

ВЛИЯНИЕ НАСЫЩЕНИЯ УСИЛЕНИЯ НА ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ InGaAsP/GaAs-ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

Гарбузов Д. З., Тикуннов А. В., Жигулин С. Н.,
Соколова З. Н., Халфин В. Б.

Рассматриваются особенности в зависимостях пороговой плотности тока и длины волны генерации от величины потерь на выход, характерные для полосковых лазеров с супертонкими квантово-размерными активными областями. Сопоставление соответствующих экспериментальных зависимостей, полученных для InGaAsP/GaAs-лазеров отдельного ограничения, с теоретическими расчетами, учитывающими нелинейный характер связи между усилением и током, позволяет количественно объяснить наблюдающиеся эффекты.

В предыдущей работе [1] были описаны квантово-размерные InGaAsP/GaAs-лазеры отдельного ограничения (КР—РО), излучающие в области длин волн $0.86 \div 0.78$ мкм. В данной работе рассматривается зависимость пороговых характеристик одного из типов таких лазеров с активной GaAs-областью (рис. 1, б из [1]) от величины оптических потерь на выход.

Пороговые характеристики КР—РО лазеров, в частности зависимости пороговой плотности тока (J_{th}) от обратной длины резонатора ($1/L$), наиболее подробно изучены для AlGaAs/GaAs-лазеров, изготовленных методами молекулярной (МВЕ) и металлоорганической эпитаксии (МОСVD). В работах Тсанга [2] и Балди [3], где этими методами были получены наиболее низкороговые из известных инжекционных лазеров, зависимости $J_{th}=f(1/L)$ для AlGaAs/GaAs КР—РО лазеров интерпретировались как линейные.¹

При исследованиях InGaAsP/InP ($\lambda=1.3$ мкм) РО лазеров с тонкими активными областями, изготовленных модифицированным методом жидкостной эпитаксии [4, 5], нами было обнаружено резкое сверхлинейное возрастание J_{th} с уменьшением L , которое первоначально было полностью приписано оже-рекомбинации [4, 6]. Однако впоследствии такое же «аномальное» поведение нами наблюдалось и для AlGaAs/GaAs КР—РО лазеров, полученных тем же методом [7].

В работе Зори и соавт. [8], специально посвященной анализу зависимости $J_{th}=f(1/L)$ для AlGaAs/GaAs КР—РО лазеров, сверхлинейное возрастание порогов с уменьшением длины резонатора уже рассматривалось как типичное явление для квантово-размерных лазеров. Тем не менее мы считаем, что результаты работы Зори, так же как и данные нашей работы [7], не могли служить основой для каких-либо обобщающих заключений, поскольку полученные в них абсолютные значения порогов в 3 раза больше, чем в упоминавшихся выше работах Тсанга и Балди.

Очевидно, что для проведения подобных исследований предпочтительными являются образцы, не имеющие никаких безызлучательных каналов рекомбинации и утечек тока.

Результаты предыдущих фотолюминесцентных исследований изотипных InGaAsP/GaAs-гетероструктур [9] показали, что внутренний квантовый выход

¹ После перестройки в увеличенном масштабе зависимости $J_{th}=f(1/L)$, приведенные в работе Балди [3], обнаруживают явную сверхлинейность.

излучательной рекомбинации (η_i) при 300 К сохраняя значение, близкое к 100 %, даже для квантово-размерных образцов с толщиной активной области ≈ 100 Å, и, следовательно, в них отсутствуют фундаментальные причины, которые могли бы препятствовать выполнению сформулированного выше условия. Вопрос о специфических «токовых» утечках в структурах с p - n -переходом будет рассмотрен далее.

Фотолюминесцентные исследования рекомбинационных переходов с участием подзон размерного квантования [16] указывают на то, что в InGaAsP/GaAs КР структурах разрыв в ходе зоны проводимости (ΔE_c) равен, по крайней мере, половине разницы ширины запрещенных зон (ΔE_g) активной области и волноводных слоев. По аналогии с системой AlGaAs/GaAs мы приняли, что

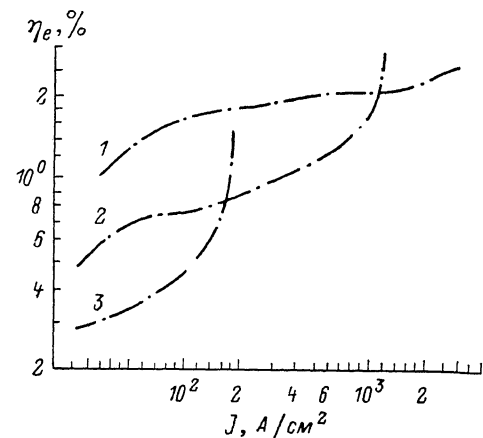


Рис. 1. Зависимость внешнего квантового выхода спонтанного излучения от плотности тока для трех КР-РО InGaAsP/GaAs-диодов с широким контактом, имеющих различную длину резонаторов.

L , мкм: 1 — 100, 2 — 280, 3 — 1932. $T=300$ К; $\lambda=0.86$ мкм; структура 2465-1 с толщиной активной области $d_a \approx 100$ Å.

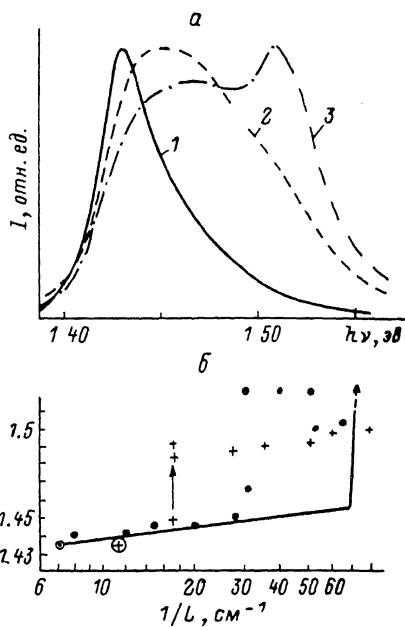


Рис. 2.

а) спектры спонтанной электролюминесценции для одного из полосковых КР-РО InGaAsP/GaAs-лазеров с коротким резонатором ($L=210$ мкм) при плотности тока накачки, A/cm^2 : 1 — 5, 2 — 760, 3 — 1500; структура 2463-2, $d_a=100$ Å, ширина страйпа $W=60$ мкм, $T=300$ К; б) зависимость энергии пика генерации от обратной длины резонатора; структура 2463-2, $d_a=100$ Å, $T=300$ К; точки и крестики относятся к двум сериям полосковых лазеров, изготовленных путем раскалывания двух длинных исходных образцов, отмеченных кружками; стрелкой обозначен образец, имевший пики генерации в двух областях спектра; сплошная кривая — расчетная зависимость $h\nu_{max} = f(1/L)$, полученная для значений $\tau_{in} = 7 \cdot 10^{-14}$ с.

в рассматриваемых гетероструктурах $\Delta E_c = 0.85 \Delta E_g$, $\Delta E_v = 0.15 \Delta E_g$. Соответствующая энергетическая схема для квантово-размерной активной области InGaAsP/GaAs-гетеролазера показана на рис. 1, в предшествующей работы [1]. Там же приведены данные, касающиеся изготовления исследованных лазеров. На рис. 2 работы [1] показана зависимость J_{th} от величины потерь на выход для исследованных InGaAsP/GaAs КР-РО лазеров. Для получения этих зависимостей из нескольких структур с толщиной активной области $d_a \approx 100$ Å были изготовлены лазерные диоды с широким контактом, имевшие различную длину резонатора. В некоторых из этих диодов на одну из граней резонатора было нанесено отражающее многослойное Si/SiO₂-зеркало. Приведенные на этом рисунке данные свидетельствуют о том, что на основе InGaAsP/GaAs КР-РО структур могут быть получены инжекционные лазеры, пороговая плотность тока в которых при комнатной температуре не превышает 100 А/см². Однако предметом дальнейшего обсуждения будет другая характерная особенность зависимости порогов от потерь, заключающаяся в резком возрастании J_{th} при уменьшении L до значений менее 0.5 мм.

Данные, представленные на рис. 1 настоящей работы, свидетельствуют

о том, что обсуждаемое возрастание пороговых плотностей тока в исследованных диодах не связано с усилением каких-либо безызлучательных утечек тока. Действительно, из хода кривой I видно, что для короткого ($L=0.1$ мм) негенерирующего диода очень высокое значение внешней эффективности спонтанного излучения ($\gamma_e=2\%$) сохраняется в области плотностей тока, где имеет место генерация в случае более длинных диодов (кривые 2, 3).

Отсутствие утечек тока означает, что повышение плотности тока для негенерирующего короткого лазера должно сопровождаться сдвигом квазиуровней Ферми и изменением формы спонтанного спектра излучения. Как видно из рис. 2, а, сначала с повышением плотности тока имеет место расширение основной полосы излучения в коротковолновую область, а затем при $J=1$ кА/см² в спектре возникает второй коротковолновый максимум излучения.

Из рис. 2, б видно, что изменение длины резонатора приводит также к перестройке спектра генерации. Приведенные на этом рисунке данные относятся к двум наборам диодов, изготовленным путем раскалывания двух длинных

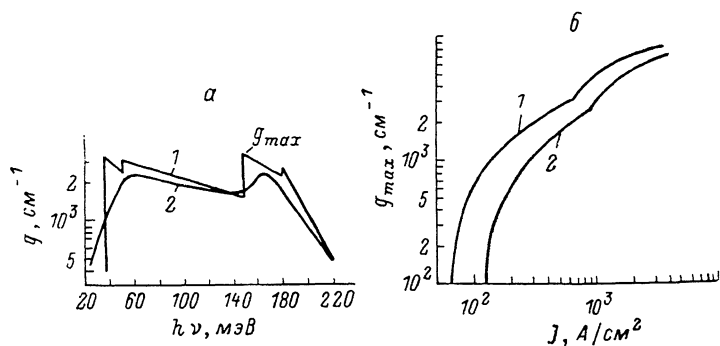


Рис. 3. Спектры усиления и зависимости $g_{max}=f(J)$ для TE -моды излучения, рассчитанные для значений $\tau_{in}=\infty$ (1) и $\tau_{in}=7\cdot 10^{-14}$ с (2).

Параметры зонной модели активной области приведены на рис. 1 в работе [1]; спектры усиления относятся к плотностям тока 0.8 кА/см², $d_a=100$ Å, $T=300$ К.

исходных образцов. Для «длинных» образцов положение максимума генерации соответствует положению основной полосы излучения спонтанного спектра, а для коротких ($L < 0.3$ мм) — приближается к энергии максимума коротковолновой полосы, возникающей при высоких плотностях тока (рис. 2, а, кривая 3). В области переходных длин резонаторов для одного из образцов наблюдалась генерация одновременно в двух спектральных областях (см. стрелку на рис. 2, б).

Для количественной интерпретации полученных результатов были проведены расчеты зависимостей усиления от тока в рамках двух моделей. В первой модели активная область гетероструктуры рассматривалась как потенциальная яма с конечной высотой барьеров для электронов и дырок (рис. 1, в из [1]). Во второй модели для ямы бесконечной глубины были проведены расчеты, учитывающие смешивание состояний легких и тяжелых дырок при размерном квантовании [11].

Отсутствие безызлучательных утечек в исследованных лазерных образцах позволяло считать, что весь ток определяется излучательными переходами между подзонами размерного квантования в их активной области. Полагалось, что эти переходы происходят с выполнением правил отбора по импульсу. Для того чтобы учесть размытие вследствие процессов внутризонного рассеивания начальных и конечных состояний излучательных переходов, соответствующее время релаксации (τ_{in}) было введено в расчеты усиления таким же образом, как это было сделано раньше для лазеров с трехмерными активными областями [12].

Рассмотрим сначала результаты расчетов для модели ямы конечной глубины, более полное описание которых недавно опубликовано в [13]. На рис. 3, а показаны спектры усиления для моды TE -поляризации при плотности тока

0.8 кА/см², рассчитанные для бесконечного и конечного ($\tau_{in}=7 \cdot 10^{-14}$ с) времен внутризонной релаксации. Видно, что расчетные спектры усиления имеют такую же структуру, как и спектры спонтанного излучения при плотности тока ~ 1 кА/см². Расчет показывает, что при соответствующих плотностях тока электронный квазиуровень лежит выше дна второй электронной подзоны и дальнейшее увеличение плотности тока должно приводить к перемещению абсолютного максимума усиления на переходы с участием второй электронной подзоны и второй подзоны тяжелых дырок (переходы 2—2 на рис. 1, *в* из [1]). Уменьшение плотности тока в области $J \leq 1$ кА/см² должно вызывать сужение спектра усиления, сопровождающееся лишь очень слабым (сублинейным) уменьшением максимальных значений усиления (g_{max}) на переходах 1—1.

Ход расчетной зависимости $g_{max}=f(J)$, показанный на рис. 3, *б*, отражает отмеченные выше особенности. Как видно из этого рисунка, насыщение усиления на переходах 1—1 наступает уже начиная с плотностей тока 200—300 А/см², а вклад в g_{max} от переходов 2—2 становится существенным при $J > 1$ кА/см².

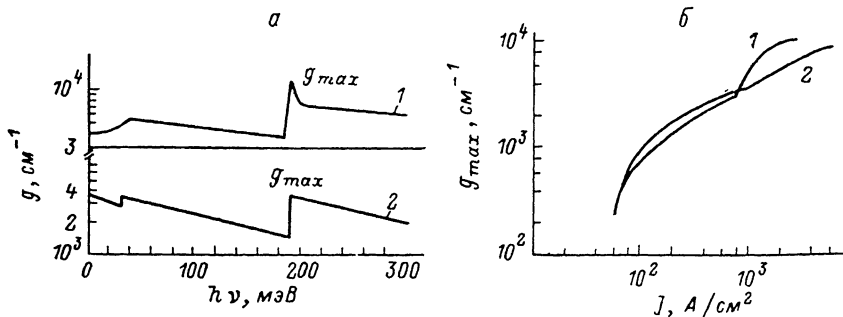


Рис. 4.

а) спектры усиления ТЕ-моды излучения для ямы бесконечной глубины; $d_a=100$ Å, $T=300$ К; 1 — расчет с учетом смещения подзон легких и тяжелых дырок, $J=4.8$ кА/см²; 2 — расчет при обычном предположении о параболических подзонах, $J=1.1$ кА/см²; *б*) зависимости $g_{max}=f(J)$, рассчитанные на основе спектров, изображенных на рис. 4, *а*.

Для того чтобы перейти к зависимостям пороговых характеристик от потерь на выход, будем полагать, что для лазеров раздельного ограничения можно пренебречь внутренними потерями и пороговые условия в них могут быть достаточно хорошо описаны соотношением $\Gamma g = \alpha_0$, где α_0 — величина потерь на выход, а Γ — фактор оптического ограничения, показывающий, какая доля генерируемой моды распространяется по активной области. Учитывая, что для исследуемых КР—РО лазеров с $d_a=100$ Å величина $\Gamma \approx 0.03$ [13], нетрудно убедиться в том, что при длинах резонаторов ≈ 0.3 мм пороговые значения g_{max} должны быть порядка 10^3 см⁻¹, что соответствует области насыщения на рассматриваемых зависимостях $g_{max}=f(J)$.

Расчетные кривые $J_{th}=f(1/L)$, относящиеся к $\tau_{in}=10^{-12}$ и $7 \cdot 10^{-14}$ с, приведены на рис. 2 работы [1]. Отметим, что величина $\tau_{in}=7 \cdot 10^{-14}$ с, которая дает хорошее согласие расчета с экспериментальными данными, совпадает по порядку величины со значением времени релаксации, следующим из данных о подвижности носителей [12]. Несколько хуже согласие между экспериментальными и расчетными зависимостями $h\nu_r=f(1/L)$ (рис. 2, *б*). По этому поводу можно заметить только, что это расхождение имеет правильный знак: в реальных лазерах истинные величины потерь всегда превышают потери на выход, а учет сложной структуры валентной зоны, о котором будет сказано далее, должен уменьшать значение потерь, компенсация которых уже требует перемещения максимума усиления в область переходов 2—2.

На рис. 4, *а* сопоставлены спектры усиления для бесконечно глубокой ямы, полученные с учетом и без учета смещения состояний легких и тяжелых дырок. Видно, что основное различие этих спектров возникает в области переходов 2—2. Взаимодействие уровней 2_{hh} и 1_{lh} приводит к образованию в подзоне 2_{hh} вблизи $k=0$ области состояний с отрицательной эффективной массой и вследствие этого к увеличению интенсивности и обострению максимума усиления,

соответствующего переходом 2—2. Из-за этого возникает и некоторая разница в ходе расчетных зависимостей $g_{\max} = f(J)$ в области больших плотностей токов (рис. 4, б). Что же касается насыщения усиления на переходах 1—1, то, как видно из хода кривых 1 и 2 (рис. 4, б), учет смешения дырочных подзон не приводит здесь к каким-либо заметным изменениям.

Таким образом, в данной работе в результате исследования пороговых характеристик квантово-размерных InGaAsP/GaAs-лазеров и теоретических расчетов установлено следующее.

1) Увеличение потерь на выход в таких лазерах приводит к сверхлинейному возрастанию пороговых плотностей тока и скачкообразному смещению энергии генерации в коротковолновую область.

2) Сверхлинейное возрастание пороговых плотностей тока при переходе к «коротким» лазерам не связано с усилением каких-либо безызлучательных утечек тока.

3) Причиной особенностей пороговых характеристик рассматриваемых лазеров является насыщение усиления на переходах 1—1 и перемещение максимума усиления при больших плотностях тока в область энергий, соответствующих переходам 2—2.

По нашему мнению, указанные особенности должны проявляться в той или иной мере во всех квантово-размерных лазерах с толщиной активной области $\sim 100 \text{ \AA}$.

В заключение авторы благодарят И. Н. Арсентьева, Н. Ю. Антонишкис за изготовление образцов, Н. А. Стругова за участие в экспериментах, Ж. И. Алфёрова за интерес и внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Антонишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Колышкин В. И., Налет Т. А., Стругов Н. А., Тикунов А. В. — ФТП, 1988, т. 22, в. 6, с. 1031—1034.
- [2] Tsang W. T. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 3, p. 217—219.
- [3] Baldy M., Hertsse S. D., Assenat P. — Rev. Techn. Thomson-CSF, 1983, v. 15, p. 5—37.
- [4] Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Чалый В. П., Чудинов А. В., Евтихий В. П., Халфин В. Б. — ФТП, 1984, т. 18, в. 11, с. 2041—2045.
- [5] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Арсентьев И. Н., Бер Б. И., Вавилова Л. С., Красовский В. В., Чудинов А. В. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 1108—1114.
- [6] Евтихий В. П., Гарбузов Д. З., Соколова З. Н., Тарасов И. С., Халфин В. Б., Чалый В. П., Чудинов А. В. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1420—1423.
- [7] Алфёров Ж. И., Гарбузов Д. З., Красовский В. В., Никишин С. А., Снявский Д. В., Тикунов А. В. — Письма ЖТФ, 1985, т. 11, в. 23, с. 1409—1413.
- [8] Zogry P. S., Reisinger A. R. et al. — Electron. Lett., 1986, v. 22, N 9, p. 475—476.
- [9] Антонишкис Н. Ю., Арсентьев И. Н., Гарбузов Д. З., Евтихий В. П., Красовский В. В., Светокузов А. Е., Чудинов А. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 4, с. 708—712.
- [10] Арсентьев И. Н., Антонишкис Н. Ю., Гарбузов Д. З., Красовский В. В., Комиссаров А. Б., Халфин В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 1, с. 178—181.
- [11] Дьяконов М. И., Хаецкий А. В. — ЖЭТФ, 1982, т. 28, в. 5, с. 1584—1590.
- [12] Yamada M., Suematsu Y. — J. Appl. Phys., 1981, v. 52, N 4, p. 2653—2664.
- [13] Гарбузов Д. З., Тикунов А. В., Халфин В. Б. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1085—1093.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 25.09.1987
Принята к печати 5.11.1987