^2 + \frac{1}{2w_0^2} \quad (12)$$

где ω_0' – центральная частота в спектре канала генерации.

В результате пространственная ширина канала генерации w_0 и ширина его спектральной линии $\Delta\lambda$ оказываются связанными между собой. В терминах длин волн из (12) получаем:

$$w_0 = \frac{\lambda}{2\pi n_{эф0}} \sqrt{\frac{\lambda}{\Delta\lambda}} \quad (13)$$

где λ – центральная длина волны в спектре канала генерации, $n_{эф0}$ – эффективный показатель преломления фундаментальной моды в каналах генерации (см. рис. 1).

Сравнивая выражения (3), (4) и (13), при наличии экспериментальных данных становится возможным делать оценки величины связи между длиной когерентности излучения и нелинейными свойствами активной среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе показано, что при моделировании ЛД возможен учет связи между когерентностью и нелинейной рефракцией, что позволяет объяснить распадение излучения в ЛДШК на нефазированные каналы генерации с физически разных точек зрения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алферов Ж.И. // ФТП. 1998. Т. 32. № 1. С. 3.
2. Buus J. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. № 7. P. 1083.

3. *Biuis J.* // IEEE J. Quant. Electron. 1983. V. QE-19. № 6. P. 953.
4. *Ржанов А.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 6; *Rzhanov A.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 1. P. 1.
5. *Ржанов А.Г., Гвердцители В.И., Арбаи А.М.* // Вестн. РУДН. Сер. мат., инф., физ. 2009. № 3. С. 72.
6. *Тамир Т.* Волноводная оптоэлектроника. М.: Мир, 1991.
7. *Мурашова А.В., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А. и др.* // ФТП. 2008. Т. 42. № 7. С. 882.
8. *Тарасов И.С.* // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 8. С. 661.
9. *Koval O.I., Rzhanov A.G., Solovuyev G.A.* // Phys Wave Phenom. 2013. V. 21. № 4. P. 287.
10. *Лукин А.В.* // Опт. журн. 2012. Т. 79. № 3. С. 91.
11. <http://www.holography.ru/files/holmich.htm>.
12. *Адамова А.А., Баранова М.С., Храмов В.Н.* // Научн.-техн. вестн. инф. техн., мех. и опт. 2018. Т. 18. № 3. С. 356.
13. *Близнюк В.В., Коваль О.И., Ржанов А.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 12. С. 1666; *Bliznyuk V.V., Koval O.I., Rzhanov A.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. № 12. P. 1453.
14. *Логгинов А.С., Ржанов А.Г.* // Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ., астрон. 1988. Т. 29. № 6. С. 20.