

Я. ААРИК, А. ВИРРО, А. ГЕРСТ, П. ЛЫУК, А. НИЙЛИСК,
А. РОЗЕНТАЛЬ, В. САММЕЛСЕЛЪГ, Я. ФРИДЕНТАЛ

СКАЧКООБРАЗНАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ДЛИНЫ ВОЛНЫ ГЕНЕРАЦИИ ИНЖЕКЦИОННЫХ AlGaAsSb/GaSb - И AlGaSb/GaSb -ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ

Известно, что длина волны генерации инжекционных лазеров с резонатором Фабри-Перо, в качестве зеркал которого используют торцевые грани кристалла, перестраивается под действием температуры и давления квазинепрерывно [1, 2]. Это связано с тем, что по абсолютной величине температурные и барические коэффициенты смещения продольных мод такого резонатора меньше, чем соответствующие коэффициенты для полосы усиления активной среды. В итоге в ходе перестройки имеет место переключение мод, что приводит к нарушению непрерывности перестроечной характеристики и к ступенчатому виду последней. При этом высота ступенек на характеристике равна расстоянию между соседними продольными модами, определяемому длиной резонатора и эффективным показателем преломления активной среды.

Однако сообщалось и о более сложных перестроечных характеристиках инжекционных лазеров [3-6]. Аномалии, как правило, состояли в появлении на температурных зависимостях длины волны генерации скачков, значительно превышающих межмодовое расстояние (в дальнейшем такую перестройку будем называть скачкообразной, а перестройку, при которой генерация переключается на соседнюю моду — квазинепрерывной). В большинстве случаев [3-5] скачкообразная перестройка наблюдалась в лазерах с преднамеренно созданными составными резонаторами. Как показано в [3-5, 7, 8], наличие составного резонатора всегда приводит к подавлению большего или меньшего числа продольных мод, что и является причиной появления скачков.

В настоящей работе исследована скачкообразная перестройка инжекционных AlGaAsSb/GaSb - и AlGaSb/GaSb -лазеров с двусторонней гетероструктурой, ранее описанных в [9, 10]. В противоположность лазерам из [3-5] эти лазеры не имели преднамеренно созданного составного резонатора. AlGaAsSb/GaSb -лазеры отличались от AlGaSb/GaSb -лазеров лишь присутствием в широкозонных эмиттерах мышьяка, введенного для того, чтобы добиться совпадения параметров решеток эпитаксиальных слоев.

Лазерные гетероструктуры были получены в процессе жидкофазной эпитаксии. AlGaAsSb/GaSb -гетероструктуры были выращены при температуре 570 °С, а AlGaSb/GaSb -гетероструктуры — как при 570, так и при 470°. Использовались подложки из антимонида галлия p -типа, ориентированные по (100), на которые наращивались p -эмиттер из твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ или $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, активная область из GaSb , n -эмиттер из $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ или $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ и приконтактный слой из n - GaSb . Для создания омических контактов на p -сторону структуры напылялся сплав $\text{Au}(90\%)\text{Zn}(10\%)$, а на n -сторону — Ni

и сплав Au(88%)Ge(12%). Следовало в плавление при температуре 400°. Формирование контактов заканчивалось напылением золота на *n*-сторону структуры.

В эмиттерах исследованных $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}/\text{GaSb}$ -лазеров $x = 0,2$, а y имело в зависимости от структуры значения от 0,005 до 0,02. $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}/\text{GaSb}$ -лазеры были изготовлены с эмиттерами, в которых x равнялось 0,2 и 0,4. Толщина эмиттеров составляла 2—4, толщина активной области в зависимости от структуры — 0,4—2, а толщина приконтактного слоя — 1—2 мкм. Состав и толщина слоев были определены электроннозондовым микроанализатором JXA-50A.

При температуре 300 К минимальные плотности порогового тока составляли 4,0 кА/см² для $\text{AlGaSb}/\text{GaSb}$ -лазеров (толщина активной области d при этом равнялась 0,4 мкм) и 3,7 кА/см² для $\text{AlGaAsSb}/\text{GaSb}$ -лазеров ($d = 0,8$ мкм). Оптимальное значение y в эмиттерах, которое обеспечивало минимальную приведенную плотность порогового тока $\text{AlGaAsSb}/\text{GaSb}$ -лазеров 4 кА/(см²·мкм), равнялось 0,013.

Спектры излучения лазеров измерялись с помощью монохроматора МДР-23 со спектральным разрешением не хуже 0,3 нм. При исследовании температурных и барических зависимостей температура и давление поддерживались с точностью 0,1 К и 75 бар соответственно.

На рис. 1 показаны температурные зависимости длины волны генерации лазеров со скачкообразной (рис. 1, *a* и *б*) и квазинепрерывной (рис. 1, *в*) перестройкой, а на рис. 2 — спектры $\text{AlGaAsSb}/\text{GaSb}$ -лазера вблизи скачка. Из рис. 2 видно, как при изменении температуры одна группа продольных мод заменяется другой, находящейся от первой на расстоянии около 10 нм. В то же время межмодовое расстояние, определяемое торцевыми зеркалами, составляет лишь 1,1 нм. Приведенные на рис. 1 и 2 температурные зависимости длины волны и спектров излучения измерены в импульсном режиме (длительность импульсов 100 нс, частота повторения 1 кГц) на лазерах с широкими контактами.

На рис. 3, *a* изображена барическая зависимость длины волны генерации полоскового $\text{AlGaSb}/\text{GaSb}$ -лазера, работающего в непрерывном

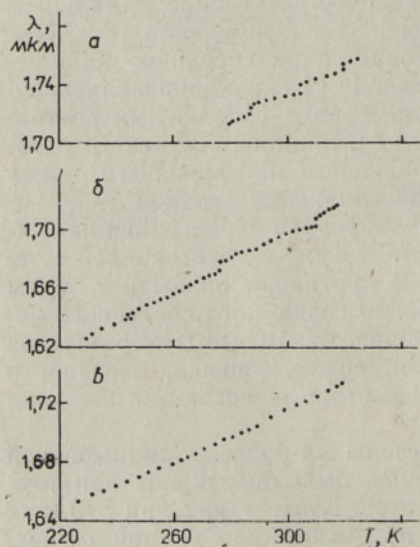


Рис. 1. Температурные зависимости длины волны генерации $\text{AlGaAsSb}/\text{GaSb}$ -гетеролазеров в случае скачкообразных (*a*, *б*) и квазинепрерывной (*в*) перестроечных характеристик.

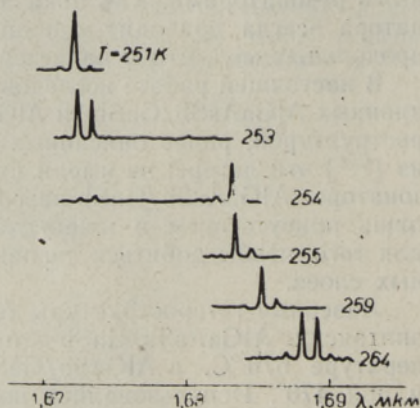
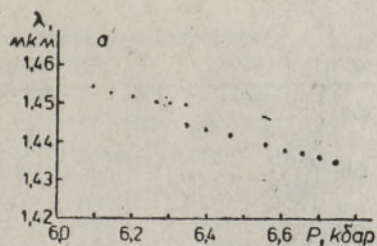


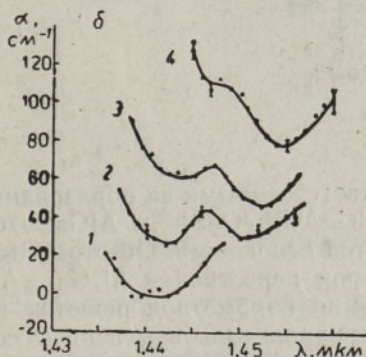
Рис. 2. Спектры излучения $\text{AlGaAsSb}/\text{GaSb}$ -ретеролазера, имеющего скачкообразную перестроечную характеристику.

Рис. 3. Скачкообразная перестройка длины волны генерации полоскового AlGaSb/GaSb-гетеролазера (ширина полоски 8 мкм, длина резонатора 230 мкм) с помощью гидростатического давления (а) и спектры полных оптических потерь (б) при давлениях 6,46 (1), 6,34 (2), 6,30 (3) и 6,14 кбар (4). Смещение нулевых линий кривых 1—4 на (б) —20, 0, 20 и 50 см⁻¹ соответственно. T = 150 К.



режиме. Ширина полоски составляла 8 мкм, что исключало, как показали исследования дальнего и ближнего поля излучения, многоканальную генерацию. Скачок на рис. 3, а в семь раз превышает спектральное расстояние между соседними продольными модами. В диапазоне давлений от нормального до 7 кбар наблюдались три скачка. Во всем этом диапазоне излучение лазера в режиме генерации имело ТМ-поляризацию.

На рис. 3, б приведены спектры оптических потерь того же лазера при давлениях, близких к давлению, соответствующему скачкообразному изменению длины волны генерации. Полные потери в резонаторе лазера $\alpha = \alpha_{\text{внутр}} + \alpha_{\text{отр}} - g$, где $\alpha_{\text{внутр}}$ — внутренние оптические потери, $\alpha_{\text{отр}}$ — оптические потери при отражении и g — оптическое усиление, определялись по спектральным осцилляциям спонтанного излучения [11, 12]. Потери измерялись при токах накачки,ступающих порогу генерации примерно на 5%. Характерно, что спектры потерь имеют максимум, слабо зависящий от давления, причем положение этого максимума совпадает со спектральным интервалом, в котором отсутствует генерация.



На рис. 4 приведены спектры оптических потерь инжекционного AlGaSb/GaSb-лазера, обладающего квазинепрерывной перестроечной характеристикой. Сопоставление рис. 3, б и 4 позволяет заключить, что наличие скачков на перестроечной характеристике связано с увеличением потерь в соответствующей спектральной области.

Чтобы выяснить влияние многоканальной генерации на возникновение скачков, в лазерах с широкими контактами исследовались температурные зависимости спектров излучения отдельных каналов. Пространственное разрешение при этом составляло около 10 мкм. Оказалось, что все каналы перестраивались скачкообразно почти одновременно. В то же время скачки ни разу не сопровождались изменением пространственного распределения интенсивности. К тому же в отличие от [6] направление скачков всегда совпадало с направлением квазинепрерывной перестройки, а число периодически повторяющихся скачков при перестройке лазера иногда доходило до десяти.

Совокупность, всех полученных экспериментальных результатов позволяет из числа возможных причин скачкообразной перестройки исключить многоканальную генерацию, а также изменения поляризации излучения и порядка возбуждаемой поперечной моды температурой и давлением. Таким образом, скачкообразную перестройку приходится отнести за счет непреднамеренного образования в лазере составного резонатора. Дополнительные отражения могут возникнуть, например, из-за рассеяния света на неоднородностях толщины активной области [4] или скоплениях дефектов на сетке дислокаций несоответствия [13].

Однако, хотя оба этих фактора в отдельных случаях и могут быть

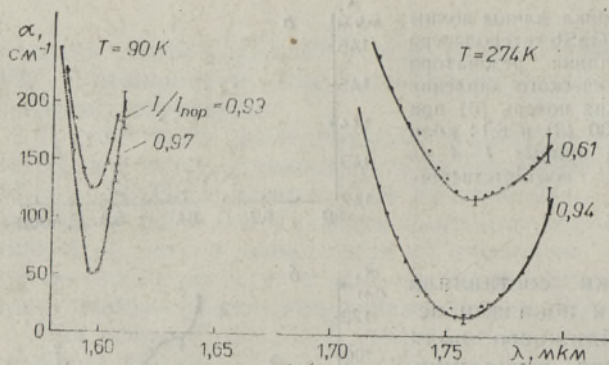


Рис. 4. Спектры оптических потерь полоскового AlGaSb/GaSb-лазера (ширина полосы 8 мкм, длина резонатора 110 мкм) с квазинепрерывной перестроенной характеристикой при нормальном давлении в зависимости от температуры и тока накачки I ($I_{\text{пор}}$ — пороговый ток).

ответственными за образование составного резонатора, в исследованных AlGaAsSb/GaSb- и AlGaSb/GaSb-лазерах они, по-видимому, не являются основными. Об этом говорит отсутствие корреляции между характером перестройки $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ /GaSb-лазеров и степенью согласования параметров решеток в гетероструктурах. Степень согласования варьировалась изменением содержания мышьяка в эмиттерах. Применялись лазеры с $x = 0,2$ и со значениями y , оптимальными с точки зрения получения минимальных порогов [9], а также с y , меньшими и большими оптимальных. С другой стороны, скачкообразная перестройка наблюдалась в лазерах, изготовленных из структур, имеющих по данным электроннозондовых измерений однородную по толщине активную область.

Поэтому было выдвинуто предположение, что дополнительные отражения внутри резонатора в данном случае связаны с дефектами, образовавшимися вследствие наличия в структуре механических напряжений. Действительно, считая имеющим силу закон Вегарда и интерполируя данные [14, 15], получаем, что коэффициент термического расширения твердых растворов AlGaAsSb и AlGaSb меньше, чем у антимонида галлия. А поскольку температура эпитаксии гораздо выше температуры, при которых работают лазеры, то из-за отмеченного различия коэффициентов термического расширения эпитаксиальных слоев в активной области лазеров, выращенных, например, в условиях изопериодичности решеток, возникают механические напряжения растяжения. Эти напряжения, в принципе, могут быть скомпенсированы преднамеренным несогласованием решеток при температуре эпитаксии так, чтобы они оказались согласованными при рабочих температурах. Однако возможность и целесообразность практической реализации такой компенсации можно поставить под сомнение, так как несоответствие параметров решеток при температуре эпитаксии приводит к образованию дислокаций несоответствия, увеличивающих дефектность активной области лазеров и снимающих напряжения сжатия, которые должны скомпенсировать напряжения растяжения, возникающие в ходе охлаждения. Во всяком случае, выбирая состав эмиттеров в интервале от $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{Sb}$ до $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$, остаточных напряжений при комнатной температуре избежать не удалось. Об этом свидетельствует преобладание ТМ-поляризации излучения во всех исследованных лазерах.

В [16, 17] показано, что напряжения растяжения могут привести к образованию трещин в гетероструктурах. Грани таких трещин, в свою очередь, могут служить дополнительными зеркалами, поскольку они, как и торцевые зеркала лазера, ориентированы по кристаллическим плоскостям (110). По сравнению с сеткой дислокаций несоответствия и неоднородностями толщины активной области трещины имеют более четкую (110) ориентацию и, таким образом, ими легче объяснить хорошее со-

**Влияние термообработки лазерных структур на спектры излучения
и температурную перестройку лазеров**

Способ термообработки	Число лазеров		
	с квази- непре- рывной пере- строй- кой	со скач- кооб- разной пере- строй- кой	без упо- рядо- ченной струк- туры продоль- ных мод
Без обработки	7	0	1
Охлаждение до 77 К и нагрев до комнатной температуры со скоростью 1 К/с	1	5	0
Охлаждение до 77 К и нагрев до комнатной температуры со скоростью более 20 К/с	2	3	3

впадение перестроечных характеристик разных каналов генерации в лазерах с широкими контактами.

В пользу гипотезы о трещинах говорят следующие экспериментальные факты.

Во-первых, изменение формы скачкообразных перестроечных характеристик, имеющее, как правило, место после многократных циклов охлаждения и нагрева лазеров, а также в опытах с высоким гидростатическим давлением. Как охлаждение лазеров, так и приложение давления приводит к механическим деформациям структуры, в результате которых могут возникать и развиваться дефекты (трещины).

Во-вторых, результаты, полученные после дополнительной термообработки лазерных гетероструктур непосредственно перед раскалыванием их на отдельные лазеры. В ходе этой термообработки две части из трех, на которые была разделена структура, охлаждались до температуры жидкого азота, чему следовал нагрев до комнатной температуры. Третья же часть структуры термообработке не подвергалась. Исследование температурной перестройки лазеров, изготовленных из этой структуры, показало, что имеется корреляция между характером термообработки и спектральными характеристиками лазеров (таблица). Следовательно, резкие изменения температуры ускоряют образование дефектов, ответственных за скачкообразную перестройку. Растрескивание структур в таких условиях вполне реально, поскольку в структурах, наряду с уже имеющимися, появляются, по-видимому, дополнительные механические напряжения и градиенты напряжений. Конечно, в качестве дефектов, образующихся при термообработке и под воздействием высокого давления, могут служить и дислокации несоответствия, но их генерация при столь низких температурах маловероятна.

Считая установленным, что за скачкообразные перестроечные характеристики несут ответственность дефекты структуры, обуславливающие образование составного резонатора, мы провели модельные расчеты, чтобы определить спектральные зависимости оптических потерь и перестроечные характеристики лазеров с дополнительными зеркалами в резонаторе.

Расчеты проводились аналогично [4, 8]. Были рассмотрены резонаторы, имеющие: 1) одно или 2) два дополнительных зеркала в однородной среде, 3) два дополнительных зеркала, когда в их качестве выступают грани трещины. Подход к исследованию первой модели (рис. 5, а) ни чем не отличался от примененного в [4]. Вторая модель (рис. 5, б), отличающаяся наличием двух дополнительных зеркал вместо одного, приводит лишь к более громоздкой системе линейных уравнений по сравнению с первой. В обоих случаях при расчетах варьировались коэф-

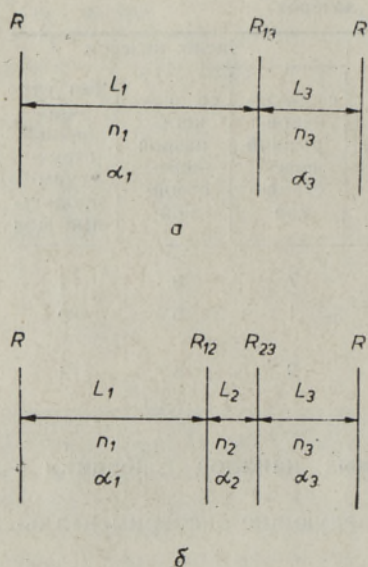


Рис. 5. Составные резонаторы с одним (а) и двумя дополнительными зеркалами (б).

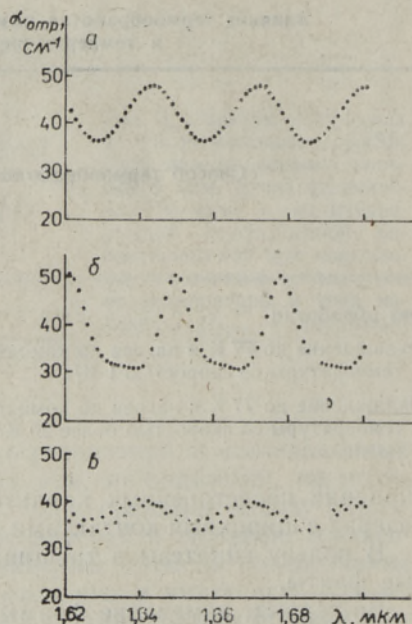


Рис. 6. Оптические потери при отражении в лазере с составным резонатором, образованным торцевыми гранями и параллельной им трещиной; а — при $L_1 = 220$, $L_2 = 0,008$, $L_3 = 10$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_3 = -40$ и $\alpha_2 = 10^5$ см $^{-1}$, б — при $L_1 = 220$, $L_2 = 0,05$; $L_3 = 10$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_3 = -40$ и $\alpha_2 = 2 \cdot 10^4$ см $^{-1}$ и в — при $L_1 = 120$, $L_2 = 0,05$, $L_3 = 110$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_3 = -40$, $\alpha_2 = 2 \cdot 10^4$ см $^{-1}$.

коэффициенты отражения (R_{12} , R_{23} и R_{13}) и местоположение дополнительных зеркал, а также потери α_1 , α_2 и α_3 . Показатель преломления n на всех участках резонатора считался одинаковым, а сдвиг фазы при отражениях не учитывался. Численные расчеты на основании этих двух моделей дали удовлетворительное согласие с экспериментальными данными лишь в случае, когда коэффициенты отражения на дополнительных и торцевых зеркалах были сравнимы. Однако образование таких дополнительных зеркал в однородной среде ($n_1 = n_2 = n_3$) весьма сомнительно. Что же касается дополнительных отражений с коэффициентом порядка 0,01, возникновение которых за счет неоднородностей активной области [4] или скопления дефектов на дислокациях несоответствия вполне реально, то при учете одного или двух дополнительных зеркал не было получено удовлетворительного согласия с результатами измерений. Тем не менее проведенные расчеты указывают на то, что, применив модель с большим числом дополнительных зеркал, можно, по всей вероятности, прийти к согласию между рассчитанными и измеренными спектрами потерь. Однако для получения такого согласия, даже качественного, расположение дополнительных зеркал и значение их коэффициентов отражения должны быть очень точно подобраны, что невыгодно отличает данную модель.

Модель, рассматривающая в качестве двух дополнительных зеркал грани трещины, пронизывающей либо активную область, либо все эпитаксиальные слои, отличается от второй модели выбором параметров составного резонатора. В расчетах принято, что $n_1 = n_3 = 4,8$, $n_2 = 1,0$,

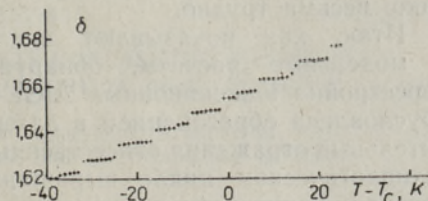
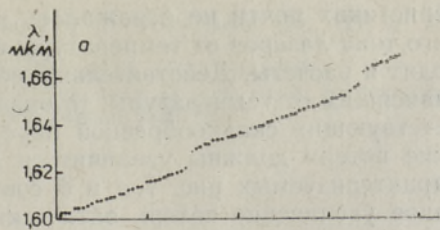


Рис. 7. Перестроенные характеристики лазера с составным резонатором, образованным торцевыми гранями и параллельной им трещиной; *a* — при $L_1 = 220$, $L_2 = 0,02$, $L_3 = 10$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_3 = -40$ и $\alpha_2 = 5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$ и *б* — при $L_1 = 180$, $L_2 = 0,02$, $L_3 = 50$ мкм, $\alpha_1 = \alpha_3 = -40$ и $\alpha_2 = 5 \cdot 10^4$ см $^{-1}$. $T_c = 200$ К, $A = -1,5 \cdot 10^5$ мкм $^{-2}$ ·см $^{-1}$, $d\lambda_0/dT = 9 \cdot 10^{-4}$ мкм/К и $dn/dT = 5 \cdot 10^{-4}/\text{К}$.

$L_2 \ll L_1, L_3$, сдвиг фазы равен π при отражениях от оптически более плотной среды, и учтено дифракционное рассеяние света из-за разрыва оптического волновода. В рассматриваемом случае коэффициенты отражения на гранях трещины и на торцах лазера равны между собой. Для них использовалось значение 0,38.

На рис. 6 показаны рассчитанные спектры потерь при отражении для лазера с трещиной в резонаторе (продольные моды, определяемые суммарной оптической длиной резонатора, отмечены точками). В спектрах потерь имеются максимумы, форма которых зависит от ширины трещины. Влиянием именно этих максимумов можно объяснить искажение спектров полных оптических потерь, приведенных на рис. 3, б. Характерной чертой спектра, изображенного на рис. 6, в, является подавление каждой второй продольной моды, которое также нередко наблюдалось в эксперименте.

Для моделирования температурных зависимостей длины волны генерации за основу были приняты расчетные спектры потерь при отражении и измеренные спектры оптического усиления (рис. 4). Последние аппроксимировались параболой $g = A(\lambda - \lambda_0)^2$. Было пренебрежено температурной зависимостью ширины полосы усиления, а параметр A был определен при средней температуре T_c интервала, для которого вычислялись перестроенные характеристики. Было также пренебрежено спектральной зависимостью внутренних оптических потерь. В таком случае длина волны генерации соответствует значению аргумента функции $f(\lambda) = \alpha_{\text{отр}} - g$, при котором эта функция имеет абсолютный минимум.

Если сравнить рассчитанные перестроенные характеристики (рис. 7) с экспериментальными (рис. 1, а, б), то сразу же бросается в глаза хорошее качественное согласие между теорией и экспериментом. И это несмотря на то, что в модель включена только одна трещина. Кроме общего хода характеристик, рис. 7 иллюстрирует также зависимость периода скачков от положения трещины.

Расчеты показали, что высота скачков зависит от ширины трещины (впрочем, это следует уже из сравнения спектров потерь, изображенных на рис. 6). Отсюда вытекает, что изменения высоты скачков, нередко наблюдающиеся при повторных снятиях перестроенных характеристик, можно объяснить эволюцией трещин, пронизывающих эпитаксиальные слои.

Интересно отметить, что появление скачков на перестроенных харак-

теристиках почти не отражалось на измеренных зависимостях порогового тока лазеров от температуры и давления. К такому же выводу приводят и расчеты. Действительно, если считать коэффициент усиления не зависящим от температуры, то оказывается, что при температурах, соответствующих скачкообразной перестройке генерации, полные оптические потери должны увеличиться лишь на 7,5 и 1,1 см⁻¹ для случаев, характеризуемых рис. 7, а и б соответственно. Чтобы скомпенсировать такое увеличение потерь оптическим усилением, достаточно повысить ток накачки не более, чем на несколько процентов [18] (см. также рис. 4). Экспериментально выявить такие малые отклонения от общего хода температурных и барических зависимостей порогового тока, однако, весьма трудно.

Итак, как показывают анализ экспериментальных результатов и модельные расчеты, обнаруженная аномальная скачкообразная перестройка инжекционных AlGaAsSb/GaSb- и AlGaSb/GaSb-лазеров обусловлена образованием в лазерах составного резонатора. За дополнительные отражения ответственны дефекты структуры, появляющиеся в технологическом цикле выращивания гетероструктур и изготовления лазеров. Такие дефекты ускоренно генерируются под воздействием высокого давления и в процессе термообработки. Наиболее вероятно, что дополнительные отражения возникают вследствие растрескивания эпитаксиальных слоев по плоскостям спайности. Основная причина растрескивания — наличие в гетероструктуре механических напряжений. Поэтому дальнейшее усовершенствование технологии изготовления AlGaAsSb/GaSb- и AlGaSb/GaSb-лазеров должно идти путем уменьшения механических напряжений в структурах или по крайней мере предотвращения образования рассмотренных дефектов в технологическом процессе. Об улучшении же качества создаваемых гетероструктур, в свою очередь, можно будет судить по перестроечным характеристикам изготовления лазеров.

В заключение авторы выражают благодарность Е. Асари и Х. Келле за помощь при проведении электроннозондовых исследований и Р. Гайлит, Э. Карм и Э. Куус за участие при изготовлении лазерных гетероструктур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hinkley, E. D., Nill, K. W., Blum, F. A. In: Laser Spectroscopy of Atomes and Molecules (Ed. H. Walther). Berlin, Springer-Verlag, 1976, 125.
2. Feinleib, J., Groves, S., Paul, W., Zallen, R. Phys. Rev., **131**, № 3, 2070—2078 (1963).
3. Елисеев П. Г., Исмаилов И., Манько М. А., Страхов В. П. Письма в ЖЭТФ, **9**, № 10, 594—595 (1969).
4. Choi, H. K., Wang, S. Appl. Phys. Letters, **40**, № 7, 571—573 (1982).
5. Ebeling, K. J., Coldren, L. A., Miller, B. I., Rentschler, J. A. Appl. Phys. Letters, **42**, № 1, 6—8 (1983).
6. Camparo, J. C., Volk, C. H. IEEE J. Quant. Electron., **QE-18**, № 12, 1990—1991 (1982).
7. Попов Ю. М., Шуйкин Н. Н. ФТП, **4**, № 1, 45—50 (1970).
8. Wang, S., Choi, H. K., Fattah, I. H. A. IEEE J. Quant. Electron., **QE-18**, № 4, 610—617 (1982).
9. Аарик Я., Бергманн Я., Лыук П., Фриденгал Я. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **29**, № 2, 217—220 (1980).
10. Аарик Я., Бергманн Я., Вирро А., Лыук П., Саммелсельг В., Фриденгал Я. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **30**, № 4, 305—306 (1981).
11. Nathan, M. J., Fowler, A. B., Burns, G. Phys. Rev. Letters, **11**, № 4, 152—154 (1963).
12. Hakki, B. W., Paoli, T. L. J. Appl. Phys., **44**, № 9, 4113—4119 (1973).
13. Tajima, M., Iizuka, T. Jap. J. Appl. Phys., **15**, № 4, 651—654 (1976).
14. Milnes, A. G., Feucht, D. L. Heterojunctions and Metal-Semiconductor Junctions. New York, Academic Press, 1972.
15. Долгинов Л. М., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г. Квант. электроника, **3**, № 7, 1381—1383 (1976).

16. Olsen, G. H., Abrahams, M. S., Zamerowski, T. J. J. Electrochem. Soc., **121**, № 12, 1650—1656 (1974).
17. Nagai, H., Noguchi, Y. Appl. Phys. Letters, **29**, № 11, 740—741 (1976).
18. Аарик Я., Вирро А., Лыук П., Фриденгал Я. Тез. докл. II респ. конф. по полупроводниковым гетероструктурам, Элва, 1982. Таллин, 1982, 10.

*Институт физики
Академии наук Эстонской ССР*

J. AARIK, A. VIRRO, A. GERST, P. LOUK, A. NIILISK,
A. ROSENTAL, V. SAMMELSELG, J. FRIEDENTHAL

AlGaAsSb/GaSb JA AlGaSb/GaSb INJEKTSIOONLASERITE HÜPPELINE ÜMBERHÄALESTUMINE TEMPERATUURI JA RÕHU TOIMEL

On uuritud AlGaAsSb/GaSb ja AlGaSb/GaSb topeltheterostruktuuriga laserite anomaalset ümberhäälestumist ning välja selgitatud nähtuse füüsikalised põhjused.

J. AARIK, A. VIRRO, A. GERST, P. LOUK, A. NIILISK,
A. ROSENTAL, V. SAMMELSELG, J. FRIEDENTHAL

ANOMALOUS TUNING OF AlGaAsSb/GaSb AND AlGaSb/GaSb INJECTION LASERS BY TEMPERATURE AND PRESSURE

Deviations from the normal tuning of AlGaAsSb/GaSb and AlGaSb/GaSb double heterostructure lasers by temperature and pressure have been investigated. The deviations consist in repeated lasing wavelength hoppings over many longitudinal mode spacings. The behaviour of the lasers can be understood in conjunction with unintentional composite-cavity formation. Additional reflections are caused by defects arising in the course of laser fabrication. It is shown that the defects appear due to tensile stresses in the heterostructures. Cracking in the epitaxial layers along the cleavage surfaces is regarded as a reason for creation of intermediate mirrors.