

06:07

Синхронизация мод на высших гармониках в лазерах на квантовых точках с туннельно-связанными волноводами

© Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, И.О. Бакшаев, М.С. Буяло,
И.М. Гаджиев, Н.Д. Ильинская, Е.Л. Портной

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail:gordeev@switch.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 1 августа 2011 г.

В лазерах с туннельно-связанными волноводами с активной областью на InAs/InGaAs квантовых точках спектрального диапазона 1.3–1.31 μm исследован режим пассивной синхронизации мод. Особенности формирования оптических мод в сложном волноводе позволяют уменьшить расходимость светового пучка и повысить температурную стабильность длины волны лазерной генерации, а также обуславливают малый коэффициент оптического ограничения и тем самым способствуют режиму пассивной синхронизации мод. При этом высокое быстродействие насыщающегося поглотителя позволяет получить генерацию третьей гармоники на частоте 46.1 GHz, а время выноса носителей составляет менее 20 ps.

Полупроводниковые лазеры являются основным элементом систем оптической волоконной связи. В то же время ряд характеристик лазеров (расходимость светового пучка, пороговая плотность тока, температурная стабильность, полоса модуляции лазера) нуждаются в дальнейшем улучшении. Активная среда лазера на квантовых точках (КТ) позволяет понизить плотность порогового тока и добиться высокой температурной стабильности [1]. Теоретическая максимальная частота прямой токовой модуляции f_{max} лазера на КТ ограничена так называемым K -фактором: $f_{\text{max}} = \sqrt{2}(2\pi/K)$, который определяется временем жизни фотонов и нелинейным насыщением усиления. В реальных структурах с квантовыми точками достаточно большое время захвата [2] и большой коэффициент нелинейного насыщения усиления [3] приводят к тому, что полоса модуляции не превышает 10 GHz.

Более широкополосной альтернативой методу прямой токовой модуляции может служить использование интегрированного с лазером модулятора, основанного на эффекте Штарка [4]. Быстродействие штарковского модулятора ограничено временем выноса фотоиндуцированных носителей и паразитными элементами управляющей электрической схемы. Оценить быстродействие такого модулятора без использования сложных токопроводящих СВЧ-цепей можно по максимальной частоте следования импульсов в режиме пассивной синхронизации мод (ПСМ) лазера.

Применение различных конструкций расширенных волноводов, в том числе туннельно-связанных [5], является одним из методов уменьшения расходимости светового пучка, что важно при введении лазерного излучения в оптическое волокно. Кроме того, в расширенных волноводах лазерная мода имеет меньший фактор оптического ограничения, что приводит к сильному насыщению усиления и меньшей доле спонтанного шума в лазерной моде. Сильное насыщение усиления приводит к подавлению режима пассивной модуляции добротности, характерного при токах накачки, близких к пороговым. Вследствие подавления модуляции добротности вблизи порога токовый диапазон существования режима ПСМ расширяется в область малых токов накачки [6]. Малая доля спонтанного шума в лазерной моде способствует стабильному режиму пассивной синхронизации мод [7].

В данной работе исследуются полупроводниковые лазеры с активной областью на КТ с туннельно-связанными волноводами, работающие в режиме ПСМ. Поскольку период основной гармоник синхронизации мод ограничен длиной лазера, для повышения частоты следования импульсов использовалась конструкция лазерного резонатора, позволяющая возбуждать высшие гармоники ПСМ.

Лазерные структуры, активная область которых состояла из 10 слоев InAs КТ в InGaAs квантовой яме, разделенных 35-nm барьером GaAs, были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Составной волновод состоял из тонкого GaAs волновода, содержащего активную область, с общей толщиной 410 nm и широкой GaAs волновода толщиной 10.5 μm , разделенных слоем $\text{Al}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ толщиной 300 nm, при которой оптическое поле эффективно проникает из тонкого волновода в широкий. Проникновение поля в широкий волновод приводит к наличию в диаграмме дальнего поля узких пиков с расходимостью менее 10° , в то время как в стандартных узких волноводах эта

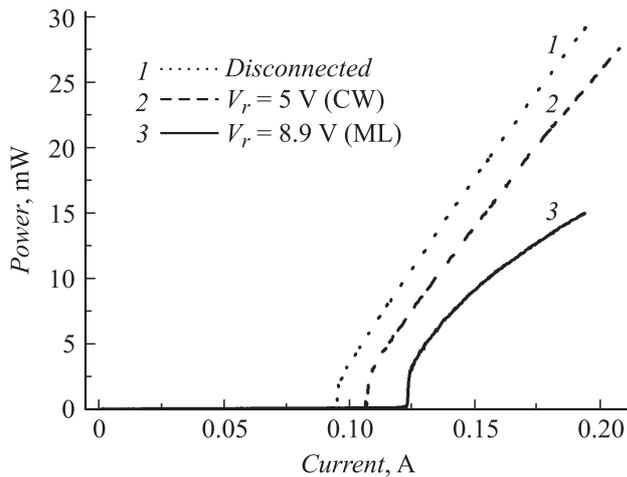


Рис. 1. Ватт-амперные характеристики лазера с секцией поглотителя, смещенной к одному из зеркал, при различных обратных напряжениях смещения на секции поглотителя. Disconnected — электрически отсоединенная секция поглотителя, CW — непрерывный режим генерации, ML — режим ПСМ.

величина составляет более 50° . Это открывает новые возможности для построения оптических схем с вводом излучения одновременно в несколько оптических волокон. Дополнительным преимуществом такой конструкции является повышенная температурная стабильность длины волны лазерной генерации [5].

Из полученных структур были изготовлены лазеры с шириной мезы $7 \mu\text{m}$ и различной геометрией секции поглотителя. Длина многосекционных лазеров составляла 3.0 ± 0.3 mm, длина секции поглотителя варьировалась в промежутке 7–13% от общей длины лазера.

Лазерные образцы монтировались на медный теплоотвод. Измерения проводились при комнатной температуре. Лазеры накачивались постоянным током, к секции поглотителя прикладывалось обратное смещение до 10 V.

На рис. 1 представлены типичные ватт-амперные характеристики лазера при различных обратных напряжениях смещения V_r на секции поглотителя. С ростом обратного смещения от 0 до 10 V порог увеличивается на 25%, дифференциальная эффективность меняется незначи-

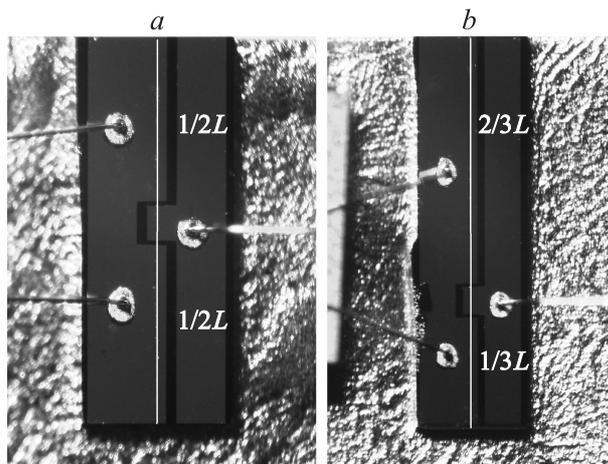


Рис. 2. Фотографии лазеров с секцией поглотителя, расположенной посередине между зеркалами (*a*) и смещенной к одному из зеркал (*b*).

тельно. Лазеры демонстрируют четкий эффект „жесткого“ включения, который характерен для режима ПСМ в лазерах на КТ.

Расположение секции поглотителя на расстоянии L/m от зеркала (L — длина резонатора лазера, m — целое число) приводит к генерации m -й гармоники режима ПСМ. При этом необходимо, чтобы длина секции поглотителя была меньше пространственной протяженности оптического импульса, но достаточной для достижения необходимого сечения поглощения [8].

Было рассмотрено три варианта расположения поглотителя, которые соответствуют генерации трех первых гармоник режима ПСМ:

- 1) секция поглотителя прилегает к зеркалу, 1-я (основная) гармоника;
- 2) секция поглотителя находится посередине между зеркалами (рис. 2, *a*), 2-я гармоника;
- 3) секция поглотителя расположена на расстоянии $1/3L$ от одного из зеркал (рис. 2, *b*), 3-я гармоника.

Режим ПСМ был достигнут во всех трех вариантах расположения поглощающей секции лазеров. Частота следования и ширина импульсов были измерены на автокорреляторе с удвоением частоты на нелинейном кристалле. На рис. 3 представлены автокорреляционные функции (АКФ)

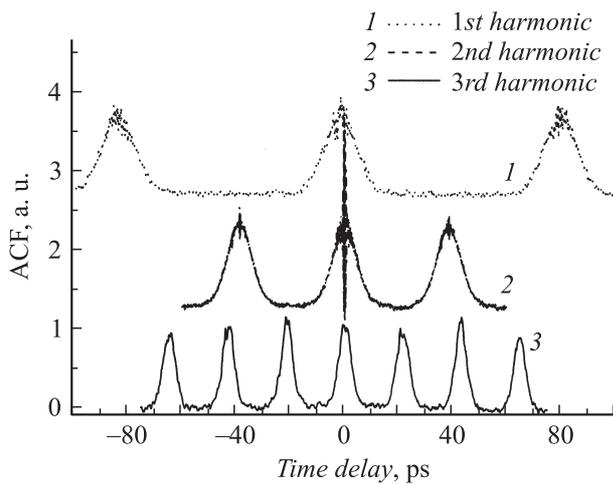


Рис. 3. Автокорреляционные функции излучения лазеров в режиме ПСМ. 1 — поглотитель прилегает к зеркалу, $f_{ML} = 1/\tau_{rt}$, где τ_{rt} — время полного обхода резонатора; 2 — поглотитель расположен посередине между зеркалами, $f_{ML} = 2/\tau_{rt}$; 3 — поглотитель смещен на 1.3 длины резонатора к одному из зеркал, $f_{ML} = 3/\tau_{rt}$.

второго порядка для трех типов лазеров. Частоты повторения составили 12.5, 25.7 и 46.1 GHz для первой, второй и третьей гармоник соответственно. Некратность частот обусловлена незначительной разницей в длинах резонатора лазерных образцов.

С ростом частоты режима ПСМ требуется увеличивать скорость выноса носителей, которая определяется величиной напряжения на секции поглотителя. Поэтому необходимое обратное смещение для полной синхронизации мод увеличивается от -3 V для первой гармоники до -8.5 V для третьей. Одновременно с этим длительность импульсов уменьшается соответственно с номером гармоники: 8.7, 5.1 и 3.2 ps в гауссовом приближении. Произведение длительности импульса на ширину спектра $\Delta\nu\Delta\tau$ также уменьшается и достигает значения 0.66 для третьей гармоники при теоретическом минимальном значении 0.44. Уменьшение длительности импульса и произведения $\Delta\nu\Delta\tau$ связано с уменьшением времени жизни носителей в секции поглотителя и эффектом Штарка [4].

Необходимыми условиями существования режима ПСМ являются:

- 1) дифференциальное усиление dg/dn меньше дифференциального поглощения $d\alpha/dn$ (n — концентрация носителей);
- 2) время выноса носителей из секции поглотителя τ_{escape} меньше периода ПСМ $1/f_{ML}$ (f_{ML} — частота ПСМ), задаваемого длиной резонатора лазера и положением поглотителя;
- 3) уширение импульса $\delta\tau_{pulse}$, обусловленное самомодуляцией (chirp) и дисперсией, меньше периода ПСМ $1/f_{ML}$ [8].

Важно отметить, что ПСМ реализуется при выполнении трех условий одновременно. Можно оценить быстродействие модулятора: максимальное значение не превышает 20 ps (период следования импульсов ПСМ $1/f_{ML}$), а минимальное значение 2 ps определяется временем выноса носителей заряда из узкого нелегированного волновода $\tau_{escape} = 0.5d_{waveguide}/v_{hole}$ ($d_{waveguide}$ — толщина волновода, v_{hole} — скорость насыщения дырок в сильном электрическом поле). На быстродействие модулятора не оказывает влияние широкий туннельно-связанный волновод. Поэтому можно предположить, что быстродействие поглотителя в исследованной структуре позволяет получить ПСМ и на более высоких гармониках.

Таким образом, реализован и исследован режим пассивной синхронизации мод на основной и высших гармониках в лазерах с туннельно-связанными волноводами. Достигнутая частота 46.1 GHz демонстрирует, что время выноса носителей в этих структурах менее 20 ps, а по теоретическим оценкам быстродействие модуляторов может достигать значения 2 ps.

Работа выполнена при поддержке седьмой рамочной программы (грант # 224211, проект VISIT).

Список литературы

- [1] Sellin R.L., Ribbat Ch., Grundmann M., Ledentsov N.N., Bimberg D. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 78. P. 1207.
- [2] Levon V. Asryan, Yuchang Wu, Robert A., Suris // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 131108.
- [3] Жуков А.Е., Аракчеева Е.М., Гордеев Н.Ю., Зубов Ф.И., Крыжановская Н.В., Максимов М.В., Савельев А.В. // ФТП. 2011. Т. 45. В. 7. С. 996–1000.

- [4] *Соболев М.М., Портной Е.Л., Гаджиев И.М., Бакшаев И.М., Михрин В.С., Неведомский В.Н., Буяло М.С., Задиранов Ю.М.* // ФТП. 2009. Т. 26. В. 4. С. 512.
- [5] *Савельев А.В., Новиков И.И., Чунарева А.В., Гордеев Н.Ю., Максимов М.В., Паюсов А.С., Аракчеева Е.М., Щукин В.А., Леденцов Н.Н.* // ФТП. 2011. Т. 45. В. 4. С. 560–565.
- [6] *Arvutin E.A., Portnoi E.L.* // Optical and Quantum Electronics. 2008. V. 40. N 9. P. 655–664.
- [7] *Гаджиев И.М., Буяло М.С., Бакшаев 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.
- [8] *Arvutin E.A., Marsh J.H., Portnoi E.L.* // IEEE Proceedings-Optoelectronics. 2000. V. 147. N 4. P. 251–278.