

Особенности спектра мощных лазерных диодов при медленной деградации

В. В. Близнюк^{1,*}, О. И. Коваль¹, В. А. Паршин^{1,†}, А. Г. Ржанов^{2,‡}, А. Е. Тарасов¹
¹Национальный исследовательский университет «МЭИ», кафедра физики имени В. А. Фабриканта
 Россия, 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
 физический факультет, кафедра физики колебаний
 Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 27.06.2018; Подписана в печать 10.09.2018)

Излагаются экспериментальные результаты по наблюдению частотных спектров излучения мощных полупроводниковых лазеров на разных стадиях их эксплуатации. Обсуждаются причины трансформации спектров лазеров при длительной временной наработке. Приводятся оценки изменения оптических параметров лазера, которые изменяются в процессе его медленной деградации и определяют вид его частотного спектра.

PACS: 42.55.Px

УДК: 621.315.592: 621.373

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, частотный спектр, деградация, нелинейная рефракция.

ВВЕДЕНИЕ

Первые полупроводниковые лазерные диоды (ЛД) с мощностью непрерывной генерации свыше 1 Вт появились в конце 80-х годов прошлого века. Эти устройства приходят на службу в промышленность, медицину, военное дело. В настоящее время разработаны ЛД с максимальной мощностью до 20 Вт в режиме непрерывной когерентной генерации с одного кристалла [1–4]. ЛД такой мощности делают по схеме с квантовой ямой (КЯ), расширенным волноводом и широким контактом. Ширина активной области у них, как правило, составляет более 50 мкм. Как отмечено в [5], «к мощным полупроводниковым лазерам можно отнести лазерные диоды, предназначенные для работы в непрерывном или квази-непрерывном режимах с выходной мощностью несколько десятков мВт с шириной полоска 1 мкм». Таким образом, ЛД с шириной активной области 100 мкм и максимальной штатной мощностью излучения 1 Вт и более можно называть мощными лазерами. Гетероструктуры таких ЛД работают в экстремальных условиях: нагрев активного слоя достигает 70°C. Это приводит к достаточно быстрой их деградации в результате необратимых изменений структуры полупроводника. Лабораторные исследования показывают, что срок службы ЛД мощностью 1–2 Вт не превышает 3000 часов. При работе на мощностях более 10 Вт он сокращается до десятков часов. Поэтому крайне актуальна задача увеличения срока службы мощных ЛД и связанная с этим проблема прогнозирования их долговечности. Для этого требуется понимание физики процессов, происходящих в этих устройствах в течение эксплуатации. Разработано несколько критериев прогнозирования срока службы мощных

ЛД. Однако их реализация связана, как правило, с использованием в течение длительного времени дорогостоящей контрольно-измерительной аппаратуры. Пока что не существует надежных методов быстрого анализа возможностей продолжительного функционирования этих устройств.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Схематическое изображение структуры слоев полупроводникового ЛД показано на рис. 1. В такой структуре используется расширенный волновод, образованный двумя слоями слаболегированного полупроводника, которые окружают КЯ. Присутствие такого волновода, в котором распространяется излучение, но отсутствует усиление, позволяет получать большую мощность оптического излучения, так как оптическое излучение может занимать больший объем.

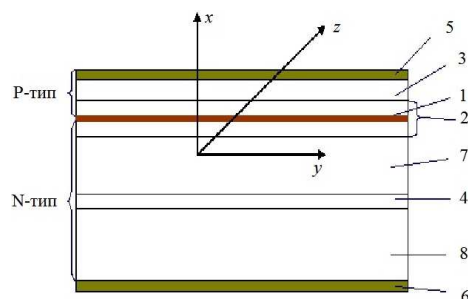


Рис. 1: Схематическое изображение структуры слоев мощного полупроводникового ЛД с расширенным волноводом. 1 — активный слой (КЯ), 2 — волноводная область, 3 — ограничительный слой со стороны P, 4 — ограничительный слой со стороны N, 5 — металлизация со стороны P, 6 — металлизация со стороны N, 7 — слой волновода, 8 — подложка N-типа

Нами были изучены ЛД с КЯ на длину волны $\lambda = 964$ нм с шириной активной области $W = 100$ мкм

*E-mail: 40595141@mail.ru

†E-mail: parshinvasa@gmail.ru

‡E-mail: rjanov@mail.ru

и длиной резонатора $L = 2$ мм [6]. На рис. 2 показан частотный спектр такого ЛД в начале эксперимента (рис. 2,а) и после наработки 30 часов (рис. 2,б) при выходной оптической мощности 0.5 Вт [7, 8], соответствующей штатной работе устройства. Для исследований был выбран ЛД, обладающий среди партии приборов своего класса средней шириной спектральных пиков в начале работы.

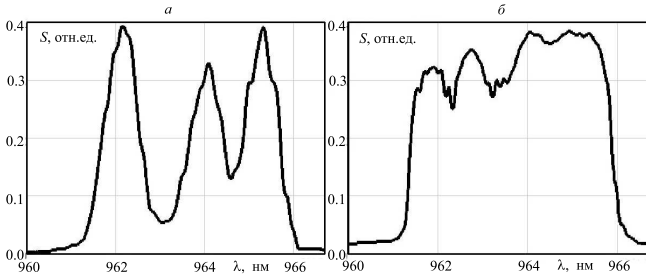


Рис. 2: Частотный спектр мощного ЛД-1 в начале экспериментов (а) и по истечении 30 часов работы (б) при выходной оптической мощности 0.5 Вт

Спектр «молодого» ЛД (рис. 2,а) представляет собой три пика, которые расположены в пределах линии усиления. Эти пики соответствуют трём каналам генерации. После наработки 30 часов спектр излучения ЛД становится насыщенным (рис. 2,б), что говорит о материальных и структурных изменениях лазера.

Для измерений спектров использовался спектрометр (монохроматор МД-23) с компьютерным интерфейсом для автоматизации процесса мониторинга. Процедура измерений состояла в регулярном снятии характеристик излучения непрерывно работающего ЛД, а именно спектра, диаграммы направленности, степени поляризации излучения. Эти характеристики фиксировались несколько раз в процессе реперных испытаний, а затем усреднялись. Точность измерений спектра по длине волны составляла 0.1 нм, диаграммы направленности по углу — 0.9°.

Последние измерения спектров на новых образцах мощных ЛД с той же внутренней структурой приведены на рис. 3,а и б при разных токах накачки.

Спектр ЛД также представляет собой несколько пиков, которые расположены в пределах линии усиления. Эти пики соответствуют каналам генерации, число которых в надпороговом режиме изменяется от двух (рис. 3,а) до четырёх (рис. 3,б).

2. ОБСУЖДЕНИЕ

Очевидные изменения в частотном спектре ЛД мы связываем со структурными трансформациями внутри прибора, которые касаются, прежде всего, таких параметров, как коэффициент нелинейной рефракции $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$

расширенного волновода, а также длины когерентности L_c излучения ЛД. Величину коэффициента нелинейной рефракции волновода мы далее рассматриваем как усредненный (эффективный) параметр, в котором учтены параметры как активного слоя (КЯ), так и волноводных слоев. Такое усреднение основано на методе эффективного показателя преломления [9], который существенно упрощает моделирование многослойных оптических волноводов и резонаторов. Для использования в моделях ЛД он был впервые предложен в работе [10]. Суть метода состоит в исключении из волнового уравнения, описывающего поперечное двумерное распределение оптического поля, трансверсальной (перпендикулярной к слоям полупроводниковой структуры) координаты x (рис. 1). Это достигается путём введения для слоёв лазерной волноводной структуры так называемых коэффициентов оптического ограничения, численно равных доли мощности излучения, приходящегося на каждый слой. Эти величины выступают в качестве весовых коэффициентов при расчете эффективных параметров лазерного волновода. Проведенное нами численное моделирование показало, что в ЛД с широким контактом должны возникать несвязанные между собой по фазе каналы генерации [7, 8], что подтверждают представленные экспериментальные данные. Ширина этих каналов была нами рассчитана в зависимости от величины параметра нелинейной рефракции активного слоя $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$. Согласно этим расчетам, с увеличением параметра $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$ от 2×10^{-19} см³ до 8×10^{-19} см³ ширина канала уменьшалась от 30 мкм до 10 мкм [8]. Таким образом, прослеживается связь между шириной каналов, их количеством и величиной коэффициента нелинейной рефракции лазерного волновода, входящего в выражение для комплексного эффективного показателя преломления лазерного волновода [7, 8]:

$$\hat{n}_{act}(y) = n_0 - \left| \frac{dn'}{dN} \right| \cdot N(y) + j \frac{\lambda}{4\pi} \frac{dg}{dN} (N(y) - N_{tr}), \quad (1)$$

где $\hat{n}_{act}(y)$ — комплексный показатель преломления лазерного волновода, \hat{n}_0 — действительная часть комплексного показателя преломления лазерного волновода без накачки, $\left| \frac{dn'}{dN} \right|$ — коэффициент нелинейной рефракции (дифференциальный коэффициент преломления), $\frac{dg}{dN}$ — дифференциальное усиление, N_{tr} — концентрация нулевого усиления или затухания (концентрация «просветления» волновода), y — латеральная координата. Как следует из соотношения (1), канал генерации должен поддерживать минимальное значение концентрации неравновесных носителей $N(y)$ в середине этой области для того, чтобы обеспечить самофокусировку излучения за счет рефрактивного механизма. За это отвечает дифференциальный коэффициент нелинейной рефракции, который в полупроводниках имеет отрицательное значение ($\frac{dn'}{dN} < 0$). Чтобы подчеркнуть этот факт, в формуле (1) отвечающий за

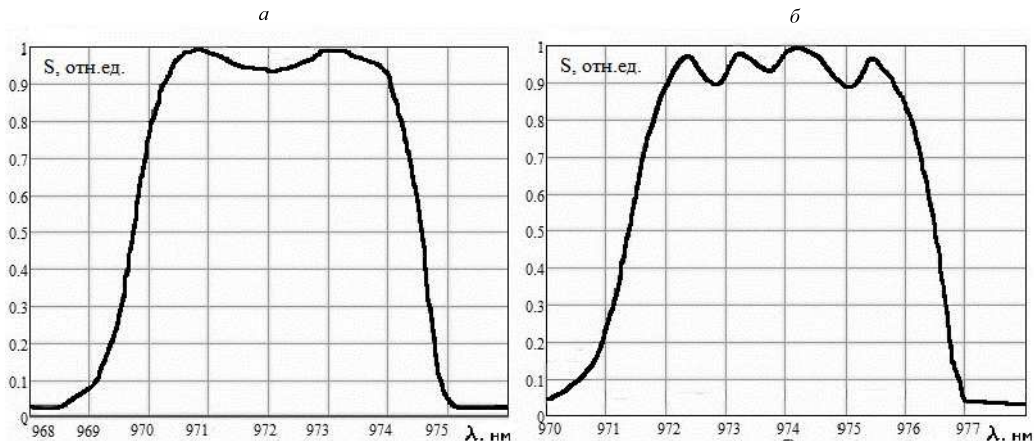


Рис. 3: Частотный спектр мощного ЛД-2 в начале экспериментов при токе накачки $1.04 I_{th}$ (а) и при токе накачки $1.06 I_{th}$ (б). Пороговый ток $I_{th} = 700$ мА

нелинейную рефракцию член записан со знаком минус: $-\left[\frac{dn'}{dN}\right] \cdot N(y)$.

Причина распада излучения на каналы состоит в следующем. Для того чтобы часть оптической волны, находящейся на одном краю активной области, могла быть связана по фазе с излучением на противоположном краю этой области, волновому фронту необходимо, не теряя фазы колебаний, сделать несколько «пробегов» между зеркалами лазерного резонатора. Если длина такого пробега превышает длину когерентности излучения, нарушается фазовая связь между левой и правой частями канала генерации. Это означает, что когерентное излучение может существовать в ограниченной по ширине области лазерного волновода.

Расчет по теории дифракции с учетом кривизны волнового фронта для гауссового пучка дает следующую оценку числа каналов генерации N_{ch} в зависимости от длины когерентности лазерного излучения L_c :

$$N_{ch} \approx nW \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda L_c}}, \tag{2}$$

где n — эффективный показатель преломления лазерного волновода, W — ширина активной области (полоска), λ — длина волны излучения.

Как известно из литературных источников, длина когерентности многомодовых полупроводниковых лазеров составляет примерно $L_c \approx 5$ см [11, 12]. Для ЛД информация о длине когерентности, к сожалению, крайне ограничена. Измерения проводились исключительно в интересах использования этого типа лазеров для голографических приложений. При длине волны излучения в вакууме $\lambda = 0.964$ мкм, ширине полоска $W = 100$ мкм, среднем эффективном показателе преломления волновода $n = 3.6$ (GaAs) выражение (2) дает величину $N_{ch} = 3.2$. То есть следует ожидать в ЛД с широким контактом при указанных выше параметрах появления трех каналов генерации, что и наблюдалось нами в эксперименте (рис. 2,а). При дальнейшей нара-

ботке частотный спектр ЛД стал обогащаться новыми составляющими, что свидетельствует о появлении новых каналов генерации, излучающих в тех частотных диапазонах, которые не были заняты ранее. В итоге полное заполнение частотного спектра шириной в 5–6 нм по длине волны, характерное для квантовой ямы шириной 10 нм, будет свидетельством того, что достигнут предел деградационных изменений.

Изменение числа каналов, которое мы наблюдаем в спектре на рис. 2,б, свидетельствует о том, что в процессе наработки в ЛД произошли необратимые изменения, приведшие к уменьшению длины когерентности L_c и увеличению параметра нелинейной рефракции $\left[\frac{dn'}{dN}\right]$. Природа связи между этими двумя характеристиками полупроводниковых лазерных структур пока до конца не выявлена.

Интересны исследования по экспериментальному выявлению зависимости числа каналов генерации нового ЛД в зависимости от ширины активной области. Такие эксперименты позволяют косвенным путем определять длину когерентности излучения конкретного лазера. Согласно (2), мы можем для оценки этой величины использовать соотношение:

$$L_c \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{nW}{N_{ch}}\right)^2. \tag{3}$$

Соотношение (3) также отражает фундаментальную связь между поперечной и продольной длинами когерентности в лазере. Мы видим, что поперечная длина когерентности L_{\perp} , примерно равная оптической ширине канала генерации $L_{\perp} \approx W_{ch} = \frac{nW}{N_{ch}}$, и продольная длина когерентности L_c связаны между собой квадратичной зависимостью. Эта зависимость определяет базовое пространственное и частотное распределение излучения в мощных ЛД с широким контактом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленных экспериментальных данных подтверждены предположения о влиянии процессов деградации в мощных лазерных диодах на параметр нелинейной рефракции материала квантовой ямы, связан-

ный с ее структурой и дефектами, а также на длину когерентности излучения диодного лазера. Мы показали, что существует связь между этими параметрами. Спектры мощных лазерных диодов обогащаются новыми линиями в процессе наработки за счет структурных изменений в лазерных слоях.

-
- [1] Богатов А. П., Дракин А. Е., Стратонников А. А., Конаев В. П. Квантовая электроника. 2000. **30**, № 5. С. 401.
 - [2] Слипченко С. О., Бондарев А. Д., Винокуров Д. А., Николаев Д. Н., Фетисова Н. В., Соколова З. Н., Пихтин Н. А., Тарасов И. С. ФТП. 2009. **43**, № 1. С. 119.
 - [3] Слипченко С. О., Винокуров Д. А., Пихтин Н. А., Соколова З. Н., Станкевич А. Л., Тарасов И. С., Алфёров Ж. И. ФТП. 2004. **38**, № 12. С. 1477.
 - [4] Лютецкий А. В., Пихтин Н. А., Фетисова Н. В., Лешко А. Ю., Слипченко С. О., Соколова З. Н., Рябоштан Ю. А., Мармалюк А. А., Тарасов И. С. ФТП. 2009. **43**, № 12. С. 1646.
 - [5] Жуков А. Е. Физика и технология полупроводниковых наноструктур. СПб.: Элмор, 2007.
 - [6] Тарасов И. С. Квантовая электроника. 2010. **40**, № 8. С. 661.
 - [7] Коваль О. И., Ржанов А. Г., Соловьёв Г. А. Ученые записки физического ф-та Московского ун-та. 2013. **5**. 135041.
 - [8] Близнюк В. В., Брит М. А., Гадаев И. С., Коваль О. И., Ржанов А. Г., Соловьёв Г. А., Стародумов А. А. Изв. РАН. Сер. физ. 2015. **79**, № 12. С. 1666.
 - [9] Тамир Т. Волноводная оптоэлектроника. М.: Мир, 1991.
 - [10] Виис J. IEEE J. Quant. Electron. 1982. **QE-18**, N 7. P. 1083.
 - [11] Лукин А. В. Оптический журнал. 2012. **79**, № 3. С. 91.
 - [12] Воробьев С. П. <http://www.holography.ru/files/holmich.htm#top> (эл.жур.). 2018.

The spectrum features of a powerful laser diodes at slow degradation

V. V. Bliznyuk^{1,a}, O. I. Koval¹, V. A. Parshin^{1,b}, A. G. Rzhanov^{2,c}, A. E. Tarasov¹

¹V. A. Fabrikant Department of physics, National Research University «Moscow Power Engineering Institute»
Moscow 111250, Russia

²Department of oscillations physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

E-mail: ^a40595141@mail.ru, ^bparshinvasa@gmail.ru, ^crjanov@mail.ru

The experimental results of observation of frequency spectra of high-power semiconductor lasers are presented. The reasons for the transformation of laser spectra during long-term time operation are discussed. Estimates of changes in the optical parameters of the laser, which change during its slow degradation and determine the type of its frequency spectrum, are given.

PACS: 42.55.Px.

Keywords: semiconductor laser, frequency spectrum, degradation, nonlinear refraction.

Received 27 June 2018.

Сведения об авторах

1. Близнюк Владимир Васильевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 362-77-55, e-mail: 4059541@mail.ru.
2. Коваль Ольга Ивановна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 362-77-55, e-mail: kovaloi@mpei.ru.
3. Паршин Василий Алексеевич — ассистент; тел.: (495) 362-77-55, e-mail: parshinvasa@gmail.ru.
4. Ржанов Алексей Георгиевич — канд. физ.-мат. наук, ст. преподаватель; тел.: (495) 939-46-97, e-mail: rjanov@mail.ru.
5. Тарасов Александр Евгеньевич — ст. преподаватель; тел.: (495) 362-77-55, e-mail: tarasovay01@gmail.com.