

09

Картирование интенсивности излучения лазерного диода методом атомно-силовой микроскопии

© П.А. Алексеев¹, М.С. Дунаевский^{1,2}, С.О. Слипченко¹,
А.А. Подоскин¹, И.С. Тарасов¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики

E-mail: прохер@gmail.com

Поступило в Редакцию 26 марта 2015 г.

Исследовано распределение интенсивности излучения лазерного диода по оригинальной методике, основанной на атомно-силовой микроскопии. Показана возможность картирования интенсивности излучения в ближнем поле и переходной зоне мощного полупроводникового лазера в комнатных условиях с субволновым пространственным разрешением. Полученные картины распределения интенсивности согласуются с данными моделирования и результатами, полученными ближнепольной оптической микроскопией.

Изучение распределения интенсивности излучения в ближнем поле современных светоизлучающих микро- и наносистем является важной и актуальной задачей. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) является хорошо зарекомендовавшим себя методом для подобных исследований с разрешением вплоть до 20 nm [1]. Недостатком метода являются ограничения по спектральному диапазону, связанные со спектральной чувствительностью входящего в микроскоп фотодиода.

Недавно нами был предложен альтернативный метод исследования распределения ближних полей светоизлучающих структур [2,3], основанный на атомно-силовой микроскопии (АСМ). При сканировании излучение нагревает осциллирующий зонд и пропорционально нагреву сдвигает частоту и фазу его колебаний. Метод позволил исследовать распределение интенсивности излучения в ближнем поле на сколе полудискового ИК (2.1 μm) лазера с субволновым латеральным разреше-

нием. Несмотря на простоту и оригинальность метода, для его дальнейшего развития необходимо определить, в каком спектральном диапазоне он применим, а также провести его сравнение со СБОМ-методом. Для этого в качестве источника излучения был выбран полупроводниковый лазер AlGaAs/InGaAs/GaAs с длиной волны $1.07\ \mu\text{m}$, с широким волноводом, обеспечивающим возникновение поперечных мод высоких порядков [4]. Недавно А.В. Анкудиновым и др. [5] СБОМ-методами были детально исследованы ближнее поле, переходная зона и дальнее поле такого лазера. Было выявлено смешивание поперечных ТЕ-мод 1-го и 2-го порядка, что приводило к несимметричному пространственному распределению излучения относительно центра волновода.

Таким образом, целью данной работы было исследование трехмерного распределения интенсивности излучения полупроводникового лазерного диода, излучающего на длине волны $1.07\ \mu\text{m}$ АСМ-методом, и сравнение полученных результатов с ранее известными СБОМ-данными для аналогичной лазерной структуры.

В работе исследовались полупроводниковые лазеры на основе гетероструктуры AlGaAs/InGaAs/GaAs, выращенной методом МOCVD-эпитаксии. Разработанная гетероструктура включала широкозонные эмиттеры $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ *n*- и *p*-типов проводимости толщиной $2\ \mu\text{m}$ каждый, волноводный слой на основе нелегированного GaAs толщиной $1.8\ \mu\text{m}$ и расположенную в волноводном слое активную область на основе квантовой ямы InGaAs толщиной $9\ \text{nm}$. Квантовая яма была смещена относительно центра волновода в сторону *n*-эмиттера на $0.7\ \mu\text{m}$. Схематическая зонная диаграмма гетероструктуры показана на рис. 1, *a*. Для разработанной гетероструктуры решение волнового уравнения в приближении диэлектрического волновода (когда потерями и усилением пренебрегается) давало 4 устойчивые модовые конфигурации, селекция которых осуществлялась за счет асимметричного положения квантовой ямы относительно центра волноводного слоя. Наилучшее перекрытие квантово-размерная активная область усиления имела с 1 и 2 модами (рис. 1, *a*). При этом факторы оптического ограничения в квантово-размерной активной области для этих двух модовых структур имеют минимальные отличия (факторы оптического ограничения в активной области для 1-й и 2-й мод — 0.73 и 0.81% соответственно) [4,6]. Именно данный факт является причиной выполнения пороговых условий генерации одновременно для двух модовых структур. С использованием стандартной технологии постростовых операций

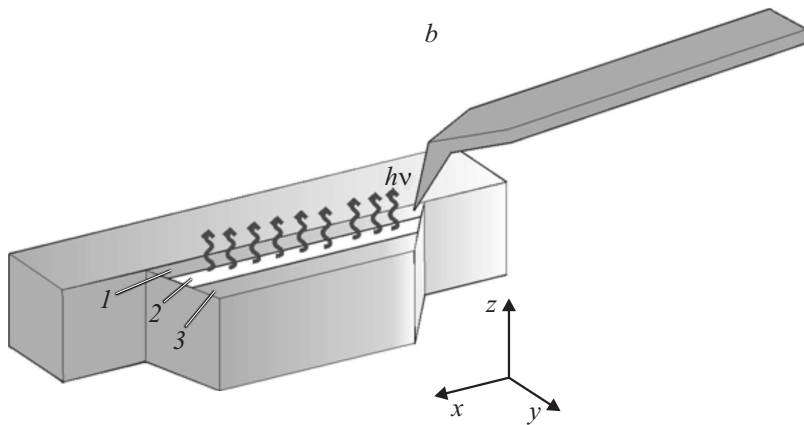
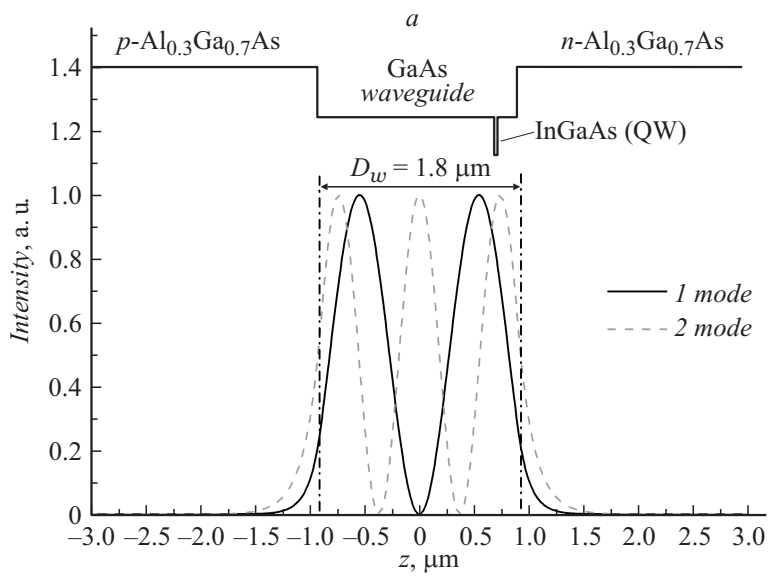


Рис. 1. *a* — зонная диаграмма исследуемой лазерной структуры и распределение интенсивности излучения 1-й и 2-й моды. *b* — схема расположения зонда и лазерной структуры. 1 — *p*-эмиттер, 2 — волновод с активной зоной, 3 — *n*-эмиттер.

были сформированы мезаполосковые контакты с апертурой $100\ \mu\text{m}$. Далее выкальвались экспериментальные образцы полупроводниковых лазеров с длиной резонатора $2.5\ \text{mm}$ и монтировались с помощью индиевого припоя на медный теплоотвод, что позволяло эффективно отводить тепловую мощность при работе в непрерывном режиме генерации.

Исследования проводились на сканирующем зондовом микроскопе Ntegra-Aura (NT-MDT) в атмосферных условиях. Полупроводниковый лазер работал в непрерывном режиме генерации с оптической мощностью $500\ \text{mW}/100\ \mu\text{m}$. Использовались кремниевые зонды АТЕС-FM (Nanosensors), которые отличаются от стандартных кремниевых зондов тем, что острие зонда вынесено из-под балки (рис. 1, *b*). Зонды данной формы были выбраны для минимизации паразитного сигнала, обусловленного поглощением света в балке зонда. Действительно, лазерное излучение поглощается не только в острие зонда, но и в его балке. Поэтому различные вклады в сдвиг фазы колебаний от поглощения света балкой и острием значительно усложняют трактовку получаемых данных. И если в ближнем поле основной вклад в сигнал вносит острие зонда, то при измерении переходной зоны и дальнего поля эти вклады сопоставимы. Для уменьшения паразитного вклада балки зонда измерения проводились у самого края мезаполоска, как показано на рис. 1, *b*. При таком расположении зонда излучение поглощается только в его кончике. Отметим, что при движении кончика зонда в Y -направлении ближе к центру светоизлучающей области все большая часть балки будет поглощать излучение, что будет вносить все большие искажения. Данное обстоятельство является недостатком метода, однако измерения зондом с вынесенным острием на краю мезаполоска позволяют получать неискаженный сигнал.

В данной работе измерения фазы колебаний зонда проводились при его движении как в плоскости XY , так и в плоскости XZ (рис. 1, *b*). Картирование интенсивности лазерного излучения в XY -плоскости производилось стандартной двухпроходной АСМ-методикой измерения фазового контраста. В первом проходе измерялась топография поверхности, во втором — острие осциллирующего зонда отводилось на расстояние $20\ \text{nm}$ от поверхности лазерного зеркала и измерялось изменение фазы колебаний. На рис. 2, *a* представлено XY -изображение интенсивности лазерного излучения и его усредненный X -профиль (рис. 2, *b*).

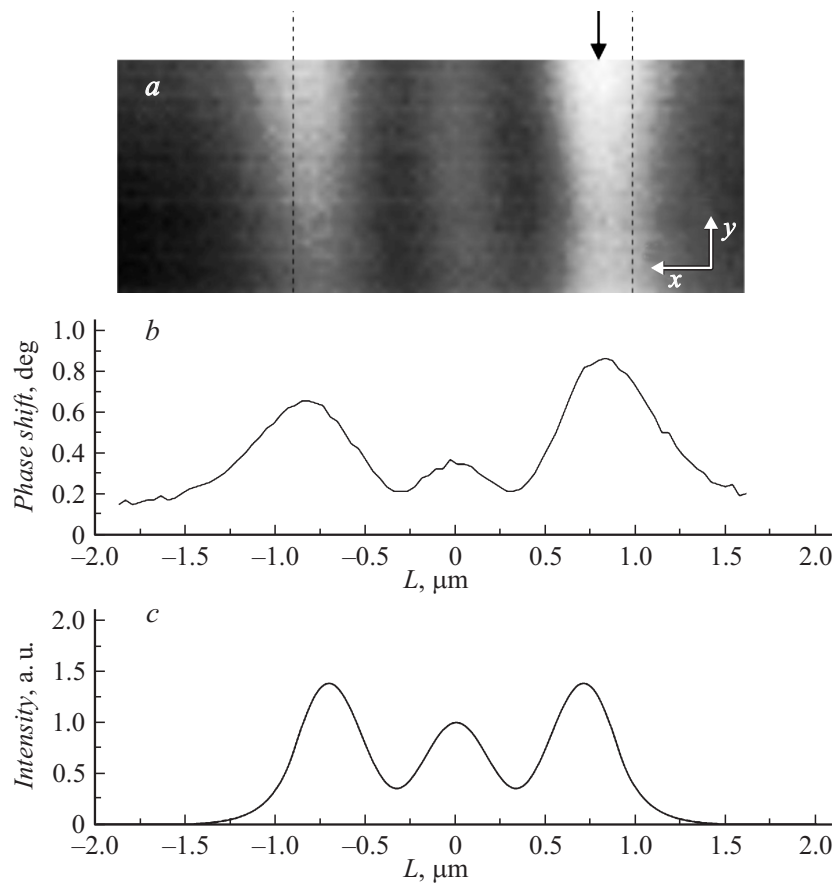


Рис. 2. *a* — XY -карта интенсивности лазерного излучения вблизи края светоизлучающей области и *b* — его усредненный X -профиль (светлые области соответствуют большей интенсивности); *c* — расчетный профиль интенсивности излучения суммы 1-й и 2-й лазерных мод. Пунктирными линиями обозначены границы волновода, стрелкой — положение квантовой ямы.

В направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры (вдоль оси X), что соответствует распределению интенсивности излучения в ближней зоне поперечного волновода, можно выделить 3 области

излучения разной интенсивности. Положение максимума наиболее интенсивной полосы (справа) соответствует положению квантовой ямы в волноводе. Расстояние между полосами составляет $0.83 \mu\text{m}$, что меньше длины волны излучения. Данное обстоятельство подтверждает возможность использования метода для картирования интенсивности излучения длиной волны $1.07 \mu\text{m}$ кремниевым зондом с разрешением, меньшим, чем длина волны.

Наличие трех пиков в распределении интенсивности излучения в ближней зоне указывает на возникновение в волноводе ТЕ-моды 2-го порядка, что согласуется с результатами моделирования распределения интенсивности (рис. 2, *c*) и измерениями СБОМ. Однако в экспериментальном профиле пики значительно уширены, что можно связать с формой зонда. Стоит отметить, что в отличие от результатов моделирования экспериментально измеренная интенсивность крайних правого и левого пиков не одинакова. Подобное искажение может быть объяснено фазовым сдвигом между модами первого и второго порядков [5].

Несимметричная картина интенсивности излучения в ближнем поле может приводить к изменениям в переходной зоне и дальнем поле. Для измерения распределения интенсивности излучения при переходе от ближнего к дальнему полю (*XZ*-плоскость) вдоль *X*-линии была записана серия эквидистантных зависимостей сдвига фазы колебаний зонда от *Z*-расстояния зонд–поверхность.

На рис. 3 представлено изображение распределения интенсивности в *XZ*-плоскости, полученное на краю мезаполоска. Как и ожидалось, распределение интенсивности в переходной области и дальнем поле является несимметричным относительно оси, проходящей через центр волновода. Обращает на себя внимание отличие в углах, под которыми распространяется излучение между левой и правой областью.

Изображения распределения интенсивности и их несимметричная структура в *XY*-и *XZ*-плоскостях (рис. 2 и 3), полученные АСМ-методом, согласуются со СБОМ-методом и конфокальными измерениями, полученными на подобных лазерных структурах [5]. По сравнению со СБОМ методом, предлагаемый АСМ-метод имеет преимущество, связанное с большим выбором зондов из различных материалов, которые обеспечивают поглощение и соответственно детектирование излучения в более широком спектральном диапазоне. АСМ-метод позволяет оперативно исследовать распределение интенсивности ближнего

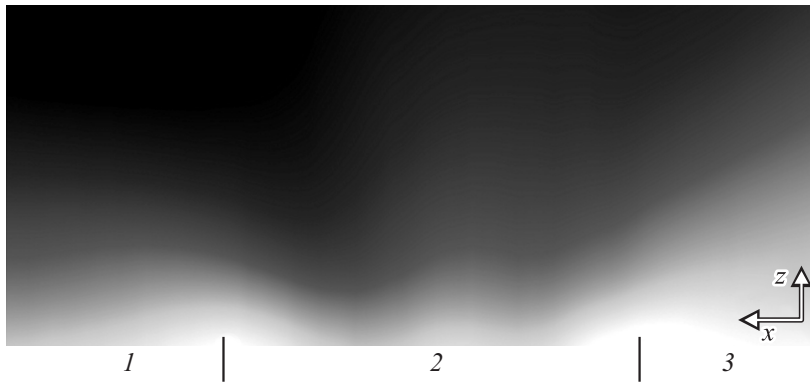


Рис. 3. Изображение распределения интенсивности в XZ -плоскости, полученное на краю светоизлучающей области. Размер изображения $3.5 \times 2.5 \mu\text{m}$. Светлые области соответствуют большей интенсивности. 1 — p -эмиттер, 2 — волновод с активной зоной, 3 — n -эмиттер.

поля, переходной зоны и дальнего поля в светоизлучающих структурах с субволновым разрешением. Отметим, что исследование источников сравнительно большой мощности возможно в атмосферных условиях и не требует создания вакуума, что позволяет проводить измерения на любом современном атомно-силовом микроскопе.

Таким образом, в работе АСМ-методом с субволновым разрешением было исследовано распределение интенсивности излучения в ближнем поле и переходной зоне лазерного диода с широким волноводом, излучающего на длине волны $1.07 \mu\text{m}$. Обнаружено смещение 1-й и 2-й поперечных мод, приводящее к несимметричной картине излучения в ближнем поле и переходной зоне. Полученные результаты согласуются с результатами моделирования и данными СБОМ-исследований, что подтверждает перспективность и эффективность АСМ-метода.

Авторы выражают благодарность А.В. Анкудинову за полезные обсуждения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 14-02-01118_а. Создание и теоретическое моделирование лазерных диодов выполнено в соответствии с Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

Список литературы

- [1] *Lucas M., Reido E.* // Rev. Sci. Instrum. 2012. V. 83. P. 061 101 (35 p.).
- [2] *Dunaevskiy M.S., Alekseev P.A., Baranov A.N.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V. 103. P. 053 120 (4 p.).
- [3] *Dunaevskiy M., Dontsov A., Alekseev P.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106. P. 171 105 (5 p.).
- [4] *Слипченко С.О., Бондарев А.Д., Винокуров Д.А.* и др. // ФТП. 2009. Т. 43. В. 1. С. 119–123.
- [5] *Ankudinov A.V., Yanul M.L., Slipchenko S.O.* et al. // Optics Express. 2014. V. 22 (21). P. 26438–26448.
- [6] *Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А.* и др. // ФТП. 2004. Т. 38. В. 12. С. 1477–1486.