

Переключение между режимами синхронизации мод и модуляции добротности в двухсекционных лазерах с квантовыми ямами при изменении свойств поглотителя за счет эффекта Штарка

© И.М. Гаджиев^{+‡}, М.С. Буяло^{+‡}, А.Е. Губенко*, А.Ю. Егоров^{+‡*}, А.А. Усикова⁺, Н.Д. Ильинская⁺, А.В. Лютецкий⁺, Ю.М. Задиранов⁺, Е.Л. Портной⁺

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

* Innolume GmbH, 44263 Dortmund, Germany

[‡] Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101 Санкт-Петербург, Россия

• ООО „Коннектор Оптик“, 194292 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: idris.intop@mail.ru

(Получена 8 декабря 2015 г. Принята к печати 14 декабря 2015 г.)

В двухсекционных лазерах с тремя квантовыми ямами реализованы режимы пассивной модуляции добротности и пассивной синхронизации мод. Показано, что увеличение обратного смещения на поглощающей секции приводит к изменению спектральных и динамических свойств поглотителя и соответственно к переходу от режима модуляции добротности к синхронизации мод. Частота следования импульсов в режиме синхронизации мод составила 75 ГГц, при этом произведение длительности импульсов на ширину спектра составило 0.49, что близко к теоретическому пределу. Показано, что в структурах с тремя квантовыми ямами большая величина поглощения на длине волны лазерной генерации приводит к фототокну через секцию насыщающегося поглотителя, достаточному для компенсации приложенного смещения.

1. Введение

Излучатели пикосекундных оптических импульсов на основе гетеролазеров с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) и пассивной модуляцией добротности (ПМД) спектрального диапазона 1.06 мкм представляют значительный практический и научный интерес. Они могут быть использованы в качестве компонентов для оптоэлектронных аналогово-цифровых преобразователей, генераторов субтерагерцового диапазона, задающих источников оптического сигнала [1–3], при этом излучение лазерных диодов в случае необходимости может быть усилено коммерчески доступными полупроводниковыми [4] и Yb:Gd-Nd- или YDF:A-усилителями. Наиболее простой и хорошо разработанной конструкцией для излучения пикосекундных импульсов является двухсекционная конструкция лазера, с электрически изолированными секциями усилителя и насыщающегося поглотителя (НП). Такая конструкция лазера позволяет осуществлять генерацию импульсов света в режимах либо ПСМ, либо ПМД, при этом возможна реализация обоих режимов на одном образце [5]. Для осуществления указанных режимов генерации необходимо прикладывать обратное смещение к секции НП, что обеспечивает быстрдействие поглотителя, а также увеличивает поглощение на длине волны лазерной генерации вследствие эффекта Штарка [6]. С увеличением частоты требуется уменьшать время выноса носителей из области НП, что обычно достигается за счет увеличения приложенного напряжения.

Частота следования импульсов в режиме ПСМ определяется временем полного обхода резонатора, поэтому повышение частоты следования импульсов в режиме ПСМ в двухсекционных лазерах достигается за счет уменьшения длины резонатора. Другим вариантом решения задачи увеличения частоты импульсов режима ПСМ является многосекционная конструкция лазеров. В ней повышение частоты достигается за счет расположения секций НП в местах „столкновения“ оптических импульсов, следующих с частотой, кратной частоте ПСМ, соответствующей времени обхода всего резонатора лазера [7]. Такой режим называется синхронизацией мод на сталкивающихся импульсах (colliding pulse mode-locking) и позволяет достичь частот > 200 ГГц [8]. Однако техническая реализация многосекционного лазера требует прецизионного разделения лазерных чипов, так как расстояние от зеркала до секции НП должно контролироваться с точностью до нескольких микрометров. Поэтому в настоящей работе были использованы более простые и устойчивые к неточностям технологических операций двухсекционные лазеры с коротким резонатором.

Для осуществления генерации в лазерах с коротким резонатором необходимо использовать активную среду с высоким усилением для компенсации потерь на вывод излучения. Повышения усиления можно достичь, увеличивая количество квантовых ям (КЯ) в активной области лазера. В то же время это ведет к увеличению дифференциального усиления, что в лазерах с НП способствует развитию режима ПМД. В опубликованной

ранее работе [3] были исследованы лазеры с тремя КЯ, излучающие в режиме ПМД, на одно из зеркал которых было нанесено отражающее покрытие, что приводило к повышению добротности резонатора и уменьшению порогового тока. В настоящей работе были изготовлены образцы двухсекционных лазерных диодов, зеркала которых были получены методом скола и без нанесения отражающего покрытия, что повышало потери на излучение. Также была использована более короткая секция НП для уменьшения глубины модуляции оптического сигнала секцией поглотителя, поскольку для режима ПСМ не требуется полная модуляция лазерного излучения. В то же время использовать слишком короткую секцию нецелесообразно ввиду того, что уменьшение размеров приводит к увеличению контактного сопротивления, которое уменьшает быстродействие НП [9].

В настоящей работе проводилось исследование режимов ПМД и ПСМ в двухсекционных лазерах при изменении свойств поглотителя за счет приложенного обратного смещения.

2. Экспериментальные образцы

Лазерная структура была изготовлена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Активная область состояла из трех квантовых ям InGaAs толщиной 8 нм, разделенных барьером толщиной 18 нм. Квантовые ямы расположены в $\text{Al}_{0.15}\text{GaAs}$ -волноводе толщиной 0.6 мкм, ограниченном эмиттерными слоями $\text{Al}_{0.25}\text{GaAs}$. Структура была изготовлена для лазерной генерации в спектральной области 1.06 мкм. Методами стандартной фотолитографии были изготовлены полосковые лазеры с шириной полоска 5 мкм, что обуславливало генерацию на основной пространственной моде. Разрыв в полоске осуществлялся с помощью травления эмиттерных слоев ионным пучком (Ar) на глубину 270 нм до волновода с точностью ± 30 нм. Такая глубина обеспечивает изоляцию между секциями > 10 кОм, при этом изменение эффективного показателя преломления мало и, как следствие, не возникает отражений на границах секций. Исследование поглощения структуры проводилось на двухсекционных образцах с секциями одинаковой длины, с зеркалами, полученными при сколе лазеров. Динамические режимы излучения лазеров были реализованы на двухсекционных образцах длиной 550 мкм, длина секции поглотителя 45 мкм, оба зеркала получены методом скола. Лазеры монтировались на медный теплоотвод. Схема включения двухсекционного лазера представлена на вставке к рис. 1. Обратное смещение V_{rev} подается на секцию поглотителя через сопротивление R_a номиналом 30 Ом, которое также использовалось для измерения индуцированного фототока.

3. Экспериментальные результаты

Измерения проводились при комнатной температуре. Лазеры исследовались при импульсном токе накачки

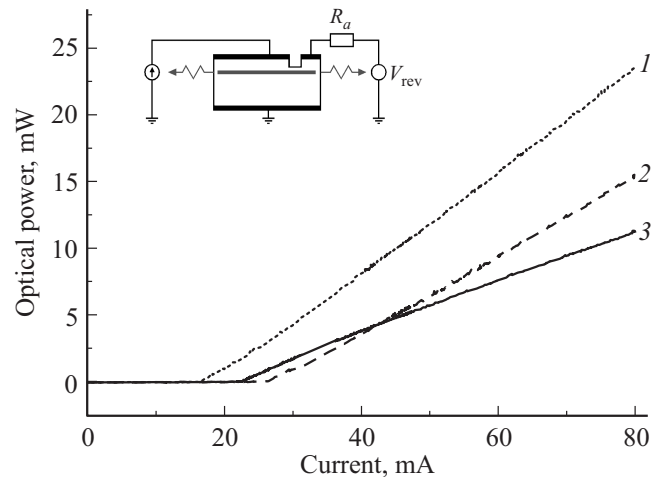


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики двухсекционного лазера при различных обратных смещениях на секции поглотителя V_{rev} , В: 1 — 0.0, 2 — 6.5, 3 — 9.0. На вставке — схема включения в электрическую цепь двухсекционного лазера.

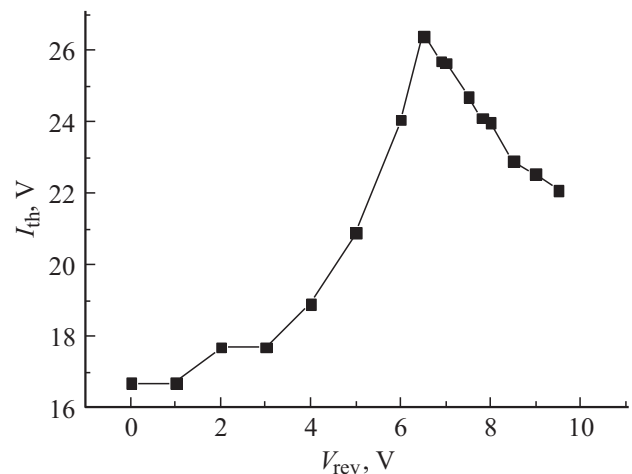


Рис. 2. Зависимость порогового тока I_{th} в двухсекционном лазере от величины приложенного обратного смещения к секции поглотителя.

длительностью 100 нс и обратных смещениях V_{rev} на секции НП до 10 В. На рис. 1 приведены ватт-амперные характеристики лазера при трех обратных смещениях на секции поглотителя. Видно, что с увеличением обратного смещения дифференциальная эффективность лазера уменьшается, что происходит из-за увеличения потерь, вносимых секцией поглотителя. В отсутствие приложенного смещения на секции НП пороговый ток лазера составляет 14 мА. Зависимость величины порогового тока I_{th} от приложенного смещения не является монотонной и увеличивается до 26.5 мА при 6.5 В, а затем уменьшается (рис. 2). Такое поведение сопровождается изменениями в динамических режимах излучения лазера.

При малых обратных смещениях лазер работал в непрерывном режиме, при этом величина порогового тока незначительно увеличивается. При обратных сме-

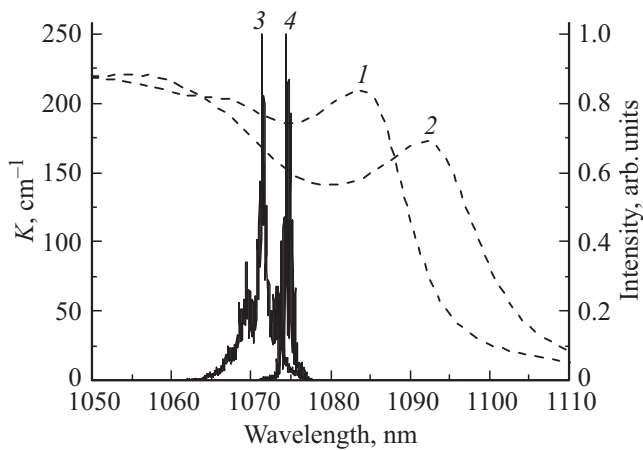


Рис. 3. Спектры коэффициента поглощения K (1, 2) и генерации (3, 4) при обратных смещениях 6.9 (1, 3) и 9 В (2, 4) на секции поглотителя при токе накачки 74 мА.

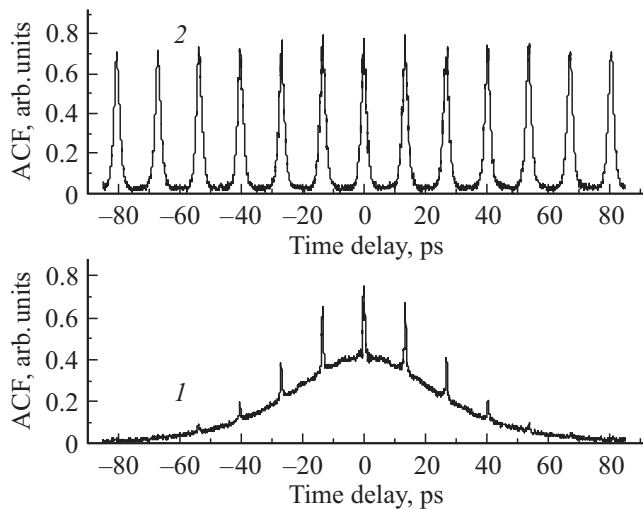


Рис. 4. Автокорреляционные функции излучения лазера при токе накачки 74 мА. $V_{\text{tev}} = 6.9$ (1) и 9.0 В (2).

щениях от 4 до 7 В наблюдается режим модуляции добротности с частотой следования импульсов $\sim (2-3)$ ГГц, при этом поведение лазеров в режиме ПМД в зависимости от приложенного обратного смещения аналогично поведению лазеров, рассмотренных нами ранее в [3]. Как было показано, резкое увеличение I_{th} связано с тем, что при увеличении напряжения на секции НП генерация смещается в коротковолновую область, где поглощение увеличивается больше, чем в 5 раз [3].

При дальнейшем увеличении обратного смещения, > 8 В, лазер переходит в режим пассивной синхронизации мод. Одновременно с этим величина порогового тока уменьшается с ростом обратного смещения (рис. 2). Для объяснения этого эффекта были измерены спектры поглощения при различных обратных смещениях методом интегрально-абсорбционной спектроскопии [10]. На рис. 3 приведены спектры поглощения и генерации при напряжениях на секции поглотителя 6.9 и 9 В, при

которых реализуются режимы ПМД и ПСМ соответственно. Видно, что при большем обратном смещении ширина спектральной линии уменьшается с 5.6 до 1.1 нм: таким образом, в режиме ПСМ ширина спектра в 4 раза меньше, чем в режиме ПМД. Межмодовое расстояние между модами Фабри–Перо составляет 0.3 нм, при этом в спектре излучения лазера в режиме ПСМ отношение максимумов к минимумам мод Фабри–Перо больше, чем в режиме ПМД. Это может быть объяснено линейной модуляцией частоты (chirping) импульсов в режиме ПМД. Величина поглощения на длине волны генерации уменьшается с 190 до 150 см^{-1} , что является причиной уменьшения порогового тока. Такое значительное уменьшение поглощения связано с квантово-размерным эффектом Штарка, при котором интеграл перекрытия волновых функций дырок и электронов уменьшается в сильных электрических полях.

Исследование динамических характеристик излучения лазера проводилось при помощи измерения автокорреляционной функции (ACF) второго порядка. На рис. 4 представлены ACF излучения лазера в режимах модуляции добротности (кривая 1) и синхронизации мод (кривая 2), измеренные при одном и том же токе накачки и разных обратных смещениях на секции поглотителя. При $V_{\text{tev}} = 6.9$ В наблюдается режим ПМД с длительностью импульсов ~ 40 пс, частотой повторения импульсов 2.5 ГГц (рис. 4, кривая 1) и мощностью в импульсе 130 мВт. При $V_{\text{tev}} > 8$ В лазер переходит в режим ПСМ, для которого частота следования импульсов составляет 75 ГГц и соответствует времени полного обхода резонатора, длительность импульсов в предположении гауссовой формы составляет 1.6 пс. При оптической мощности в импульсе 85 мВт произведение длительности импульсов на ширину спектра, измеренных на полувысоте, $\Delta t \Delta \nu$, составляет 0.49, что достаточно близко к теоретическому пределу 0.44 для гауссова приближения формы импульсов.

4. Обсуждение

Переход от режима модуляции добротности к синхронизации мод не может быть объяснен только изменением поглощения на длине волны лазерной генерации. При упрощенном рассмотрении при обратных смещениях, соответствующих режиму ПМД, скорости выноса дырок и электронов должны достигать значений $\sim 10^7$ см/с, т. е. быть близкими к насыщенным. Оценка времени выноса носителей из поглощающей секции дает значение ~ 3 пс, что меньше времени полного обхода резонатора. Более детальное рассмотрение показывает, что время выноса может быть значительно больше и зависит от величины фототока. В самом деле, порождаемый оптическим излучением фототок уменьшает напряженность электрического поля в области объемного заряда, что приводит к уменьшению поглощения и замедлению времени выноса носителей. Ответственными за изменение напряженности поля являются два эффекта: 1) падение напряжения

на контактном сопротивлении [9] и 2) возникающее поле фотоиндуцированных дырок и электронов [11]. Поэтому результирующее значение поля в поглотителе можно оценить как

$$E_{\text{abs}} = \frac{U_c + V_{\text{rev}} - RI_{\text{ph}}}{h} - E_{\text{ph}}, \quad (1)$$

где U_c — контактная разность потенциалов, R — контактное сопротивление, I_{ph} — фототок через секцию поглотителя, E_{ph} — поле фотоиндуцированных носителей заряда. Для получения точного распределения поля необходимо решать самосогласованную задачу, учитывая полевую зависимость поглощения и динамику лазерного излучения. Однако оценить поле E_{ph} (В/см), которое наводят в области с КЯ генерируемые в результате поглощения дырки и электроны, можно по формуле

$$E_{\text{ph}} = \frac{hI_{\text{ph}}}{2\epsilon\epsilon_0LWv_{\text{sat}}} \approx 1.2 \cdot 10^6 I_{\text{ph}}, \quad (2)$$

где h — толщина волновода, L — длина секции поглотителя, W — ширина полоска секции поглотителя, v_{sat} — скорость выноса носителей, $\epsilon\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость, I_{ph} измеряется в А. При этом предполагается, что поглощающая область с квантовыми ямами располагается в середине двойного заряженного слоя, образованного двигающимися в разные стороны электронами и дырками со скоростью v_{sat} .

Величины контактной разности потенциалов U_c и внутреннего контактного сопротивления R , полученные экспериментально, составляют 1.1 В и 25 Ом соответственно. Относительно большая величина R обусловлена узким полоском, шириной $W \approx 5$ мкм, и малой длиной $L \approx 45$ мкм секции поглотителя. Прямое измерение мгновенного значения I_{ph} на частотах повторения импульсов в режиме ПМД представляет значительные технические трудности, а на частоте режима ПСМ на данный момент не представляется возможным. Поэтому в нашем эксперименте измерение I_{ph} проводилось со временем усреднения 2 нс на внешнем сопротивлении R_a . Это внешнее сопротивление на высоких частотах шунтируется емкостью контактов и поэтому практически не влияет на режим работы лазера.

Оценка поля в поглотителе по формулам (1) и (2) при $V_{\text{rev}} = 7.0$ В показывает, что величины мгновенного фототока в 70 мА достаточно для того, чтобы полностью компенсировать приложенное смещение к поглощающей секции. Такие значения мгновенного фототока, полученные из измеренного среднего фототока делением на скважность оптических импульсов, обеспечиваются при $V_{\text{rev}} > 6$ В и токах накачки $> 1.4I_{\text{th}}$.

Таким образом, фототок обеспечивает уменьшение поля и увеличение времени выноса. Это приводит к накоплению неравновесных носителей заряда и запускает механизм просветления НП за счет эффекта Бурштейна–Мосса. Стоит также отметить, что в режиме ПМД мгновенный фототок был примерно в 1.5 раза больше, чем в режиме ПСМ, при том же токе накачки. Это

свидетельствует о большей степени просветления поглотителя в режиме ПМД по сравнению с режимом синхронизации мод, так как больший фототок способствует замедлению времени выноса. При обратных смещениях > 8 В величина фототока становится недостаточной для компенсации приложенного поля, поэтому время выноса носителей из секции НП становится достаточно коротким для реализации режима ПСМ.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе показан переход между режимами модуляции добротности и синхронизации мод в двухсекционных лазерах на квантовых ямах. В режиме синхронизации мод достигнута частота повторения импульсов 75 ГГц, длительность импульсов, измеренная по автокорреляционной функции, составляет 1.6 пс. Переход между режимами генерации наблюдается при увеличении обратного смещения на секции поглотителя и вызван уменьшением времени выноса носителей из секции НП, а также уменьшением поглощения. Поле, создаваемое фотоиндуцированными носителями, уменьшает приложенное внешнее смещение, что способствует просветлению насыщающегося поглотителя и приводит к генерации пикосекундных импульсов света.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08266 офи_м, КНВШ СПб.

Авторы благодарят Б.С. Рывкина за плодотворное обсуждение работы.

Список литературы

- [1] E.A. Avrutin, E.L. Portnoi, J.H. Marsh. *IEEE Proc. Optoelectron.*, **147** (4), 251 (2000).
- [2] J.-P. Zhuang, V. Pusino, Y. Ding, S.-C. Chan, M. Sorel. *Optics Lett.*, **40** (4), 617 (2015).
- [3] М.С. Буяло, И.М. Гаджиев, А.А. Усикова, Ю.М. Задиранов, Н.Д. Ильинская, А.Е. Губенко, А.Ю. Егоров, Е.Л. Портной. *Письма ЖТФ*, **41** (20), 30 (2015).
- [4] innolume.com/products/SOA.htm
- [5] М.С. Буяло, И.М. Гаджиев, И.О. Бакшаев, Е.Л. Портной. *Письма ЖТФ*, **39** (3), 41 (2013).
- [6] И.М. Гаджиев, М.С. Буяло, И.О. Бакшаев, Р.И. Григорьев, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.А. Винокуров, И.С. Тарасов, Е.Л. Портной. *Письма ЖТФ*, **36** (22), 29 (2010).
- [7] Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимова, И.О. Бакшаев, М.С. Буяло, И.М. Гаджиев, Н.Д. Ильинская, Е.Л. Портной. *Письма ЖТФ*, **38** (2), 25 (2012).
- [8] L. Hou, M. Haji, J.H. Marsh. *Laser Phys. Lett.*, **11** (11), 115 804 (2014).
- [9] B.S. Ryvkin. *Sov. Phys. Semicond.*, **19** (1), 1 (1985).
- [10] V. Nikolaev, N. Averkiev, M. Sobolev, I. Gadzhiev, I. Bakshiev, M. Buyalo, E. Portnoi. *Phys. Rev. B*, **80** (20), 1 (2009).
- [11] Д.М. Бутусов, Г.Г. Гоцадзе, Б.С. Рывкин, Р.А. Суриц. *ФТП*, **24** (6), 1064 (1990).

Редактор Л.В. Шаронова

Switching between mode-locking and Q-switching modes in two-sectional quantum well lasers under absorber properties change due to Stark effect

I.M. Gadzhiyev^{+‡}, M.S. Buyalo^{+‡}, A.E. Gubenko^{},
A.Yu. Egorov^{+‡•}, A.A. Usikova⁺, A.V Lyutetskiy⁺,
N.D. Il'inskaya⁺, Yu.M. Zadiranov⁺, E.L. Portnoi⁺*

⁺ Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia

^{*} Innolume GmbH,
44263 Dortmund, Germany

[‡] Saint Petersburg National Research University
of Information Technologies, Mechanics and Optics,
197101 St. Petersburg, Russia

[•] Connector Optics LLC,
194292 St. Petersburg, Russia

Abstract In two-section lasers with 3 quantum wells passive Q-switching and mode-locking modes are realized. It was demonstrated that reverse bias increasing on absorption section leads to spectral and dynamical properties change and, respectively, changeover from Q-switching mode to mode-locking. Pulse repetition rate in mode-locking is 75 GHz, with pulse time and bandwidth product is close to theoretical limit with value of 0.49. It was shown, that in structures with three quantum wells high absorption magnitude on lasing wavelength leads to absorption section photocurrent, high enough to counteravail applied bias.