

Исследование коэффициента поглощения в слоях гетероструктуры полупроводникового лазера

Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, И.С.Тарасов

Предложена методика исследования коэффициента поглощения в слоях полупроводниковых лазеров. В лазерах на основе гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии проведено исследование коэффициента поглощения при импульсной токовой накачке. Установлено, что при протекании тока накачки через исследуемый лазер в слоях гетероструктуры возникает дополнительное внутреннее оптическое поглощение. Показано, что с увеличением плотности тока накачки до 20 кА/см^2 связанное с ним поглощение возрастает до 2.5 см^{-1} . Продемонстрирована возможность исследования поглощения на свободных носителях заряда в активной области.

Ключевые слова: коэффициент поглощения, полупроводниковый лазер, внутренние оптические потери, импульсная накачка.

1. Введение

В настоящей работе мы продолжаем изучение процесса насыщения ватт-амперных характеристик (ВтАХ) мощных полупроводниковых лазеров на основе квантоворазмерных двойных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs. Несмотря на большое число работ на эту тему, причины насыщения ВтАХ полупроводниковых лазеров при высоких уровнях импульсной токовой накачки остаются невыясненными [1–7]. В предыдущих наших работах мы рассматривали в качестве основных причин насыщения ВтАХ полупроводниковых лазеров рост внутренних оптических потерь при увеличении токовой накачки [1, 2] и снижение скорости захвата носителей заряда в активную область с увеличением в ней концентрации носителей заряда [4, 8, 9].

Целью настоящей работы является разработка методики измерения коэффициента поглощения в резонаторе полупроводникового лазера и его исследование при высоких уровнях импульсной токовой накачки.

2. Методика измерений коэффициента поглощения

В работах [1, 2] нам удалось экспериментально продемонстрировать связь между плотностью тока накачки и величиной внутренних оптических потерь в полупроводниковом лазере. Наиболее вероятной причиной роста внутренних оптических потерь может быть увеличение

поглощения в волноводных слоях на свободных носителях заряда при протекании импульсного тока накачки [7, 10]. Поэтому была предложена методика исследования коэффициента поглощения в работающем полупроводниковом лазере с помощью зондирующего излучения другого лазера. Излучение зондирующего лазера должно быть более длинноволновым, чтобы не испытывать собственного поглощения и не усиливаться в материале активной области. В то же время, распространяясь по волноводу, излучение зондирующего лазера будет испытывать поглощение на свободных носителях заряда, сопоставимое с поглощением излучения исследуемого лазера.

В волноводе исследуемого лазера зондирующее излучение поглощается в соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера, его интенсивность I на выходном зеркале резонатора определяется по формуле

$$I = I_0 \exp(-\alpha_i L), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность зондирующего излучения, введенного в волновод; α_i – коэффициент поглощения в слоях гетероструктуры исследуемого лазера; L – длина его резонатора.

При изменении коэффициента поглощения будет соответственно изменяться амплитуда зондирующего излучения, прошедшего сквозь исследуемый образец; следовательно, регистрируя это изменение, можно рассчитать изменение коэффициента поглощения.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Непрерывное излучение зондирующего лазера 1 вводится в волновод исследуемого лазера 2 через просветленное зеркало резонатора с помощью оптической системы из асферических линз. Оптический изолятор 3 позволяет исключить взаимное влияние исследуемого и зондирующего лазеров. Зондирующее излучение, выходящее через противоположное зеркало резонатора исследуемого лазера, собирается объективом вместе с излучением исследуемого образца и направляется на делительную пластинку 4 . Часть собранного излучения направляется на двумерную CCD-матрицу 5 , позволяющую кон-

Д.А.Веселов, Н.А.Пихтин, А.В.Лютецкий, Д.Н.Николаев, С.О.Слипченко, З.Н.Соколова, В.В.Шамахов, И.С.Шашкин, Н.В.Воронкова, И.С.Тарасов. Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Россия, 194021 С.-Петербург, ул. Политехническая, 26; e-mail: nike@hpld.ioffe.ru

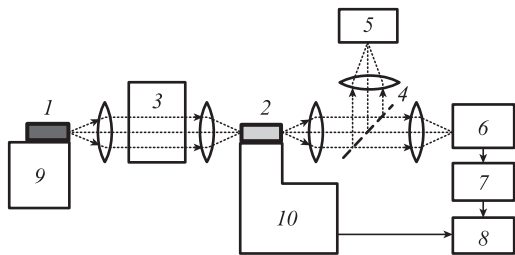


Рис.1. Схема экспериментальной установки:

1 – зондирующий лазер ($\lambda = 1100$ нм); 2 – исследуемый лазер ($\lambda = 1030$ нм); 3 – оптический изолятор; 4 – делительная пластинка; 5 – CCD-камера; 6 – монохроматор, настроенный на пропускание излучения с $\lambda = 1100$ нм; 7 – быстродействующий фотоприемник; 8 – осциллограф; 9 – блок накачки и термоконтроля лазера, работающего в непрерывном режиме; 10 – импульсный блок накачки и контроля температуры.

тролировать качество ввода зондирующего излучения. Основной оптический поток излучения исследуемого образца и зондирующего излучения направляется в монохроматор 6, который используется в качестве фильтра, пропускающего только излучение зондирующего лазера. Затем зондирующее излучение поступает на быстродействующий фотоприемник 7, сигнал с которого регистрируется осциллографом 8. В отсутствие импульса тока инжекции через исследуемый образец осциллограф регистрирует непрерывный сигнал зондирующего лазера.

При подаче импульса тока накачки на исследуемый лазер поглощение на свободных носителях в его слоях возрастает и, следовательно, амплитуда зондирующего излучения на выходе из лазера падает. Осциллограф регистрирует на непрерывном сигнале фотоответа провал, по форме и длительности соответствующий импульсу тока накачки.

К сожалению, данная методика не позволяет измерять абсолютную величину коэффициента поглощения в волноводе лазера, поскольку мы не можем определить с достаточной точностью абсолютную величину зондирующего излучения, вводимого в волновод исследуемого лазера, однако дает возможность рассчитать его изменение, обусловленное протеканием тока накачки через исследуемый лазер, по следующей формуле:

$$\Delta\alpha_i = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{I_{cw}}{I} \right), \quad (2)$$

где $\Delta\alpha_i$ – изменение коэффициента поглощения; I_{cw} – интенсивность непрерывного зондирующего излучения в отсутствие тока сквозь исследуемый лазер; I – интенсивность зондирующего излучения при прокачке тока через исследуемый лазер.

3. Объекты исследования

Исследовались лазеры на основе квантоворазмерных двойных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом, изготовленных в системе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs, параметры которых приведены в [1]. По стандартной технологии изготавливались лазеры с шириной полоскового контакта 100 мкм и длиной резонатора 5100 мкм. Оба зеркала резонатора просветлялись ($R \leq 5\%$), а боковые сколы кристалла механически матировались для предотвращения срыва лазерной генерации. Лазерные кристаллы монтировались на медные теплоотводы таким образом, чтобы обеспечить беспрепятственный ввод и вывод излучения в обе стороны.

Просветление обоих зеркал резонатора применялось для подавления переотражений зондирующего излучения, а также для обеспечения максимального ввода и вывода зондирующего излучения в волновод исследуемого образца.

Длина волны лазерной генерации исследуемых образцов равнялась 1030 нм. Необходимая длина волны зондирующего излучения выбиралась исходя из требования отсутствия усиления и собственного поглощения в активной области и в слоях гетероструктуры исследуемого лазера. Спектры электролюминесценции лазеров на основе исследуемой гетероструктуры при высоких уровнях токовой накачки приведены в работе [1], длинноволновый край их спонтанного излучения соответствует длине волны 1075 нм. Поэтому в качестве источника зондирующего излучения был выбран полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 1100 нм и толщиной волновода 1.7 мкм. Эти лазеры изготавливались по стандартной технологии с апертурой 100 мкм, длиной резонатора от 2 до 4 мм и задним высокоотражающим и передним просветленным зеркалами.

4. Экспериментальные исследования

В ходе эксперимента зондирующий лазер работал в непрерывном режиме генерации, исследуемый полупроводниковый лазер накачивался импульсами тока с длительностью 100 ± 10 нс и амплитудой 5–100 А. Оба лазера были термостабилизированы.

Излучение зондирующего лазера вводилось сначала в активную часть исследуемого лазера, формируемую под плосковым контактом, а затем в боковую пассивную часть, не прокачиваемую током. CCD-камера позволяет контролировать ввод излучения в выбранную часть лазерного кристалла. Монохроматор обеспечивает пропускание длин волн в области 1100 ± 5 нм, позволяя селективировать зондирующее излучение с учетом ширины его спектра (6 нм).

На рис.2 показаны типичные фотоответы зондирующего излучения, введенного в активную часть исследуемого образца, при различных амплитудах тока накачки. Форма провала на фотоответе зондирующего излучения соответствует форме импульса тока накачки, а амплитуда провала увеличивается с его ростом.

На фотоответах зондирующего излучения, вводимого в пассивную, не прокачиваемую током часть кристалла, наблюдался некоторый провал, глубина которого не зависела от тока накачки. По нашему мнению, зарегистри-

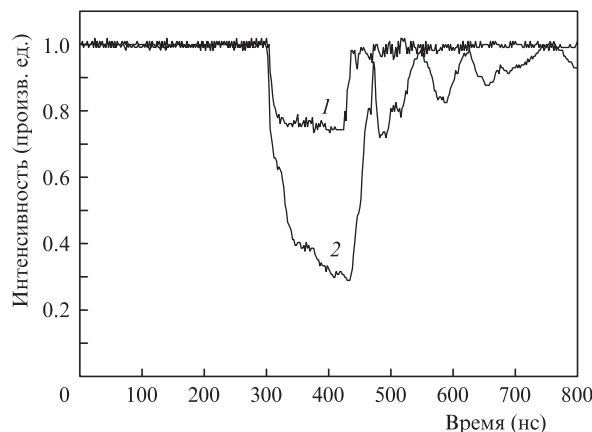


Рис.2. Фотоответы зондирующего излучения, введенного в активную часть исследуемого лазерного кристалла, при токах импульсной накачки 5 А (1 кА/см^2) (1) и 100 А (20 кА/см^2) (2).

рованный таким образом сигнал мог быть обусловлен растеканием тока в пассивную область и частичным прохождением зондирующего излучения по активной области лазерного кристалла.

Полученные данные позволяют с достоверностью утверждать, что импульсная накачка исследуемого образца вызывает рост коэффициента поглощения зондирующего излучения. По формуле (2) был выполнен расчет изменения коэффициента поглощения для амплитуд тока накачки от 5 до 100 А (от 1 до 20 кА/см²), результаты которого представлены на рис.3. Как следует из рис.3, для всех исследуемых образцов зависимость изменения коэффициента поглощения от тока накачки не стремится к нулю при нулевой амплитуде тока.

Для выяснения причины этого был проведен эксперимент, в котором исследуемые лазеры накачивались импульсами тока с длительностью 1 ± 0.1 мкс и амплитудой от 0.3 до 10 А (от 0.06 до 2 кА/см²). Такой режим импульсной токовой накачки лазера позволял подробно исследовать поведение коэффициента поглощения при малых амплитудах тока накачки. На рис.4 приведены результаты исследований изменения коэффициента поглощения при малых амплитудах тока накачки, который при малых уровнях импульсной токовой накачки действительно стремится к нулю. Важно отметить, что эта зависимость имеет резкий излом при токе, соответствующем пороговому току исследуемых лазеров, который составляет около 2 А (0.4 кА/см²).

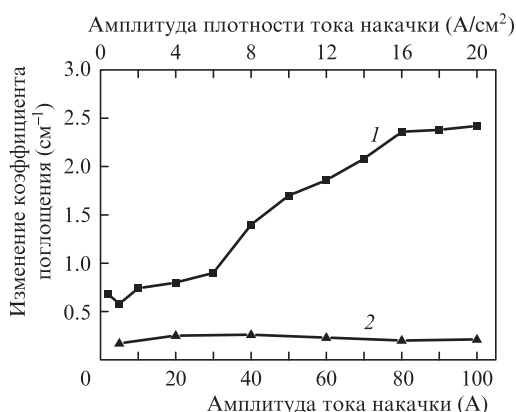


Рис.3. Типичные зависимости изменения коэффициента поглощения зондирующего излучения от тока накачки в активной (1) и пассивной (2) частях исследуемого образца.

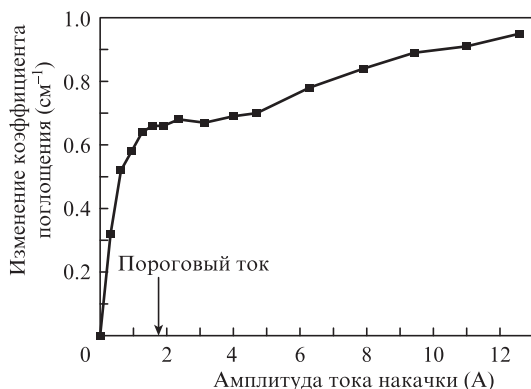


Рис.4. Типичная зависимость изменения коэффициента поглощения зондирующего излучения от тока накачки в слоях гетероструктуры исследуемого образца при его накачке микросекундными импульсами.

5. Обсуждение результатов и выводы

Предложенная методика исследования коэффициента поглощения в слоях лазерной гетероструктуры позволяет определить его рост при импульсной токовой накачке. В результате проведенных исследований было обнаружено, что в слоях гетероструктуры полупроводникового лазера зондирующее излучение испытывает поглощение с ростом уровня импульсной токовой накачки. Рост поглощения в непрокачиваемой части кристалла пренебрежимо мал и, вероятно, объясняется растеканием тока и частичным распространением зондирующего излучения в прокачиваемой области. Резкий рост коэффициента поглощения при токе накачки менее 2 А (0.4 кА/см²) (рис.4) вероятнее всего связан с увеличением концентрации носителей заряда в квантовых ямах активной области. После достижения порога лазерной генерации концентрация носителей заряда в квантовых ямах почти не меняется и рост поглощения на свободных носителях заряда замедляется. Дальнейший практически линейный рост коэффициента поглощения по величине и характеру соответствует росту внутренних оптических потерь с плотностью тока накачки, о котором сообщалось в наших работах [1, 2].

Применение этой методики исследований позволило установить, что рост поглощения на свободных носителях заряда в слоях лазерной гетероструктуры при увеличении уровня токовой накачки может являться одним из наиболее вероятных механизмов роста внутренних оптических потерь. Предложенная методика позволяет, в частности, определять изменение коэффициента поглощения на свободных носителях заряда в квантовых ямах при различных токах накачки вблизи порога лазерной генерации, что может быть полезным при исследовании лазеров на основе гетероструктур различных конструкций.

Наши дальнейшие исследования будут направлены на усовершенствование представленной методики и исследование коэффициента поглощения в гетероструктурах различных конструкций, а также на исследование коэффициента поглощения при изменении температуры полупроводникового лазера.

Работа выполнена в соответствии с Государственным заданием ФТИ им. А.Ф.Иоффе.

1. Веселов Д.А., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **44** (11), 993 (2014).
2. Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Николаев Д.Н., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Шамахов В.В., Шашкин И.С., Капитонов В.А., Тарасов И.С. *Квантовая электроника*, **45**, 597 (2015).
3. Безотосный В.В., Бондарев В.Ю., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. *ФТП*, **48** (1), 114 (2014).
4. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **45** (11), 1553 (2011).
5. Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C.M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **46** (5), 658 (2010).
6. Мифтахутдинов Д.Р., Акимова И.В., Богатов А.П., Гушик Т.И., Дракин А.Е., Дьячков Н.В., Поповичев В.В., Некрасов А.П. *Квантовая электроника*, **38** (11), 993 (2008).
7. Ruykin B.S., Avrutin E.A. *Electron. Lett.*, **42** (22), 1283 (2006).
8. Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. *ФТП*, **46** (8), 1067 (2012).
9. Asryan L.V., Sokolova Z.N. *J. Appl. Phys.*, **115**, 023107 (2014).
10. Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. *ФТП*, **38** (3), 374 (2004).