

ПРИРОДА ДЛИННОВОЛНОВОГО СДВИГА СПЕКТРА КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ GaInAsSb

А. Н. Баранов, С. Ю. Белкин, Т. Н. Данилова, О. Г. Ершов,
А. Н. Именков, Ю. П. Яковлев

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 28.05.1992. Принята к печати 4.06.1992)

Исследовались спектры излучения гетеролазеров на основе GaInAsSb/GaSb и GaInAsSb/AlGaAsSb в спонтанном и лазерном режимах при 77 и 295 К.

Показано, что во всех исследованных лазерных структурах когерентное излучение возникает при рекомбинации носителей заряда через состояния в самосогласованной квантово-размерной яме на гетерогранице GaInAsSb/GaSb либо GaInAsSb/AlGaAsSb.

Длинноволновый сдвиг лазерного излучения относительно максимума спонтанного излучения возникает в случаях присутствия в спектре большого количества излучения, обусловленного межзонной рекомбинацией носителей заряда в объеме узкозонного материала активной области и определяющего этот максимум.

Количество межзонного излучения узкозонного материала зависит от расстояния, преодолеваемого дырками от инжектирующего их $p-n$ -перехода до самосогласованной квантово-размерной ямы на $n-p$ -границе. Оно становится сравнимо с интерфейсным излучением, когда это расстояние составляет 0.5—0.7 мкм и больше.

Данная работа является продолжением наших исследований гетеролазеров на основе GaInAsSb [1-3], работающих в диапазоне длин волн 2÷2.5 мкм при комнатной температуре. Такие гетеролазеры привлекают к себе внимание из-за возможности их применения в волоконно-оптической связи [4] и для диодной лазерной спектроскопии [5].

В работе приводится подробное исследование спектров излучения лазеров и предлагаются возможные механизмы излучательной рекомбинации, связанные с энергетическими диаграммами в лазерном режиме конкретных структур.

Исследовался и анализировался тот факт, что в различных лазерных структурах генерация лазерного излучения возникает либо в максимуме спонтанной полосы, либо на ее длинноволновом склоне.

В полупроводниковых лазерах, работающих на межзонных переходах, энергия фотонов когерентного излучения меньше, чем энергия фотонов в максимуме спонтанного спектра, т. е. имеется длинноволновый сдвиг. Этот сдвиг теоретически вытекает из параболической зависимости плотности состояний от энергии [6].

В квантово-размерных лазерах на одном гетеропереходе II типа на основе GaInAsSb длинноволновый сдвиг не наблюдается [7], что может быть связано с независимостью плотности состояний в потенциальной двумерной яме от энергии.

Кроме того, в теоретической работе [8] показано, что в лазерах с большой длиной резонатора возможно участие оптических фононов в генерации когерентного излучения, способное дать длинноволновый сдвиг величиной до энергии фонона.

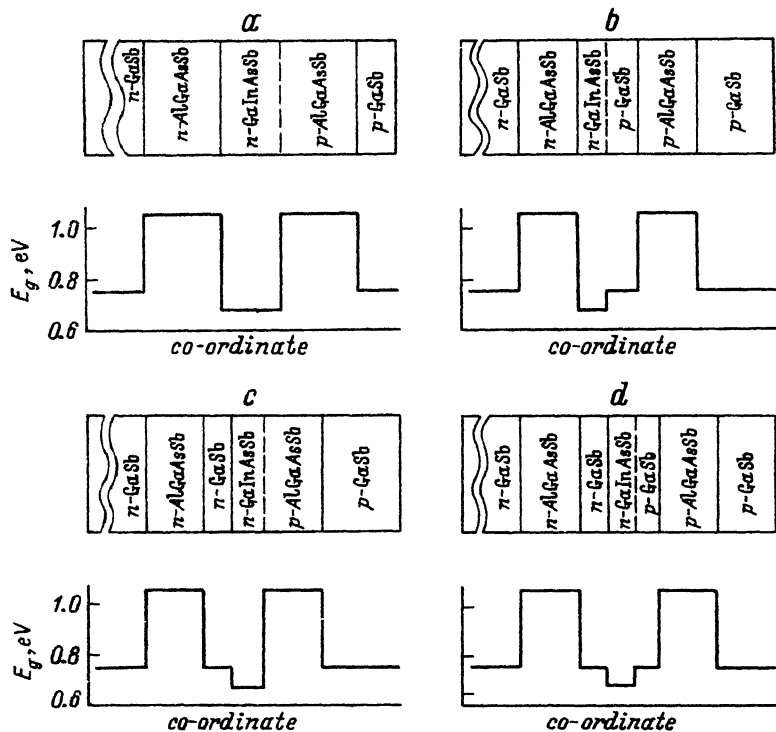


Рис. 1. Схема расположения слоев в лазерных структурах и послынные профили ширины запрещенной зоны (E_g): а) ДГС лазеры, б) лазеры с введенным в волноводную область слоем $p\text{-GaSb}$, в) лазеры с введенным в волноводную область слоем $n\text{-GaSb}$, д) лазеры с введенными в волноводную область слоями $n\text{-GaSb}$ и $p\text{-GaSb}$.

Определение природы длинноволнового сдвига спектра когерентного излучения относительно максимума спонтанной полосы в исследованных нами GaInAsSb гетеролазерах и явилось целью настоящей работы.

Исследовались несколько типов структур гетеролазеров: так называемые ДГС лазеры с активным слоем GaInAsSb , расположенным между ограничительными слоями AlGaAsSb (рис. 1, а), гетеропереходные квантово-размерные лазеры, у которых между ограничительными слоями и узкозонным слоем имелись слои GaSb : $p\text{-GaSb}$ (рис. 1, б), $n\text{-GaSb}$ (рис. 1, в) и одновременно $n\text{-GaSb}$ и $p\text{-GaSb}$ (рис. 1, д). p — n -переход в структурах находился на границе активной области или внутри нее, а его положение определялось с помощью электронного микроскопа.

Состав твердого раствора $\text{Ga}_{0.9}\text{In}_{0.1}\text{As}_{0.09}\text{Sb}_{0.91}$ в активной области соответствовал лазерному излучению с длиной волны ~ 2 мкм при комнатной температуре. Такие лазерные структуры изготавливались методом жидкофазной эпитаксии.

Исследования проводились при 77 К в непрерывном режиме и при комнатной температуре в импульсном режиме с длительностью импульса 100 нс и частотой следования 5 кГц.

Исследовались спектры спонтанного и когерентного излучения при различных токах.

Экспериментальные результаты сводятся к следующему.

Лазеры со слоями GaSb n -типа, введенными в структуру между ограничительными $n\text{-AlGaAsSb}$ и узкозонным $n\text{-GaInAsSb}$ слоями (рис. 1, в, д), не имели длинноволнового смещения когерентного излучения по крайней мере при толщинах узкозонного слоя < 1 мкм.

Лазеры со слоями GaSb p -типа (рис. 1, b) не имели длинноволнового сдвига в тех случаях, когда p — n -переход совпадал с гетерограницей узкозонной области GaInAsSb и GaSb или смещался в слой GaSb. Если p — n -переход находился в узкозонной области GaInAsSb, то длинноволновый сдвиг наблюдался только в лазерах с достаточно толстой узкозонной областью >0.6 мкм.

В ДГС лазерах длинноволновый сдвиг наблюдался также в структурах с достаточно толстой узкозонной областью >0.7 мкм.

На примере ДГС лазеров с разной толщиной узкозонной области (от 0.25 до 3 мкм) можно проследить возникновение длинноволнового сдвига когерентного излучения.

В спектрах лазеров с самой тонкой узкозонной областью 0.25 мкм (рис. 2, a) (p — n -переход находится внутри этой области) при изменении тока в 25 раз наблюдается одна полоса, максимум которой несколько сдвигается с током в сторону больших энергий. Когерентное излучение возникает в максимуме спонтанной полосы.

В спектрах лазеров с более толстой узкозонной областью 1.2 мкм (рис. 2, b) (p — n -переход в этой структуре расположен на расстоянии 0.4 мкм от n — n -границы) при малом токе в 4.5 раза ниже порогового заметно по форме спектра присутствие более коротковолновой полосы, чем преобладающая. С увеличением тока преобладающая полоса растет быстрее и несколько смещается в коротковолновую сторону, при пороговом токе в ее максимуме появляется когерентное излучение.

У лазерной структуры с самой толстой узкозонной областью 3 мкм (рис. 2, c) (p — n -переход совпадает с гетерограницей) в спектре спонтанного излучения наблюдаются две отдельные полосы спонтанного излучения с максимумами, отстоящими друг от друга на расстоянии ~ 13 мэВ. Расстояние между максимумами полос не изменяется при изменении тока в 8 раз. При достижении порогового тока (рис. 2, c , кривая 3) наблюдаются максимум спонтанного излучения и более длинноволвный максимум излучения. Поляризация когерентного излучения — TE (вектор электрического поля электромагнитной волны параллелен плоскости p — n -перехода).

Длинноволновый сдвиг когерентного излучения в исследованных ДГС лазерах при 77 К наблюдается в структурах, имеющих расстояние от p — n -перехода до n — n -гетерограницы >0.7 мкм.

Влияние температуры на длинноволновый сдвиг когерентного излучения видно при сравнении спектров ДГС лазеров при температурах 77 и 295 К (рис. 3). Оказывается, что все лазеры, имеющие длинноволновый сдвиг при азотной температуре, имеют его и при комнатной температуре, но некоторые лазеры с промежуточной толщиной узкозонной области и расстоянием от p — n -перехода до n — n -границы ~ 0.5 мкм, генерирующие в максимуме спонтанной полосы при 77 К (рис. 3, a), имеют длинноволновый сдвиг при 295 К (рис. 3, b).

Проанализируем полученные экспериментальные результаты.

Во-первых, нужно заметить, что лазеры с активной областью GaInAsSb, ограниченной с двух сторон GaSb n - и p -типа (рис. 1, d), являются именно структурами, исследованными в работе [7]. Возникновение у них лазерного излучения всегда в максимуме спонтанной полосы представляет собой экспериментальное подтверждение того факта, что при рекомбинации в квантово-размерной яме лазерное излучение всегда возникает в максимуме спонтанной полосы.

Поскольку в лазерах, имеющих в волноводной области GaAs только n -типа (рис. 1, c), не наблюдается длинноволнового сдвига, можно сделать предположение, что в этом случае генерация излучения возникает при рекомбинации в квантово-размерной яме на n — n -границе GaSb и GaInAsSb. Все эти лазеры квантово-размерные.

Лазеры, имеющие в волноводной области p -GaSb (рис. 1, b), могут быть квантово-размерными, когда p — n -переход у них совпадает с гетерограницей

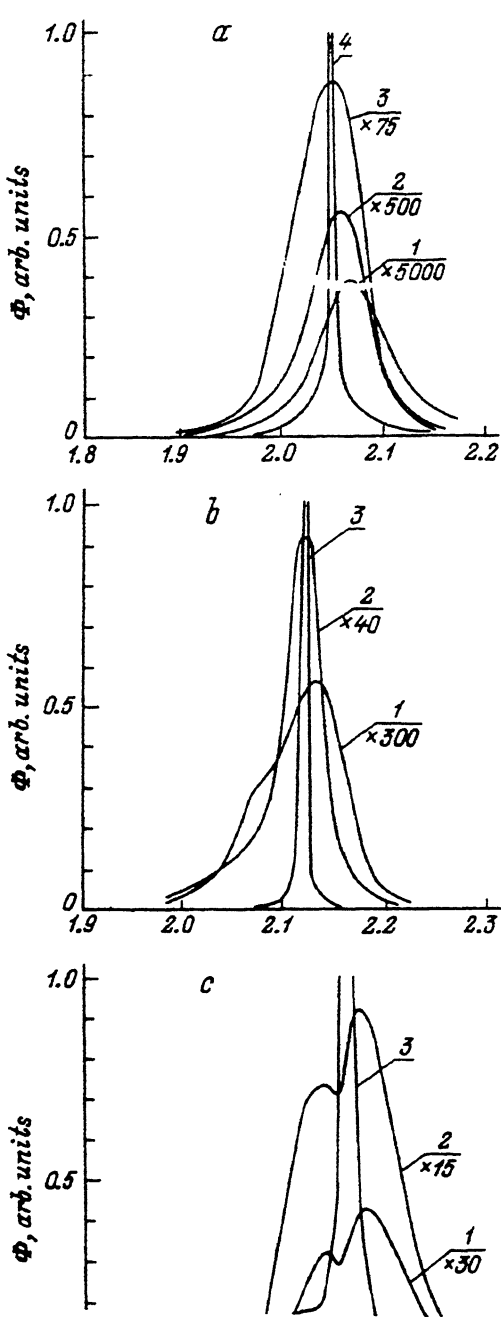


Рис. 2. Спектры лазерных структур с разной толщиной волновода d , полученные при различных токах, mA : а) 1 — 2, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 50; б) 1 — 10, 2 — 30, 3 — 46; в) 1 — 20, 2 — 60, 3 — 240. Температура 77 К. d , мкм: а — 0.25, б — 1.2, в — 3.

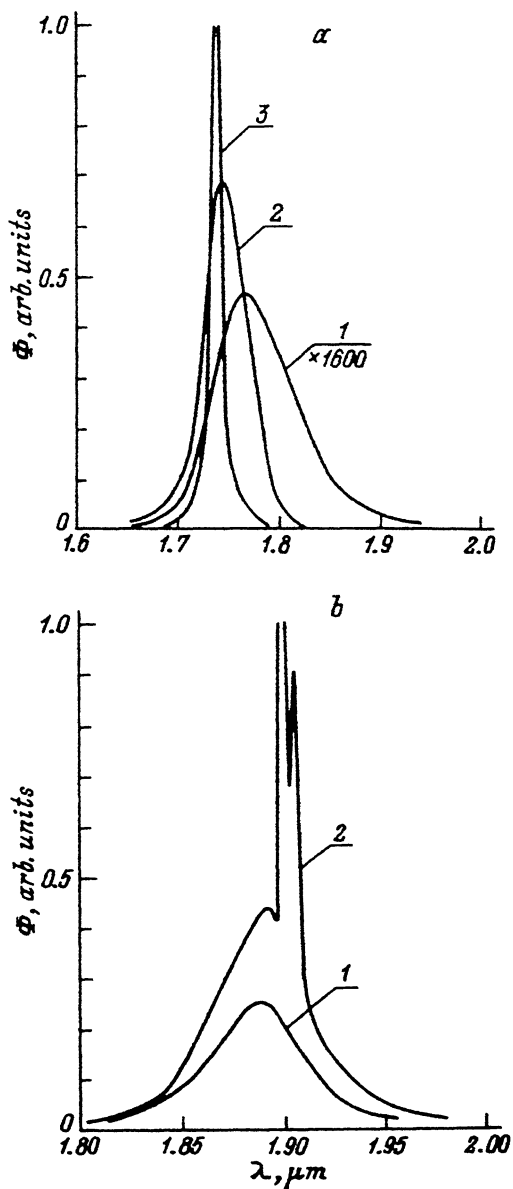


Рис. 3. Спектры лазерной структуры с толщиной волновода 1 мкм при двух температурах T , полученные при различных токах, mA : а) 1 — 3, 2 — 30, 3 — 60; б) 1 — 1700, 2 — 1800. T , К: а — 77, б — 295.

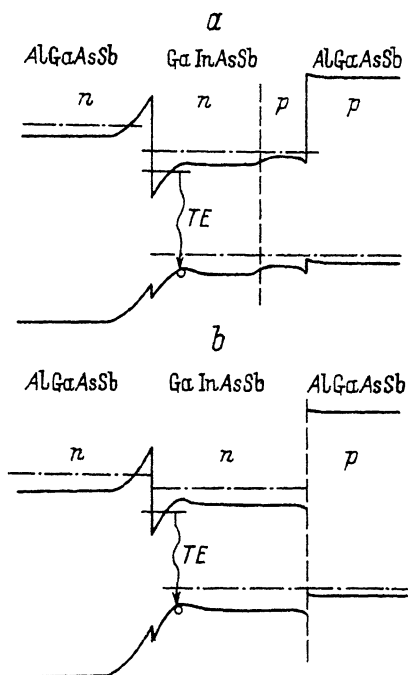
Рис. 4. Энергетические диаграммы в лазерном режиме ДГС лазеров; а) $p-n$ -переход расположен в активной области, б) $p-n$ -переход совпадает с гетерограницей слоев GaInAsSb и AlGaAsSb.

n -GaInAsSb/ p -GaSb, так как в этом случае образуется наведенная самосогласованная квантово-размерная яма [7]. В том случае, когда $p-n$ -переход находится в GaSb, структуры ничем не отличаются от лазеров с введенным в волноводную область n -GaSb, т. е. оказываются квантово-размерными, имеющими яму на $n-n$ -границе GaInAsSb/GaSb. Если $p-n$ -переход находится в узкозонной области, то инжектированные им носители заряда рекомбинируют в узкозонном слое, прежде чем достигнут гетерограницы, и дают межзонные излучения. Поэтому при большой толщине узкозонного слоя возможен длинноволновый сдвиг. В этом отношении такие лазеры подобны ДГС лазерам.

Рассмотрим спектры ДГС лазеров. Энергетические диаграммы этих структур в лазерном режиме при разном положении $p-n$ -перехода представлены на рис. 4. На рисунке показано, что вблизи $n-n$ -границы в узкозонном слое имеется не только потенциальная яма для электронов, но и для дырок. Возможность возникновения такой ямы для дырок была предсказана из квантово-механических расчетов в работе [9] и экспериментально подтверждена в работе [10]. Однако имеются условия, в которых такой эффект теоретически не выявляется [11]. По нашим оценкам, эффект притяжения дырок к $n-n$ -границе возникает при концентрации электронов $\geq 10^{-17}$ см³, что всегда осуществляется в лазерном режиме.

Поскольку в спектрах некоторых ДГС лазеров нет длинноволнового сдвига, значит на $n-n$ -границе AlGaAsSb—GaInAsSb этих структур имеется достаточно эффективная квантово-размерная яма, через которую главным образом происходит излучательная рекомбинация (рис. 4). Однако при больших толщинах активной области (>0.7 мкм) наблюдается наряду с полосой, в которой при пороговом токе происходит генерация когерентного излучения, более коротковолновая полоса межзонной рекомбинации, заметная и при пороговом токе. Это и создает кажущийся эффект длинноволнового смещения когерентного излучения в лазерах. Когерентное излучение возникает в более длинноволновой полосе потому, что инверсия заселенности в квантово-размерной яме больше, чем в гомозонном объеме.

Нужно заметить, что в ДГС лазерах, в том случае, когда $p-n$ -переход совпадает с гетерограницей узкозонной n -GaInAsSb и широкозонной p -AlGaAsSb областей (рис. 4, б, спектр, рис. 2, с), на гетерогранице не образуется достаточно эффективной наведенной самосогласованной квантово-размерной ямы, как в случае n -GaInAsSb— p -GaSb. Генерация лазерного излучения происходит на $n-n$ -границе GaInAsSb—AlGaAsSb (рис. 4, б). Это подтверждается характером поляризации света. Лазерное излучение имеет TE -поляризацию. Дырочное облако вблизи $n-n$ -границы находится внутри более размытого облака электронов, так как эффективная масса дырок больше, чем электронов, а потенциальная яма для них мельче. В результате электроны рекомбинируют в основном с тяжелыми дырками, которых значительно больше, чем легких, давая TE -поляризацию (рис. 4).



Слабое перекрытие волновых функций электронов и дырок при локализации их по разные стороны $p-n$ -перехода II типа, согласно [7], приводит к преимущественной рекомбинации электронов с легкими дырками, которая дает TM -поляризацию.

Появление длинноволнового сдвига при 295 К в лазерах, не имеющих его при 77 К, тоже подтверждает предположение о разных механизмах рекомбинации, определяющих длинноволновую и коротковолновую полосы. Длинноволновая полоса определяется рекомбинацией в самосогласованных квантово-размерных ямах, коротковолновая полоса обусловлена межзонной рекомбинацией в объеме узкозонного материала активной области. Доля излучения вследствие рекомбинации должна возрастать с увеличением температуры из-за более сильной температурной зависимости эффективной плотности состояний в разрешенных зонах ($\sim T^{3/2}$), чем в квантовых ямах ($\sim T$).

Отметим, что проведенные эксперименты говорят в пользу идентичности механизмов излучательной рекомбинации на $n-n$ -гетерограницах GaSb/GaInAsSb и AlGaAsSb/GaInAsSb. Однако пороговые характеристики лазеров с этими гетерограницами отличаются, что обусловлено различием механизмов безызлучательной рекомбинации на этих гетерограницах [3], вероятно, вследствие некоторой размытости гетерограницы AlGaAsSb/GaInAsSb из-за диффузии Al.

Таким образом, в результате проведенного анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что в исследованных нами гетероструктурах на основе GaInAsSb лазерное излучение возникает при рекомбинации электронов с тяжелыми или легкими дырками в самосогласованных квантово-размерных ямах на гетерогранице при 77 и 295 К.

Длинноволновый сдвиг лазерного излучения относительно максимума спонтанного излучения возникает в случае присутствия в спектре большого количества излучения, обусловленного межзонной рекомбинацией носителей заряда в объеме узкозонного материала активной области и определяющего этот максимум.

Количество межзонного излучения узкозонного материала зависит от расстояния, преодолеваемого дырками от инжектирующего их $p-n$ -перехода до самосогласованной квантово-размерной ямы на $n-n$ -границе. Оно становится сравнимо с интерфейсным излучением, когда это расстояние составляет 0.5—0.7 мкм и больше.

Авторы благодарят А. А. Рогачева за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] А. Н. Баранов, Б. Е. Джуртанов, А. Н. Именков, А. А. Рогачев, Ю. М. Шерняков, Ю. П. Яковлев. ФТП, 20, 2217 (1986).
- [2] А. Н. Баранов, Т. Н. Данилова, Б. Е. Джуртанов, А. Н. Именков, С. Г. Конников, А. М. Литвак, В. Е. Уманский, Ю. П. Яковлев. Письма ЖТФ, 14, 1671 (1988).
- [3] А. Н. Баранов, Т. Н. Данилова, О. Г. Ершов, А. Н. Именков, Ю. П. Яковлев. Письма ЖТФ, 17, 54 (1991).
- [4] С. Н. L. Goodman. Jol. Sb. Electron. Dev., 2, 129 (1972).
- [5] В. Г. Аветисов, А. Н. Баранов, А. Н. Именков, А. И. Надеждинский, А. Н. Хуснутдинов, Ю. П. Яковлев. Письма ЖТФ, 16, 66 (1990).
- [6] Х. Кейси, М. Паниш. Лазеры на гетероструктурах. 1, 299 V. (1981).
- [7] Н. С. Аверкиев, А. Н. Баранов, А. Н. Именков, А. А. Рогачев, Ю. П. Яковлев. Письма ЖТФ, 13, 332 (1987).
- [8] Г. Г. Зегря, Д. А. Паршин, А. Р. Шабаев. ФТТ, 34, 1224 (1992).
- [9] П. Д. Алтухов, А. М. Монахов, А. А. Рогачев, В. Е. Харциев. ФТТ, 27, 576 (1985).
- [10] П. Д. Алтухов, А. В. Иванов, Ю. Н. Ломасов, А. А. Рогачев. Письма ЖЭТФ, 38, 5 (1983).
- [11] О. А. Мезрин, С. И. Трошков, А. Я. Шик. ФТП, 24, 638 (1990).