

09

## Синхронизация мод в лазерах спектрального диапазона $1.55 \mu\text{m}$ на основе „тонких“ квантовых ям

© М.С. Буяло<sup>1</sup>, И.М. Гаджиев<sup>1</sup>, Н.Д. Ильинская<sup>1</sup>, А.А. Усикова<sup>1</sup>,  
И.И. Новиков<sup>2,3</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>2,3</sup>, Е.С. Колодезный<sup>3</sup>,  
В.Е. Бугров<sup>3</sup>, А.Ю. Егоров<sup>3</sup>, Е.Л. Портной<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ООО „Коннектор Оптик“, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: mikhail.buyalo@gmail.com

Поступило в Редакцию 2 октября 2017 г.

Представлены результаты экспериментального исследования двухсекционных полупроводниковых лазеров с активной областью, состоящей из трех квантовых ям InGaAs/InGaAlAs толщиной 3.1 nm. Реализован режим пассивной синхронизации мод с частотой следования импульсов 10 GHz. Проведено сравнение различных подходов для определения стабильности следования импульсов.

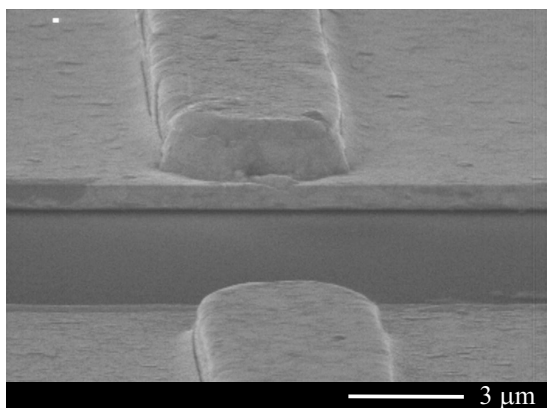
DOI: 10.21883/PJTF.2018.04.45644.17064

Полупроводниковые лазеры с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) являются компактными источниками импульсов света длительностью в несколько пикосекунд с частотами повторения от единиц до сотен гигагерц [1]. Такие лазеры могут применяться для решения различных фундаментальных [2] и практических задач (оптическая связь, спектроскопия, дальнометрия, задачи радиофотоники). Лазеры с синхронизацией мод, работающие в спектральном диапазоне вблизи  $1.55 \mu\text{m}$ , вызывают повышенный интерес, так как в этом диапазоне оптическое волокно обладает окном прозрачности, а сравнительно малое по мощности излучение полупроводниковых лазеров может быть усилено при помощи коммерчески доступных усилителей. Простейшей конструкцией для реализации этого режима является двухсекционная

конструкция с электрически изолированными секциями усилителя и поглотителя, которая используется как для реализации пассивных режимов генерации пикосекундных импульсов [3], так и для улучшения характеристик одиночных мощных импульсов [4,5]. В такой конструкции частота следования импульсов в режиме ПСМ определяется длиной резонатора и не зависит от тока накачки, что приводит к высокой стабильности следования импульсов без использования систем обратной связи [6]. Дальнейшее увеличение стабильности в лазерах с квантовыми ямами (КЯ) может быть достигнуто за счет модификации волновода и активной области лазера, например за счет включения специальных слоев [7] или уширения волноводного слоя для уменьшения коэффициента оптического ограничения  $\Gamma$  [6]. Другим способом уменьшения  $\Gamma$  может быть уменьшение толщины квантовых ям, а также снижение их количества в активной области лазера. Ранее был продемонстрирован потенциал такой конструкции с „тонкими“ КЯ [8] для создания лазерных диодов, однако высокая величина потерь, обусловленная легированием краев волновода, не позволяет реализовать достаточно длинные двухсекционные лазеры. Поэтому в настоящей работе для создания лазеров с ПСМ с частотой следования 10 GHz используются лазерные структуры с нелегированным волноводом, обладающие низкими волноводными потерями. Естественно, что снижение уровня легирования приводит к увеличению омического сопротивления, но это увеличение несущественно для относительно длинных лазеров с частотой следования импульсов менее 20 GHz в режиме ПСМ.

В настоящей работе представлены результаты исследования спектральных и динамических свойств режима пассивной синхронизации мод в лазерах спектрального диапазона  $1.55 \mu\text{m}$ , изготовленных на основе гетероструктур InGaAlAs/InP без содержания фосфора в эпитаксиальных слоях, с активной областью на основе упругонапряженных „тонких“ квантовых ям InGaAs без использования компенсирующих барьеров.

Исследовались лазерные структуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии, структуры были изготовлены в ООО „Коннектор Оптикс“. Были изготовлены две гетероструктуры, содержащие две и три квантовые ямы  $\text{In}_{0.67}\text{Ga}_{0.33}\text{As}$  толщиной  $3.1 \text{ nm}$ , разделенные барьерами  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  толщиной  $10 \text{ nm}$ . Активная область была помещена в симметричный нелегированный волновод  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$  толщиной  $0.6 \mu\text{m}$ . Обкладки волновода InAlAs, согласованные по параметру решетки с InP, с толщинами  $1.5 \mu\text{m}$  ( $p$ -



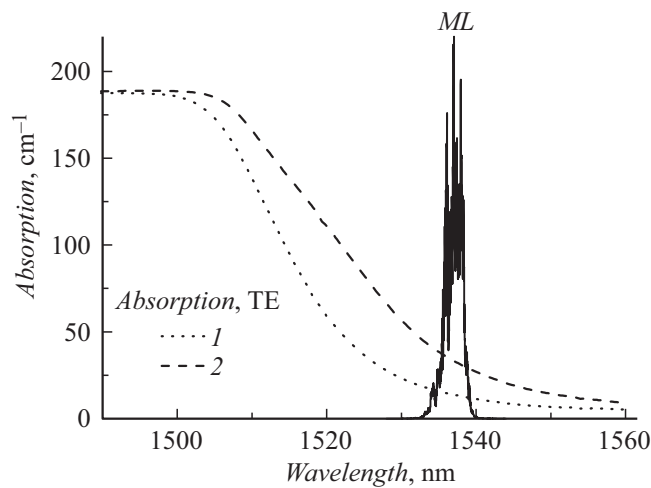
**Рис. 1.** Изображение разрыва в полоске двухсекционного лазера, полученное методом сканирующей электронной микроскопии.

эмиттер) и  $1\ \mu\text{m}$  ( $n$ -эмиттер) легировались С и Si, при этом  $p$ -эмиттер представлял собой два слоя InAlAs с толщинами  $0.5$  и  $1.0\ \mu\text{m}$  с различными степенями легирования, которые составляли  $5 \cdot 10^{17}$  и  $1 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  соответственно. Слой толщиной  $0.5\ \mu\text{m}$  со степенью легирования  $5 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  находился ближе к волноводному слою  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ . Аналогично  $n$ -эмиттер состоял из двух слоев толщиной  $0.7$  и  $0.3\ \mu\text{m}$  со степенью легирования  $5 \cdot 10^{17}$  и  $1 \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  соответственно. Слой толщиной  $0.7\ \mu\text{m}$  со степенью легирования  $5 \cdot 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  находился ближе к волноводному слою  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.27}\text{Al}_{0.20}\text{As}$ . Методами стандартной литографии были изготовлены образцы двухсекционных лазеров с шириной полоска  $5\ \mu\text{m}$ , что обеспечивало генерацию на основной пространственной моде. Для измерения поглощения методом интегрально-абсорбционной спектроскопии [4] были изготовлены лазеры с равными длинами секций ( $200\ \mu\text{m}$ ), а для реализации режима ПСМ — с длинами  $2$  и  $4\ \text{mm}$  с секцией поглотителя, составлявшей  $3$ – $8\%$  от длины резонатора. Электрическая изоляция между секциями лазера составляла более  $20\ \text{k}\Omega$  и была сформирована ионным травлением эмиттерного слоя на глубину, которая не приводила к влиянию паразитного отражения от границ травления на свойства лазера (рис. 1).

Лазеры монтировались на медный теплоотвод, при этом обеспечивалась возможность стабилизации по температуре теплоотвода с помощью элемента Пельтье.

Измерения поглощения проводились при комнатной температуре. На рис. 2 приведены спектры поглощения структуры с тремя КЯ для ТЕ-поляризации света при обратных смещениях 0 и 6 В на поглощающей секции, а также спектр генерации лазера в режиме ПСМ. С увеличением обратного смещения  $V_{rev}$  с 0 до 6 В край зоны поглощения сдвигается в длинноволновую область под действием квантово-размерного эффекта Штарка, при этом максимум крутизны спада поглощения уменьшается с 15 до  $10 \text{ cm}^{-1}/\text{meV}$  соответственно. Вместе эти эффекты приводят к двукратному увеличению коэффициента поглощения на длине волны лазерной генерации. Отличительной особенностью спектров поглощения является отсутствие выраженного экситонного пика поглощения, наблюдаемого в лазерах на основе одиночной КЯ спектрального диапазона вблизи  $1.06 \mu\text{m}$  [9]. Это может быть объяснено снижением локализации электронов в КЯ и меньшей энергией связи водородоподобного типа из-за меньшей эффективной массы, а также разбросом толщин квантовых ям. В структурах с двумя КЯ максимум спектра поглощения незначительно сдвинут в длинноволновую область, при этом величина максимума составляет порядка  $150 \text{ cm}^{-1}$ . Измерения в коротковолновой части спектра не проводились, так как отношение интенсивностей люминесценции ТЕ-поляризации и ТМ-поляризации уменьшается в этой области спектра, что может влиять на корректность измерения поглощения методом интегрально-абсорбционной спектроскопии.

Измерения динамических характеристик лазеров режима ПСМ проводились при стабилизированной температуре теплоотвода, поддерживаемой на уровне  $20^\circ\text{C}$  с помощью элемента Пельтье. Усиливающая секция лазеров накачивалась непрерывным током, к секции поглотителя прикладывалось постоянное обратное смещение. Эффективность лазеров с тремя КЯ в режиме пассивной синхронизации мод оказалась больше, чем в лазерах с двумя КЯ, поэтому далее результаты приводятся для лазеров из структур с тремя КЯ. При малых обратных смещениях лазер работал в непрерывном режиме генерации. При увеличении обратного смещения на поглотителе из-за квантово-размерного эффекта Штарка и уменьшения крутизны спада поглощения величина поглощения на длине волны лазерной генерации увеличивалась, и происходил переход в режим пассивной синхронизации мод (рис. 3). Частота следования



**Рис. 2.** Спектры поглощения при  $V_{rev} = 0$  (1) и 6 В (2) на поглощающей секции и положение линии генерации в режиме ПСМ (линия  $ML$ ).

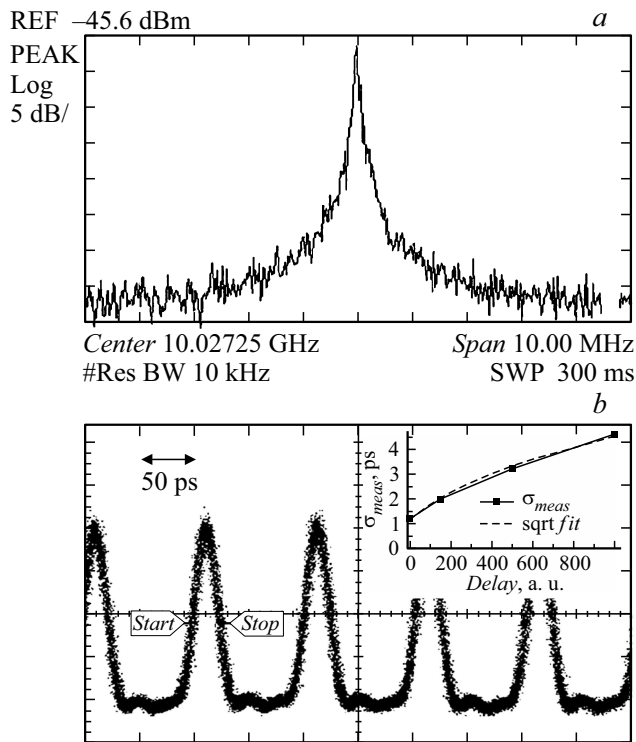
импульсов  $F_{ML}$  составила 10 GHz, что соответствует времени полного обхода резонатора.

Стабильность следования импульсов оценивалась по полной ширине на полувысоте линии радиочастотного спектра  $\Delta F_{FWHM}$ , а также по джиттеру  $\sigma_{N-osc}$  между соседними  $N$  импульсами. Прямое измерение джиттера между соседними импульсами  $\sigma_{N-osc}$  затруднено в силу того, что быстродействие фотоприемника и осциллографа существенно меньше длительности и джиттера импульса. В то же время измеряемый джиттер  $\sigma_{meas}(N)$  может быть записан как

$$\sigma_{meas}(N) = \sqrt{\sigma_{osc}^2 + N\sigma_{N-osc}^2},$$

где  $\sigma_{osc}$  — джиттер осциллографа, измеряемый при нулевой задержке. Построив соответствующую зависимость (вставка на рис. 3, *b*) легко получить значение  $\sigma_{N-osc} = 140$  fs для соседних импульсов.

Измеренная величина ширины радиочастотной линии составляет порядка 100 kHz (рис. 3, *a*). Соответствующий среднеквадратичный джиттер  $\sigma_{N-RF}$  между соседними импульсами можно определить следующим образом. Поскольку амплитудные шумы в лазерах с ПСМ



**Рис. 3.** Режим ПСМ. *a* — радиочастотный спектр лазера с частотой следования импульсов 10 GHz, *b* — осциллограмма излучения лазера в режиме синхронизации мод. На вставке — зависимость джиттера  $\sigma_{meas}$  от задержки  $tF_{ML}$ .

значительно меньше фазовых в широком диапазоне частот, они не имеют влияния на ширину радиочастотной линии, и джиттер может быть записан как [10]

$$\sigma_{N-RF} = \frac{T_R}{\pi} \sqrt{\int_0^{+\infty} \sin^2(\pi f N T_R) S_{\phi_{FR}}(f) df},$$

где  $T_R$  — период последовательности импульсов, а  $S_{\phi_{FR}}(f)$  — боковая полоса спектральной мощности радиочастотных шумов.

Было показано [11], что в лазерах с пассивной синхронизацией мод ширина радиочастотной линии связана в первую очередь с относительно широкополосным шумом спонтанного излучения, являющимся по сути белым шумом. Поэтому профиль первой гармоники радиочастотной линии может быть описан лоренцевой функцией. Соответственно полная ширина на полувысоте лоренциана  $\Delta F_{FWHM}$  полностью определяет боковую полосу спектральной мощности радиочастотных шумов [12]

$$S_{\phi_{RF}}(f) = \frac{\Delta F_{FWHM}}{\pi f^2}.$$

Таким образом, выражение для временного среднеквадратичного джиттера между импульсами можно переписать как

$$\sigma_{N-RF} = T_R \sqrt{\frac{\Delta F_{FWHM} N T_R}{2\pi}}.$$

При ширине радиочастотной линии в 100 kHz и периоде следования импульсов 100 ps  $\sigma_{N-RF} = 120$  fs, что хорошо согласуется с оценкой джиттера  $\sigma_{N-osc}$ .

В заключение были исследованы двухсекционные лазеры спектрального диапазона 1.55  $\mu\text{m}$ , изготовленные методом молекулярно-пучковой эпитаксии из лазерных гетероструктур InGaAlAs/InP без содержания фосфора в эпитаксиальных слоях и активной области. В лазерах с активной областью, содержащей три напряженные квантовые ямы InGaAs, разделенные некомпенсирующими барьерами, был достигнут режим пассивной синхронизации мод с частотой следования импульсов 10 GHz. Переход в режим синхронизации мод обусловлен квантово-размерным эффектом Штарка и уменьшением крутизны спектральной зависимости поглощения на краю зоны при увеличении обратного смещения на поглощающей секции. Продемонстрирована корректность определения стабильности следования импульсов по ширине линии радиочастотного спектра.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 гг.“ (шифр 2015-14-582-0038, соглашение № 14.581.21.0013 от 4 августа 2015 г., уникальный идентификатор RFMEFI58115X0013). М.С. Буяло благодарит за поддержку работы Комитет по науке и высшей школе Санкт-Петербурга.

**Список литературы**

- [1] *Avrutin E.A., Marsh J.H., Portnoi E.L.* // IEE Proc. — Optoelectronics. 2000. V. 147. N 4. P. 251–278.
- [2] *Hristopher H., Kovalchuk E.V., Wenzel H., Bugge F., Weyers M., Wicht A., Peters A., Tränkle G.* // Appl. Opt. 2017. V. 56. N 19. P. 5566–5572.
- [3] *Гаджиев И.М., Буяло М.С., Губенко А.Е., Егоров А.Ю., Усикова А.А., Ильинская Н.Д., Лютецкий А.В., Задиранов Ю.М., Портной Е.Л.* // ФТП. 2016. Т. 50. В. 6. С. 843–847.
- [4] *Буяло М.С., Гаджиев И.М., Усикова А.А., Задиранов Ю.М., Ильинская Н.Д., Губенко А.Е., Егоров А.Ю., Портной Е.Л.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 20. С. 30–36.
- [5] *Lanz B., Ryvkin B.S., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T.* // Opt. Express. 2013. V. 21. N 24. P. 29780–29791.
- [6] *Буяло М.С., Гаджиев И.М., Бакиаев И.О., Портной Е.Л.* // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. В. 3. С. 41–48.
- [7] *Hou L., Haji M., Marsh J.H., Bryce A.C.* // Opt. Express. 2011 V. 19. N 26. P. В75–В80.
- [8] *Новиков И.И., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Бугров В.Е., Курочкин А.С., Гладышев А.Г., Бабичев А.В., Гаджиев И.М., Буяло М.С., Задиранов Ю.М., Усикова А.А., Шерняков Ю.М., Савельев А.В., Няшев И.А., Егоров А.Ю.* // ФТП. 2016. Т. 50. В. 10. С. 1429–1433.
- [9] *Гаджиев И.М., Буяло М.С., Бакиаев И.О., Григорьев Р.И., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Винокуров Д.А., Тарасов И.С., Портной Е.Л.* // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. В. 22. С. 29–36.
- [10] *Jiang L.A., Wong S.T., Grein M.E., Ippen E.P., Haus H.A.* // IEEE J. Quantum Electron. 2002. V. 38. N 8. P. 1047–1052.
- [11] *Eliyahu D., Salvatore R.A., Yariv A.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. V. 14. N 1. P. 167–174.
- [12] *Yamamoto Y.* // IEEE J. Quantum Electron. 1983. V. 19. N 1. P. 34–46.