

06:07

Анизотропная поляризация излучения в квантово-размерных лазерах, работающих на модах шепчущей галереи

© А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, А.М. Монахов,
Д.С. Тарасов, Н.Д. Ильинская, О.Ю. Серебренникова,
А.Н. Баранов, Ю.П. Яковлев

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

Institut d'Electronique du Sud (IES), Université Montpellier 2, CNRS, IES
(UMR CNRS 5214), 34095 Montpellier, France

E-mail: vic2sherstnev@gmail.com

Поступило в Редакцию 5 августа 2011 г.

Исследована поляризация спонтанного и лазерного излучения в полудисковых и дисковых квантово-размерных лазерах, работающих на модах шепчущей галереи (WGM-лазеры) на длину волны $2.18\text{--}2.28\ \mu\text{m}$. Показано, что вектор \mathbf{E} выходящего излучения поляризован преимущественно в плоскости $p\text{--}n$ -перехода. Это объяснено генерацией излучения за счет переходов электрон–тяжелая дырка. Обнаружена модуляция спектров поляризованного спонтанного излучения.

В последние годы интенсивно развиваются исследования по созданию WGM лазеров, генерирующих излучение в средней ИК-области спектра ($2\text{--}4\ \mu\text{m}$) на основе мод шепчущей галереи (whispering gallery mode, сокращенно — WGM) [1–3]. Такие лазеры привлекательны большой добротностью резонатора и низкими значениями порогового тока по сравнению с полосковыми лазерами.

Обычные ДГС-лазеры (лазеры на основе двойной гетероструктуры) [4] имеют преимущественно линейную поляризацию излучения с электрическим вектором электромагнитной волны, параллельным плоскости $p\text{--}n$ -перехода (TE-поляризация). Это связано с тем, что усиление для световой волны с TE-поляризацией больше, чем для волны с электрическим вектором, перпендикулярным плоскости $p\text{--}n$ -перехода (TM-поляризация) из-за большего отражения и лучшего оптического огра-

ничения ТЕ-мод по сравнению с ТМ-модами [5]. В квантово-размерных лазерах наблюдается еще большее преобладание ТЕ-поляризации [6]. В квантово-размерных лазерах на одной самосогласованной яме [7] наблюдалась ТМ-поляризация, объясненная туннелированием электронов из квантовой ямы перпендикулярно $p-n$ -переходу. Вектор \mathbf{E} электромагнитных волн оказывается ориентирован в направлении туннелирования.

Исследуемые лазеры, работающие на длине волны 2.18–2.28 μm , имеют две квантово-размерные ямы, механически сжатые ограничительными слоями с несколько меньшей (на 1.4%) постоянной решетки. В квантовых ямах уровни электронов и дырок должны расщепляться и генерировать излучение с различной поляризации. Лазерная структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке RIBER Compact 21E на подложке GaSb (100) n -типа. Активная область общей толщиной 850 nm состояла из двух напряженных квантовых ям состава $\text{Ga}_{0.65}\text{In}_{0.35}\text{As}_{0.11}\text{Sb}_{0.89}$, каждая толщиной 10 nm, разьединенных слоем 30 nm состава $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$. Волноводные слои, изготовленные из $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$, имели толщину по 400 nm. Активная область преднамеренно не легировалась. Волновод был ограничен широкозонными слоями p (Be)- и n (Te)- $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}$ толщинами по 1.0 μm . С внешней стороны широкозонных слоев были выращены два тонких по 100 nm варизонных слоя AlGaAsb для улучшения инжекции носителей заряда в активную область. Верхний контактный слой GaSb p -типа имел толщину 475 nm и был легирован до концентрации дырок $5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. Более подробно процесс выращивания лазерной структуры описан в [8].

Из созданных структур изготавливались лазерные чипы с резонатором в форме диска диаметром 50, 100, 200 и 300 μm и высотой 15 μm методом фотолитографии и химического травления.

Для изучения характера поляризации излучения измерялись спектры и распределение интенсивности излучения в дальней зоне (диаграммы направленности по мощности) лазеров. Диаграммы направленности записывались в плоскости, перпендикулярной плоскости $p-n$ -перехода. Измерения проводились при комнатной температуре. Излучение регистрировалось фотоспротивлением из PbS с шириной фоточувствительной полосы 0.87 nm на расстоянии 10 cm от лазера, что обеспечивало угловое разрешение 0.5°. Излучение пропусклось через поляризатор.

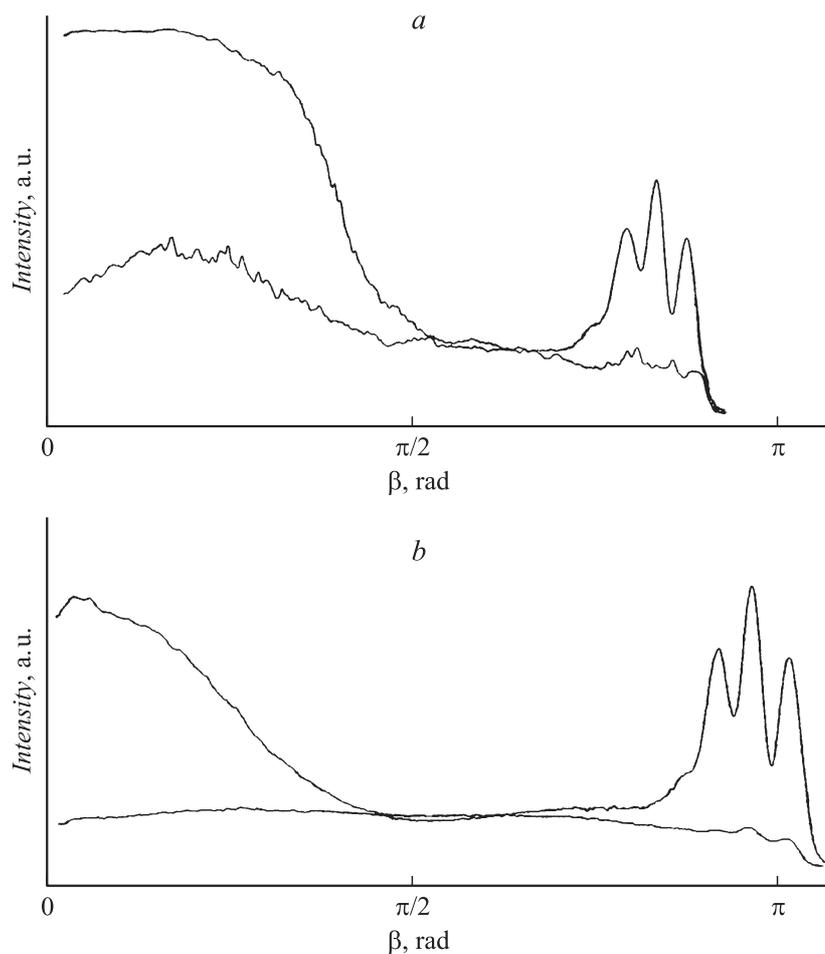


Рис. 1. Диаграммы направленности излучения полудискового WGM-лазера в спонтанном (*a*) и лазерном (*b*) режимах, снятые при различном положении поляризатора.

На рис. 1, *a* показана диаграмма направленности излучения в спонтанном режиме. Верхняя кривая записана, когда вектор \mathbf{E} поляроида параллелен плоскости p - n -перехода. Она показывает зависимость интен-

сивности поляризованного в плоскости p – n -перехода излучения от угла наблюдения β относительно этой плоскости (ТЕ-поляризацию). Нижняя кривая записана, когда вектор \mathbf{E} поляроида был повернут на 90° . При $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ она показывает интенсивность излучения с перпендикулярным плоскости p – n -перехода вектором \mathbf{E} (ТМ-поляризацию). При $\beta = \pi/2$ она показывает ТЕ-поляризацию. Поэтому при $\beta = \pi/2$ кривые совпадают. При других углах поляризация смешанная. Участок с $\beta < \pi/2$ соответствует выходу излучения в основном из скола лазера. Участок с $\beta > \pi/2$ соответствует выходу излучения из образующей диска. При $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ излучение поляризовано преимущественно в плоскости p – n -перехода.

В лазерном режиме (рис. 1, *b*) характер поляризации сохраняется. Только интенсивность излучения больше, чем в спонтанном режиме. Преимущество ТЕ-поляризации при $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ остается и в лазерном режиме. И в спонтанном и в лазерном режимах излучение выходит наружу в основном через скос и образующую цилиндра, а не через поверхность p -области. Причем большая часть выходящего излучения имеет ТЕ-поляризацию.

Если выразить степень поляризации излучения формулой

$$P = \frac{\Phi_{TM} - \Phi_{TE}}{\Phi_{TM} + \Phi_{TE}},$$

где Φ_{TE} и Φ_{TM} — интенсивности излучения с ТЕ- и ТМ-поляризацией, соответственно, то при $\beta = \pi/2$ и $P = -1$, а при $\beta = 0$ и $\beta = \pi$ $P = -(0.3-0.5)$.

В дисковых лазерах участок диаграммы направленности при $\beta \geq \pi/2$ выглядит так же, как в полудисковых, а участок при $\beta \leq \pi/2$ — как его зеркальное отражение.

В направлении образующей цилиндра P изменяется с ростом тока от $P \approx -0.3$ в спонтанном режиме до $P \approx -0.5$ в лазерном режиме. Это изменение можно объяснить стимуляцией преимущественно ТЕ-поляризации по всему активному слою.

На рис. 2 приведены спектры излучения в плоскости p – n -перехода дискового лазера диаметром $300 \mu\text{m}$ при небольшом превышении тока над порогом. Верхняя кривая снята в отсутствие поляризатора, средняя показывает интенсивность ТЕ-поляризации, нижняя — ТМ-поляризации. Видно преобладание ТЕ-поляризации как в спонтанном, так и в лазерном излучении. В лазерах с другим диаметром (50, 100 и $200 \mu\text{m}$) спектры аналогичные.

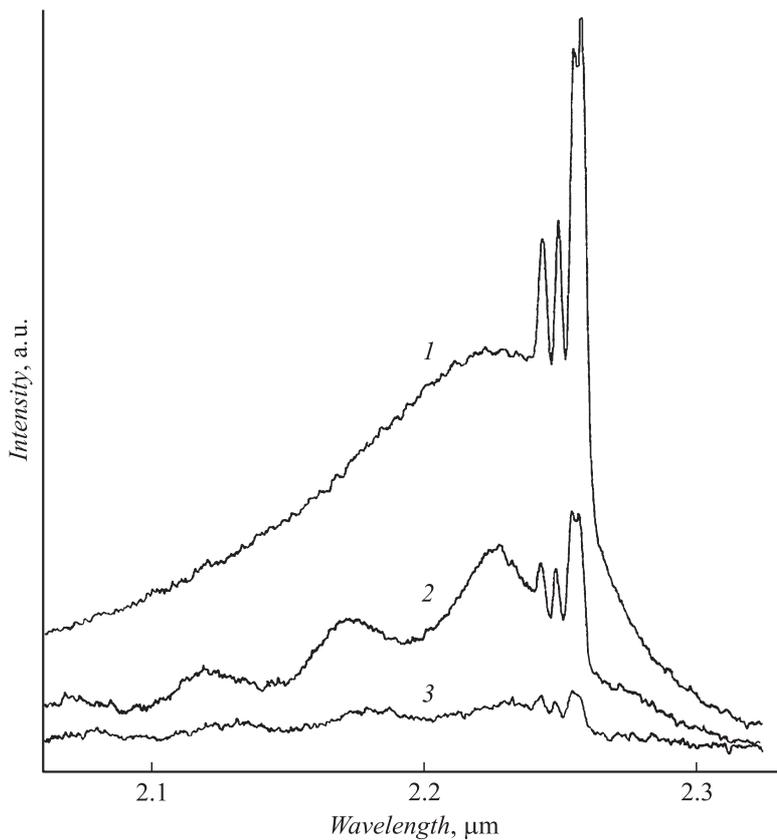


Рис. 2. Спектры излучения дискового WGM-лазера, снятые без поляризатора (1) и с поляризатором, пропускающим ТЕ-поляризованное излучение (2)–ТМ (3).

Оказалось, что спектральная кривая промодулирована на 20–30% синусоидальной функцией с периодом ~ 14 meV, что, по-видимому, наблюдалось впервые. Фазы кривых ТМ- и ТЕ-поляризации были сдвинуты на угол до 180° . Возможно, это является особенностью резонатора WGM-лазеров.

Таким образом, исследование спектров излучения так же, как и диаграмм направленности, показывает преобладание ТЕ-поляризации и

в спонтанном и в лазерном режимах. Преобладание ТЕ-поляризации можно объяснить доминирующим характером излучательных переходов электрон–тяжелая дырка, поскольку концентрация дырок на уровне тяжелых дырок существенно больше, чем на более мелком уровне легких дырок [6]. Наличие механического сжатия, как показано в работе [9], также способствует выделению рекомбинации электрон–тяжелая дырка и ТЕ-поляризации.

Таким образом, наши экспериментальные данные соответствуют преобладанию рекомбинации электрон–тяжелая дырка.

Работа частично поддержана программой президиума РАН № 27 „Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов“, грантами РФФИ 10-02-93110-НЦНИЛ_а, 10-02-00548-а а также государственным контрактом № 02.740.11.0445.

Список литературы

- [1] *Шерстнев В.В., Монахов А.М., Астахова А.П., Кислякова А.Ю., Яковлев Ю.П., Аверкиев Н.С., Krier A., Hill G.* // ФТП. 2005. Т. 39. В. 9. С. 1087–1092.
- [2] *Monakhov A.M., Sherstnev V.V., Astakhova A.P., Yakovlev Yu.P., Boissier G., Teissier R., Baranov A.N.* // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 051102.
- [3] *Averkiev N.S., Sherstnev V.V., Monakhov A.M., Grebenshikova E.A., Kislyakova A.Yu., Yakovlev Yu.P., Wright D.A.* // Low Temperature Physics. 2007. V. 33. N 2–3. P. 283–290.
- [4] *Кейси Х., Паниш М.* Лазеры на гетеропереходах / Пер. с англ. под ред. П.Г. Елисеева. М.: Мир, 1981.
- [5] *Craft D.C., Dutta N.K., Wagner W.R.* // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 44. P. 823.
- [6] *Ohmori Y., Tarucha S., Horikoshi Y., Okamoto H.* // Jap. Appl. Phys. 1984. V. 23. N 2. P. 94–96.
- [7] *Аверкиев Н.С., Баранов А.Н., Именков А.Н., Рогачев А.А., Яковлев Ю.П.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 6. С. 332–337.
- [8] *Uarekha D.A., Glastre G., Perona A., Rouillard Y., Genty F., Skouri E.M., Boissier G., Grech P., Joullie A., ALibert C., Baranov A.N.* // Electron. Lett. 2000. V. 36. N 6. P. 537–539.
- [9] *Аверкиев Н.С., Иванов Ю.Л., Красивичев А.А., Петров П.В., Саблина Н.И., Седов В.Е.* // ФТП. 2008. Т. 42. В. 3. С. 322–326.