

ОСОБЕННОСТИ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТОКА ЭФФЕКТИВНОСТИ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С ОДИНОЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМОЙ НА ОСНОВЕ AlGaAs/GaAs

Д. З. Гарбузов, А. Б. Гулаков, И. В. Кочнев, Ю. М. Шерняков,
В. Б. Халфин, Б. С. Явич

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

(Получена 29 апреля 1993 г. Принята к печати 14 мая 1993 г.)

Приводятся результаты исследования зависимости эффективности спонтанного излучения активной области и барьерных слоев от плотности тока в квантово-размерных лазерных диодах на AlGaAs/GaAs. Установлено, что основными причинами возрастания пороговой плотности тока и уменьшения дифференциальной эффективности в лазерных диодах с большими потерями на выход являются возрастание доли неравновесных носителей, рекомбинирующих в волноводных слоях, и электронная утечка в *p*-эмиттер.

Анализ литературных данных показывает, что в отличие от лазерных диодов первого поколения на двойных гетероструктурах AlGaAs/GaAs процессы безызлучательной рекомбинации в квантовой яме и рекомбинационные процессы в барьерных слоях могут оказать сильное влияние на параметры современных квантово-размерных лазерных диодов на AlGaAs/GaAs, изготавливаемых методами молекулярно-лучевой эпитаксии и газофазной эпитаксии из металл-органических соединений [1-3].

Эти процессы могут влиять не только на величину пороговой плотности тока, но и на дифференциальную эффективность, особенно в случае коротких диодов с одиночной квантовой ямой в активной области [4-6]. Исследование эффективности спонтанного излучения активной области и барьерных слоев позволяет получить информацию о соответствующих рекомбинационных процессах и прогнозировать их влияние на параметры лазерных диодов.

Основные результаты, полученные в данной работе, относятся к диодам на гетероструктурах с раздельным ограничением и одиночной квантовой ямой (*SCH SQW*-диоды) в системе AlGaAs/GaAs.

Лазерные структуры были получены методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений при пониженном давлении в системе Ga(CH₃)₃—Al(CH₃)₃—AsH₃—H₂. Для роста структур использовался горизонтальный реактор специальной конструкции, обеспечивающий резкость гетерограницы в 1÷2 монослоя [7]. Температура роста составляла 750 °C, скорость роста активной области GaAs равнялась 4 Å/с. Концентрация неконтролируемых доноров в нелегированной активной области и волноводных слоях составляла 5·10¹⁶ см⁻³. Эмиттер *n*-типа проводимости был легирован Si до концентрации 5·10¹⁷ см⁻³. Эмиттер *p*-типа проводимости и контактный слой *p*-GaAs легировались Mg, при этом соответствующие концентрации дырок составляли 10¹⁸ см⁻³ и (2÷3)·10¹⁸ см⁻³.

Зонная схема *SCH SQW*-диода показана на рис. 1. Толщина активной области (*L_z*) в исследованных структурах составляла 100 или 60 Å, толщина волноводного слоя 0.3 мкм. Кроме диодов, выращенных методом эпитаксии из металл-

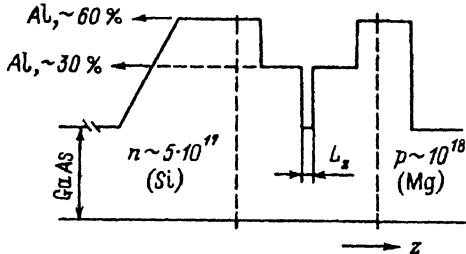


Рис. 1. Зонная диаграмма SCH SQW-лазеров на AlGaAs/GaAs, полученных методом газофазной эпитаксии из металл-органических соединений.

органических соединений, для измерений были использованы диоды с меньшим содержанием AlAs в волноводных и эмиттерных слоях, изготовленные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Все измерения были выполнены на диодах с широким полосковым контактом, ширина которого составляла 100 мкм. В полоске имелись окна шириной 2÷3 мкм и длиной 20 мкм, под которыми контактный слой p-GaAs был удален, так что излучение могло выводиться как через зеркало резонатора, так и в перпендикулярном плоскости структуры направлении. Пороговые плотности тока в диодах с длинным резонатором составляли 200÷300 А/см². Все измерения выполнялись в импульсном режиме при длительности импульса $\tau_i = 200$ нс, что исключало влияние разогрева исследуемых диодов. При выводе излучения через зеркало с помощью Si-фотодиода большой площади производились измерения зависимости интегральных значений внешней эффективности излучения (η_e) от плотности тока накачки j . При выводе излучения через окно в контакте записывались спектры излучения диода и строились зависимости относительных эффективностей излучения в полосах излучения активной области (η_a) и волноводных слоев (η_w).

Измерения абсолютных значений интегральной эффективности спонтанного излучения проводились на диодах с очень малыми длинами резонаторов (50÷100 мкм), зеркальные грани которых были сделаны преднамеренно шероховатыми. Сопоставление хода зависимости $\eta_e = f(j)$, измеренной на одном и том же диоде при двух способах вывода излучения, подтвердило, что при вышеупомянутых условиях самопоглощением и усилением излучения даже при выводе излучения через зеркало диода можно пренебречь.

Полностью пренебрегая влиянием квантовой ямы и рассматривая задачу о распространении излучения по волноводным слоям в рамках геометрической оптики, нетрудно показать, что при использованных нами составах волноводных и эмиттерных слоев 100%-ному внутреннему квантовому выходу излучения η_i в активной области должен соответствовать внешний квантовый выход излучения в 2.5% через каждое из зеркал лазерного диода.

На рис. 2 приведены зависимости $\eta_e = f(j)$, полученные при исследовании диодов, изготовленных из трех различных SCH SQW-структур AlGaAs/GaAs. Сопоставление результатов измерений для нескольких диодов, относящихся к одной и той же структуре, показали, что для них разница в величинах η_e не превышает 10% и разница в ходе кривых 1 и 2, относящихся к двум структурам с $L_z = 100$ Å, отражает разницу в характеристиках соответствующих структур.

Кривая 3, относящаяся к диоду, изготовленному из структуры с более тонкой активной областью ($L_z = 60$ Å), показывает, что влияние безызлучательных каналов рекомбинации усиливается при уменьшении толщины активной области. Аналогичный характер зависимостей $\eta_e = f(j)$ был обнаружен нами ранее при исследовании эффективности фотолюминесценции изотипных SCH SQW-структур AlGaAs/GaAs, выращенных приблизительно в тех же условиях [8].

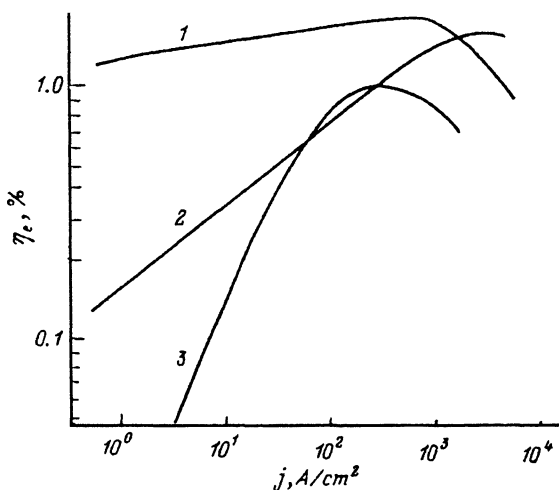


Рис. 2. Зависимости внешней квантовой эффективности спонтанного излучения от плотности тока в лазерных диодах с короткими резонаторами. L_z , Å: 1, 2 — 100; 3 — 60. 1, 2 относятся к диодам, изготовленным из разных структур.

Из приведенных на рис. 2 зависимостей видно, что значение η_e в области плотностей тока, соответствующих нижнему пределу для порогов генерации ($60 \div 80 \text{ A/cm}^2$), не соответствует $\eta_i = 100\%$ даже в лучших из исследованных структур (кривая 1 на рис. 2). Степень влияния на порог генерации безызлучательных каналов в активной области исследованных структур зависит как от режимов роста, так и от толщины активной области.

Перейдем теперь к рассмотрению эффективности спонтанного излучения в области высоких плотностей токов, где после достижения максимального значения величина η_e начинает уменьшаться при дальнейшем возрастании плотности тока накачки. Особенно отчетливо эта тенденция проявляется в структурах с более тонкими активными областями (кривая 3 на рис. 2).

Результаты, полученные на основе измерений спектров спонтанного излучения для одного из аналогичных коротких лазерных диодов, показаны на рис. 3. Этот диод был изготовлен из той же структуры с $L_z = 60 \text{ Å}$, к которой относятся

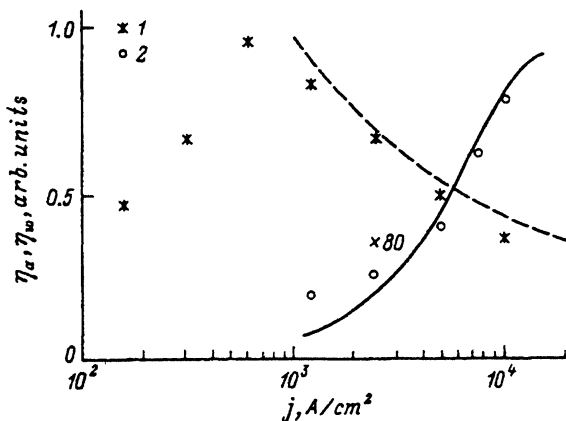


Рис. 3. Экспериментальные зависимости эффективности спонтанного излучения из активного слоя η_a (1) и волновода η_w (2) от плотности тока j лазерного диода с коротким резонатором. $L_z = 60 \text{ Å}$. Расчетные зависимости η_a (j) (штриховая линия) и η_w (j) (сплошная) получены в [6].

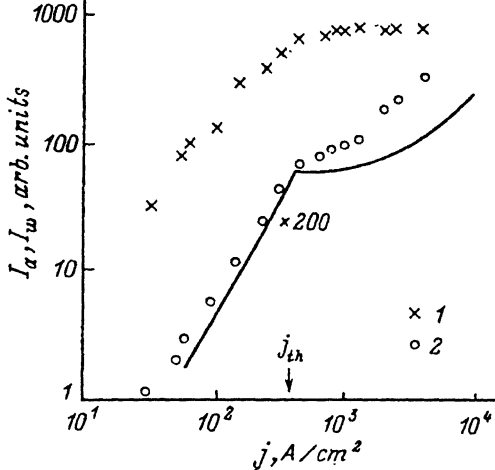


Рис. 4. Экспериментальные зависимости интенсивности спонтанного излучения из активного слоя I_a (1) и волновода I_w (2) от плотности тока лазерного диода с длиной резонатора 1.15 мм, изготовленного из структуры AlGaAs/GaAs с пониженным содержанием AlAs в волноводе и эмиттерных слоях. $L_z = 130$ Å. Сплошная линия — расчетная зависимость I_w (j).

данные рис. 2. Однако в отличие от предыдущих экспериментов в данном случае излучение выводилось через отверстие в полосковом контакте. Как видно из рис. 3, при увеличении плотности тока от 10^3 А/см² до 10^4 А/см² эффективность спонтанного излучения в полосе излучения активной области (η_a) уменьшается более чем в 2 раза. В том же диапазоне плотностей тока резко возрастает относительная эффективность излучения в волноводной полосе: при плотностях тока менее 10^3 А/см² эффективность излучения в волноводной полосе составляет менее $2 \cdot 10^{-3} \eta_a$, а при 10^4 А/см² уже около $2 \cdot 10^{-2} \eta_a$.

Рис. 4 относится к двум лазерным диодам с нормальными неповрежденными зеркалами. Диоды были изготовлены из структуры с пониженным содержанием AlAs в волноводе (20%) и эмиттерных слоях (33%). Уменьшение содержания AlAs облегчает регистрацию излучения в волноводной полосе и усиливает обсуждаемые здесь эффекты. Как и в случае рис. 3, излучение выводилось через отверстие в полосковом контакте. Как видно из хода соответствующих зависимостей, при переходе к режиму генерации рост с током интенсивности спонтанного излучения активной области в случае длинного диода практически прекращается в соответствии с представлениями о фиксации положения квазиуровней Ферми за порогом генерации, в то время как интенсивность излучения волноводного слоя продолжает расти с током и после порога генерации.

Очевидно, что рассматриваемые особенности зависимостей, представленных на рис. 2—4, связаны с увеличением при высоких плотностях накачки доли носителей, рекомбинирующих в барьерных слоях. В двойных гетероструктурах с толстыми активными областями аналогичные процессы становятся существенными только в случае небольших высот энергетических барьеров на границах с активной областью [9]. Для квантово-размерных структур утечка носителей из активной области может иметь место и при обычно используемых величинах барьеров [2, 3].

Расчетные кривые, представленные на рис. 2 и 3, были получены в рамках тех же приближений, которые были использованы в предыдущих работах [5, 6]. Энергетическая диаграмма для рассматриваемой гетероструктуры AlGaAs/GaAs показана на рис. 5. Упрощенная схема расчетов и сделанные при этом допущения могут быть описаны следующим образом.

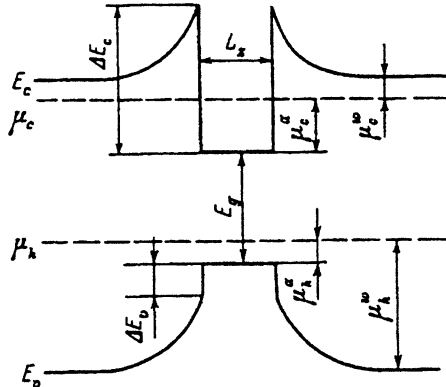


Рис. 5. Зонная схема лазерной гетероструктуры AlGaAs/GaAs, используемой при расчетах.

1. Для квантовой ямы соответствующей конфигурации определялись положения квантово-размерных подзон и положение квазиуровней Ферми для заданной плотности неравновесных носителей в яме ($\Delta p_{QW} = \Delta n_{QW}$).

2. Предполагалось, что в тонком слое волновода, прилегающем к квантовой яме, существует слой объемного заряда, обеспечивающий выполнение условий квазинейтральности в остальной части волновода, где происходит рекомбинация неравновесных носителей; при этом рекомбинацией в самом слое объемного заряда пренебрегалось.

Полагалось, что концентрация неравновесных носителей в волноводе линейно возрастает в направлении эмиттера таким образом, чтобы обеспечить протекание тока за счет амбиполярной диффузии, а плотность тока на гетерогранице с активной областью равна скорости излучательной рекомбинации в квантовой яме.

3. Скорость рекомбинации в самом волноводе рассчитывалась в предположении, что время жизни неравновесных дырок τ , являющееся функцией координаты z , может быть определено из соотношения

$$1/\tau = 1/\tau_{nr} + 2 \cdot 10^{-10} (n_{0w} + \Delta n_w),$$

где τ_{nr} — безызлучательное время жизни в волноводных слоях, принятое при расчетах равным 10^{-9} с, n_{0w} — фоновая концентрация основных носителей в волноводе, Δn_w — концентрация неравновесных носителей, линейно возрастающая по мере удаления от активной области.

4. Оценки показывают, что даже при достаточно высоких барьерах ($\Delta E_c + \Delta E_v = \Delta E_g = 0.3$ эВ) в области плотностей токов $10^3 \div 10^4$ А/см² на границе с эмиттером Δn_w превышает n_{0w} и вследствие этого начинается возрастание электронного тока утечки в p -эмиттер.

5. Ток утечки в p -эмиттере рассматривался обычным методом с учетом диффузии неравновесных носителей и их дрейфа в поле сквозь p -эмиттер.

Таким образом, сверхлинейное возрастание интенсивности волноводного излучения с ростом тока в области средних плотностей тока, ($5 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3$) А/см², связано с двумя причинами. Основной из них является уменьшение эффективной высоты энергетического барьера за счет заполнения квантовой ямы неравновесными носителями в условиях вырождения. Дополнительной причиной обсуждаемого эффекта является возрастание средней концентрации неравновесных носителей в волноводе за счет роста их градиента. Однако при дальнейшем увеличении плотности тока возрастание интенсивности волноводного излучения

может быть замедлено за счет возникновения и усиления электронной утечки в p -эмиттер.

Анализ данных, представленных на рис. 3, показывающих достаточно хорошее совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей, позволяет заключить, что для рассматриваемых диодов спад эффективности излучения квантовой ямы в исследуемом диапазоне плотностей токов ($5 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3$) А/см² в основном обусловлен увеличением доли носителей, рекомбинирующих в волноводных слоях. Как видно из хода расчетной кривой для эффективности волноводного излучения, замедление роста η_w , связанное с утечкой электронов в p -эмиттер, намечается только в области максимальных из представляющих практический интерес значений плотности тока ($j \geq 10^4$ А/см²).

Приведенные ранее соображения дают возможность объяснить также характер зависимости интенсивности волноводного излучения от плотности тока и в генерирующем диоде (рис. 4). При увеличении накачки за порогом генерации в условиях фиксированной концентрации неравновесных носителей вблизи гетерограницы квантовая яма—волновод продолжающийся (хотя и замедленный) рост интенсивности волноводного излучения обусловлен ростом градиента концентрации и средней концентрации рекомбинирующих в волноводе носителей.

Рассмотренные ранее особенности зависимостей спонтанного излучения от тока должны оказывать влияние и на основные характеристики лазерных диодов. Например, хорошо известно, что в случае квантово-размерных SCH SQW -диодов на AlGaAs/GaAs при уменьшении длины резонатора и увеличении потерь на выход (α) имеет место резкое возрастание пороговых плотностей токов j_{th} при абсолютных значениях, превышающих $5 \cdot 10^2$ А/см². При этом все приводимые в литературе экспериментальные значения j_{th} для коротких диодов больше, чем ожидаемые расчетные значения, и имеется значительная разница в ходе зависимостей $j_{th} = f(\alpha)$, приводимых различными авторами. Анализ этих данных показывает, что при фиксированных значениях потерь на выход значения j_{th} тем больше, чем меньше содержание AlAs в волноводных слоях, и, по-видимому, рекомбинация в барьерных слоях является одним из основных факторов, определяющих ход зависимости $j_{th} = f(\alpha)$ в области высоких значений потерь на выход.

Отсутствие насыщения в ходе зависимости $I_w = f(j)$ после порога генерации (рис. 3) свидетельствует также о том, что рекомбинационные процессы в волноводе могли бы влиять и на дифференциальную эффективность (η_d) коротких диодов. Однако численные оценки показывают, что в большинстве практически интересных случаев ($j_{th} < 5 \cdot 10^3$ А/см²) при увеличении накачки за порогом генерации прирост тока, связанный с ростом рекомбинации в волноводе (Δj_w) много меньше, чем соответствующее возрастание рекомбинационного тока в яме, и ожидаемое уменьшение величины η_d меньше экспериментальной погрешности. Однако в области очень высоких мощностей накачки, где существенной становится электронная утечка из волновода в p -эмиттер Δj_e , она уже может составлять заметную долю от общего увеличения тока. Вследствие этого для коротких диодов с $j_{th} > 5 \cdot 10^3$ А/см², изготовленных из структуры, к которой относится рис. 2, можно было бы ожидать уменьшения дифференциальной эффективности на 10÷15%.

Экспериментальные исследования, выполненные на диодах с широким контактом (100 мкм), дают большую величину спада дифференциальной эффективности при повышении j_{th} до таких значений. Исследование зависимости $\eta_d = f(\alpha)$ для одномодовых диодов, изготовленных из аналогичных структур, по-видимому, позволит установить причины этого расхождения.

Таким образом, в данной работе установлено, что в активной области исследованных на SCH SQW -диодов на AlGaAs/GaAs, изготовленных эпитаксией из металл-органических соединений, имеются безызлучательные каналы рекомбинации, которые насыщаются с увеличением плотности тока, но тем не менее

могут влиять на общую скорость рекомбинации при плотностях тока $\sim 10^2$ А/см², соответствующих порогам генерации в диодах с малыми потерями на выход.

При увеличении плотности накачки до $j > 5 \cdot 10^2$ А/см² уменьшение эффективности спонтанного излучения квантовой ямы и соответствующее возрастание порогов в диодах со средними значениями потерь на выход связано с возрастанием доли неравновесных носителей, рекомбинирующих в волноводных слоях.

Расчеты показывают, что при плотностях тока $j \geq 10^4$ А/см² основным механизмом, ограничивающим эффективность инжекции в квантовую яму, должна становиться электронная утечка в *p*-эмиттер, что должно вызывать резкое возрастание пороговых плотностей тока и уменьшение дифференциальной эффективности в диодах с наибольшими потерями на выход ($\alpha \sim 10^2$ см⁻¹).

В заключение авторы благодарят В. П. Евтихиева, А. В. Комиссарова и В. Е. Токранова за изготовление и предоставление лазерных диодов, изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. K. Ahrenkiel, B. M. Deyes, D. V. Dunlavy. *J. Appl. Phys.*, **70**, 225 (1991).
- [2] P. Blood, E. D. Fletcher, K. Woodbridge, K. C. Heasman, A. R. Adams. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1459 (1989).
- [3] P. Blood, A. I. Kucharska, J. P. Jakobs, K. Griffiths. *J. Appl. Phys.*, **70**, 1144 (1991).
- [4] J. Z. Wilcox, S. Ou, J. J. Yang, M. Jansen, G. L. Peterson. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 825 (1989).
- [5] Д. З. Гарбузов, А. В. Овчинников, Н. А. Пихтин, З. Н. Соколова, И. С. Тарасов, В. Б. Халфин. *ФТП*, **25**, 928 (1991).
- [6] V. B. Khalfin, A. V. Gulakov, I. V. Kochnev, E. U. Rafailov, Yu. M. Shernyakov, B. S. Yavich, D. Z. Garbuzov. *Joint Soviet American Workshop on the Physics of Sem. Lasers. Leningrad, USSR* (1991); ed. Zh. I. Alferov. **49**. N. Y. (1992).
- [7] И. А. Кузьмин, А. Г. Машевский, Д. Р. Строганов, О. М. Федорова, Б. С. Явич. *ФТП*, **23**, 1420 (1989).
- [8] Ж. И. Алферов, Д. З. Гарбузов, С. Н. Жигулин, И. А. Кузьмин, Б. Б. Орлов, М. А. Синицин, Н. А. Стругов, В. Е. Токранов, Б. С. Явич. *ФТП*, **22**, 2111 (1988).
- [9] Л. С. Вавилова, Д. З. Гарбузов, А. В. Тулашвили, М. К. Трукан, И. Н. Арсентьев. *ФТП*, **16**, 1543 (1982).

Редактор Л. В. Шаронова
