

## Сверхширокополосный мощный суперлюминесцентный диод с длиной волны излучения 920 нм

Д.С.Мамедов, В.В.Прохоров, С.Д.Якубович

*Исследованы физические характеристики суперлюминесцентных диодов (СЛД) на основе однослойной квантоворазмерной гетероструктуры с (InGa)As-активным слоем и градиентным волноводом. В зависимости от длины активного канала СЛД в режиме пространственно-однородной инжекции мощность излучения на выходе сфокусированного относительно излучателя одномодового волоконного световода составляла 1–10 мВт при ширине спектра 100–110 нм, что соответствует длине когерентности 7.6–8.8 мкм.*

**Ключевые слова:** суперлюминесцентный диод, квантоворазмерная гетероструктура, оптическая когерентная томография.

В последнее десятилетие успешно развивается новый неразрушающий метод медицинской диагностики – оптическая когерентная томография (ОКТ) [1]. Основными требованиями, предъявляемыми к источникам оптического излучения для ОКТ, являются высокая яркость, которая обеспечивает достаточно глубокое проникновение излучения в анализируемые ткани и позволяет использовать одномодовые оптоволоконные интерферометрические схемы, и малая длина когерентности, задающая пространственное разрешение метода.

Длина когерентности излучения  $L_{\text{coh}}$  определяется как ширина по уровню 0.5 (–3 дБ) центрального пика автокорреляционной функции (АКФ) интенсивности излучения 1-го порядка, и её достаточно точно можно оценить по формуле  $L_{\text{coh}} = \lambda_m^2 / \Delta\lambda$ , где  $\lambda_m$  – медианная длина волны излучения,  $\Delta\lambda$  – его спектральная полуширина. У источников излучения, используемых в ОКТ,  $L_{\text{coh}}$  составляет от единиц до десятков микрометров, и её уменьшение является весьма актуальной задачей. В качестве низкокогерентных источников излучения для ОКТ используются фемтосекундные лазеры в режиме синхронизации мод (иногда с нелинейным преобразованием излучения в суперконтинуум), суперлюминесцентные излучатели на основе активированного оптоволокна с лазерной диодной накачкой, полупроводниковые суперлюминесцентные диоды (СЛД).

В ближнем ИК диапазоне спектра (800–1000 нм) излучатели второго типа отсутствуют. Излучатели первого типа обладают рекордными параметрами как по уровню выходной мощности излучения, так и по ширине спектра [2], однако из-за дороговизны и сравнительно больших габаритов они едва ли смогут конкурировать с СЛД в условиях массового производства и использования. Преимущества же полупроводниковых светоизлучающих

приборов общеизвестны – это миниатюрность, надёжность, высокая эффективность, низкая стоимость, возможность непосредственной стыковки с волоконными световодами.

В указанном спектральном диапазоне рекордные на сегодняшний день результаты по длине когерентности достигнуты для СЛД на основе квантоворазмерных гетероструктур (КРС). В [3–5] для СЛД с  $\lambda_m = 800–830$  нм на основе однослойных (GaAl)As КРС получены  $L_{\text{coh}} = 9.4$  мкм ( $\Delta\lambda = 70$  нм) и  $7.0$  мкм ( $\Delta\lambda = 98$  нм) при средней мощности излучения на выходе одномодового волоконного световода  $P_{\text{sm}} = 2.5$  и  $0.2$  мВт соответственно. В первом случае использовалась непрерывная инжекция, во втором – комбинированная (импульсно-непрерывная). Среди серийно выпускаемых светоизлучающих модулей на основе СЛД данного класса отметим модели SLD-37 ( $\lambda_m = 830$  нм,  $L_{\text{coh}} \approx 15$  мкм,  $P_{\text{sm}} = 1$  мВт) и SLD-47HP (950 нм, 13 мкм, 7 мВт).

В настоящей работе экспериментально исследованы СЛД на основе однослойной (InGa)As КРС ( $d_a = 6$  нм) с градиентным волноводным слоем. Конфигурация слоёв и соответствующая им зонная диаграмма изображены на рис.1,а. Толщина симметричного градиентного волновода составляла 0.4 мкм. Боковое оптическое ограничение обеспечивалось формированием гребневидной структуры шириной  $w = 4$  мкм. Длина активного канала СЛД  $L_a$  (рис.1,б) могла варьироваться от 200 до 1200 мкм в зависимости от местоположения сколов, образующих торцевые грани кристалла. Для подавления положительной обратной связи по излучению ось активного канала располагалась под углом  $7^\circ$  по отношению к нормали к торцевым граням кристалла; кроме того, на эти грани наносились многослойные антиотражающие покрытия (АОП) из чередующихся слоёв  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{ZrO}_2$ . Кристаллы напаявались на медный теплопровод  $p$ -стороной вверх. Все измерения проводились в режиме непрерывной пространственно-однородной инжекции в условиях термостабилизации СЛД.

Спектры СЛД на основе КРС благодаря квантоворазмерному эффекту содержат, как правило, ярковыраженные максимумы излучения (в суперлюминесцентных

Д.С.Мамедов, В.В.Прохоров. ООО «Суперлюминесцентные диоды», Россия, 117454 Москва, п/я 70  
С.Д.Якубович. Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет) Россия, 117454 Москва, просп. Вернадского, 78

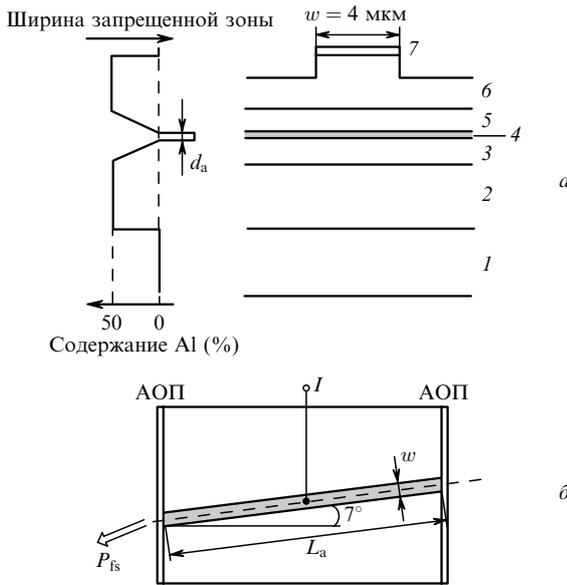


Рис.1. Конфигурация слоёв и зонная структура КРС (а), а также конструкция СЛД (б): 1 – подложка ( $n$ -GaAs); 2 -  $n$ -эмиттер ( $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ ); 3, 5 – градиентный волноводный слой ( $Al_xGa_{1-x}As$ , нелегирован); 4 – активный слой ( $Ga_yIn_{1-y}As$ ,  $d_a = 6$  нм); 6 -  $p$ -эмиттер ( $Al_{0.5}Ga_{0.5}As$ ); 7 – контактный слой ( $p^+$ -GaAs).

спектрах однослойных КРС обычно их два) [3 – 5]. Положение максимумов обусловлено параметрами КРС, а соотношение их интенсивностей, определяемое «перекрытием» спектров спонтанного испускания и оптического усиления, зависит от многих факторов – плотности тока инжекции, её пространственной неоднородности (если таковая имеется), длины активного канала, температуры.

У исследованных СЛД спектральные максимумы располагались в областях 940 – 950 и 880 – 890 нм. Типичная эволюция спектра суперлюминесценции с ростом тока инжекции отражена на рис.2,а. Максимальная ширина спектра  $\Delta\lambda$  (минимальная  $L_{coh}$ ) достигается при выравнивании спектральных максимумов излучения (кривая, соответствующая току 323 мА). У СЛД с различными  $L_a$  это достигается при разных токах инжекции и разных уровнях выходной мощности. Это иллюстрируется семейством ватт-амперных характеристик (рис.2,б), где отмечены рабочие точки, соответствующие максимумам  $\Delta\lambda$ . При  $L_a \geq 1000$  мкм нам не удалось добиться выравнивания спектральных максимумов.

Основные мощностные, спектральные и поляризационные характеристики исследованных СЛД в указанных режимах работы при двух рабочих температурах

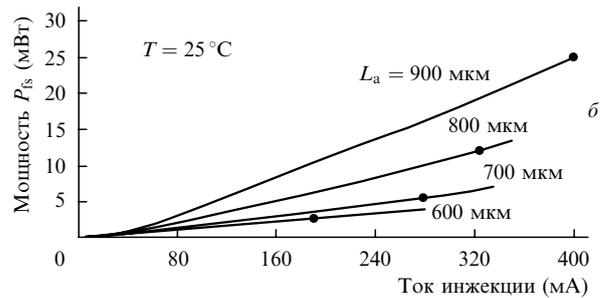
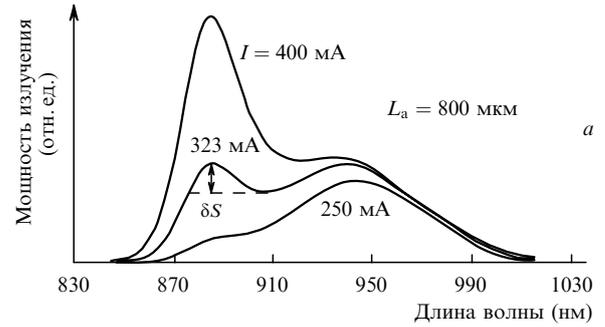


Рис.2. Спектры выходного излучения СЛД с длиной активного канала  $L_a = 800$  мкм при разных токах инжекции (а) и ватт-амперные характеристики СЛД при разных длинах  $L_a$  (б).

( $T = 25$  и  $10^\circ C$ ) сведены в табл.1, где  $J$  – плотность тока инжекции,  $P_{fs}$  – выходная мощность излучения в свободное пространство,  $P_{sm}$  – мощность излучения через одномодовый волоконный световод (использовалось оптимальное для данного спектрального диапазона одномодовое волокно Corning Pure Mode 720 с широкоапертурной сферической микролинзой на входном торце),  $K_c$  – коэффициент ввода излучения в волокно,  $\delta S$  – спектральный провал (рис.2,а), ТЕ/ТМ – поляризационное отношение мощностей излучения в ТЕ- и ТМ-поляризации.

Проведённые измерения позволили установить следующие закономерности: при увеличении  $L_a$  и значительном увеличении рабочих токов можно получить большой выигрыш в выходной мощности излучения при слабом уменьшении  $\Delta\lambda$  и незначительном росте  $\delta S$ ; выходная мощность излучения заметно возрастает с понижением рабочей температуры; с ростом выходной мощности излучения растёт  $K_c$ , что связано с уменьшением доли спонтанного излучения в выходном световом потоке; в отличие от СЛД, описанных в [3 – 5], в данном случае излучение сильно поляризовано, причём степень поляризации заметно растёт с выходной мощностью, что также связано с уменьшением доли спонтанного излучения.

На рис.3 представлена типичная для исследованных

Табл.1. Характеристики СЛД с различной длиной активного канала  $L_a$  при максимальной ширине спектра излучения  $\Delta\lambda$ .

$L_a$ (мкм)	$T$ ( $^\circ C$ )	$I$ (мА)	$J$ (А/см <sup>2</sup> )	$P_{fs}$ (мВт)	$P_{sm}$ (мВт)	$K_c$ (%)	$\lambda_m$ (нм)	$\Delta\lambda$ (нм)	$\delta S$ (%)	ТЕ/ТМ	$L_{coh}$ (мкм)
600	25	193.0	8.04	2.90	0.65	22.41	925.0	112.5	22	56.0	7.6
	10	190.5	7.94	4.34	1.00	22.97	921.5	113.7	25	78.5	7.5
700	25	280.0	10.00	5.07	1.35	26.63	925.0	108.7	25	88.7	7.9
	10	273.8	9.78	7.90	2.13	26.96	920.0	106.9	28	106.9	7.9
800	25	323.0	10.09	11.78	3.53	29.97	926.0	103.1	28	141.5	8.3
	10	320.0	10.00	19.12	5.71	29.86	918.0	100.2	29	158.0	8.4
900	25	400.0	11.11	23.90	7.40	30.96	932.0	100.0	32	173.1	8.7
	10	398.0	11.06	36.05	10.90	30.24	928.0	98.0	35	208.0	8.8

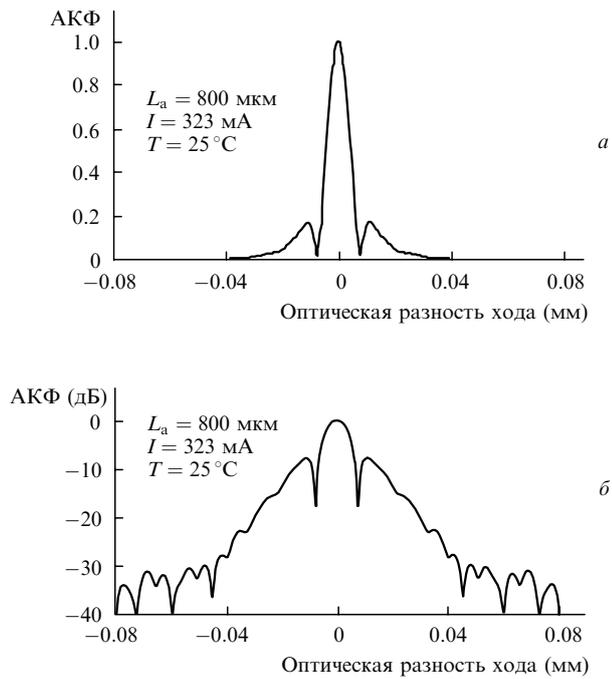


Рис.3. Нормированная автокорреляционная функция интенсивности СЛД в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

СЛД АКФ, зарегистрированная с помощью оптического анализатора ADVANTEST Q8347 на основе интерферометра Майкельсона. Как это обычно имеет место для спектральных линий с формой, сильно отличающейся от гауссовой, у АКФ наблюдается сложный центральный «пьедестал». Однако наличие узкого центрального пика позволяет рассчитывать на эффективное использование

данных СЛД в системах ОКТ с высоким пространственным разрешением.

В ходе проведённых исследований не было отмечено сколько-нибудь заметной деградации выходных характеристик СЛД. Исследования процесса старения СЛД, требующие продолжительного времени, уже начаты.

В заключение следует отметить, что по достигнутым значениям ширины спектра излучения и выходной мощности СЛД, исследованные в настоящей работе, заметно превосходят как серийно выпускаемые СЛД данного класса, так и лабораторные образцы с рекордными значениями указанных параметров. Кроме того, такая конструкция СЛД (без оптического поглотителя) позволяет использовать их в качестве широкополосных лазерных усилителей бегущей волны. Благодаря тому, что коротковолновый максимум оптического усиления соответствует D1-линии Cs, эти приборы могут также представлять интерес для спектроскопии и, в частности, для экспериментов по охлаждению атомных ансамблей.

Авторы благодарят А.Т.Семёнова за внимание к данной работе и Е.Л.Портного за помощь в выборе КРС.

Работа частично поддержана грантом МНТЦ № 2651р.

1. Schmitt J.M. *Select. Topics in IEEE J. Quantum Electron.*, **5** (4), 1205 (1999).
2. Drexler W., Morgner V., Kartner F.X., Pitris C., Boppart S.A., Li X.D., Ippen E.P., Fujimoto J.G. *Opt. Lett.*, **24** (17), 1221 (1999).
3. Semenov A.T., Shidlovski V.R., Safin S.A. *Electron. Lett.*, **29** (10), 854 (1993).
4. Semenov A.T., Batovrin V.K., Garmash I.A., Shidlovski V.R., Shramenko M.V., Yakubovich S.D. *Electron. Lett.*, **31** (4), 314 (1995).
5. Батоврин В.К., Гармаш И.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Любарский А.В., Плявенек А.Г., Сафин С.А., Семёнов А.Т., Шидловский В.Р., Шраменко М.В., Якубович С.Д. *Квантовая электроника*, **23** (2), 113 (1996).