

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

В КАНАЛЬНОМ ЗАРОЩЕННОМ ЛАЗЕРЕ

НА ОСНОВЕ $GaInAsSb/GaSb$ В НЕПРЕРЫВНОМ РЕЖИМЕ ($T = 20$ С, $\lambda = 2.0$ мкм)

А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова,
 Б.Е. Джуртанов, А.Н. Именков,
 С.Г. Конников, А.М. Литвак,
 В.Е. Усманский, Ю.П. Яковлев

Проблема создания длинноволновых лазеров на основе узкозонных соединений A^3B^5 , работающих в непрерывном режиме при комнатных температурах, вызывает большие трудности. Эти трудности обусловлены рядом физических факторов – доминирующим влиянием Оже-рекомбинации в узкозонных соединениях A^3B^5 , поглощением света на свободных носителях заряда и слабой локализацией световой волны из-за близости показателей преломления узкозонных соединений.

Несмотря на многолетние усилия ряда исследовательских групп, до сих пор не удалось достигнуть непрерывной генерации при комнатной температуре в структурах на основе многокомпонентного твердого раствора $GaInAsSb$. Это было связано как с неудовлетворительным оптическим ограничением в использованных структурах с обычной полосковой геометрией, так и с высоким омическим сопротивлением контактов к $GaSb$ [1–3].

Для решения проблемы высокотемпературной непрерывной генерации в узкозонных твердых растворах $GaInAsSb$ авторами [4] была предложена структура неинжекционного лазера на гетеропереходах II типа, которая позволяла локализовать носители на границе и получить рекордно низкое значение порогового тока при $T \leq 100$ К.

В данной работе впервые рассматривается использование неинжекционного лазера [4] с улучшенным оптическим и электронным ограничением для получения высокотемпературной генерации в непрерывном режиме.

Структура представляла собой зарощенный каналный лазер с серповидной активной областью на основе $Ga_{0.9}In_{0.1}As_{0.09}Sb_{0.91}$ (рис. 1, а, б), в котором обеспечивалось двустороннее электрическое и оптическое ограничение. Активная область структуры образовывала вместе с прилегающим слоем $GaSb$ гетеропереход II-типа, и суммарная толщина этих слоев составляла 0.6 мкм (рис. 1, а). Ширина канала составляла 8–10 мкм, который был образован с помощью фотолитографии в подложке $n-GaSb(100)$, легированной теллуром до концентрации носителей $9 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Ограничение протекания тока за пределами канала достигалось за счет введения дополнительного барьерного слоя $p-GaSb$. Оптическое ограничение выполнялось за счет широкозонных слоев из $Ga_{0.66}Al_{0.34}As_{0.03}Sb_{0.07}$

$p - GaSb$
$p - GaAlSbAs$
$p - GaSb$
$n - InGaAsSb$
$n - GaAlSbAs$
$n - GaSb$

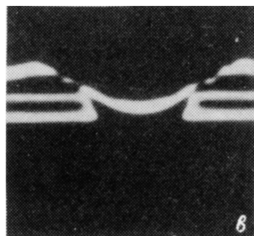
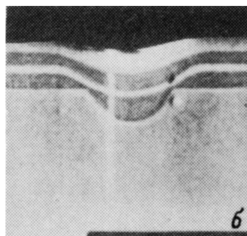


Рис. 1. Схема (а) и фотография скола канального зарощенного лазера в режимах (б) отраженных электронов и (в) тока, индуцированного электронным зондом.

толщиной 2–3 мкм. Активная область структуры вместе с прилегающим слоем $GaSb$ была легирована теллуром до концентрации электронов $(1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

В данной структуре достигалось удовлетворительное ограничение протекания тока в пределах ширины канала, что подтверждается фотографией скола канального лазера в режиме тока, индуцированного электронным зондом (рис. 1, в). В окрестности серповидной активной области наблюдается р-п-переход (светящаяся серповидная полоска) и 3 р-п-перехода (три светлые полоски) за пределами канала.

Особое внимание было обращено на изготовление омических контактов. Контактный слой $p-GaSb$ был легирован германием до концентрации носителей $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Омические контакты к $p-GaSb$ создавались сплавлением эвтектического сплава ($Au + 12\% Ge$), а к $n-GaSb$ сплава ($Au + 5\% Te$). Приведенное омическое сопротивление контакта к $p-GaSb$ было не хуже $2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

Из такой структуры были изготовлены путем скальвания лазерные диоды с длиной резонатора 200–500 мкм. Лазерные диоды были смонтированы на стандартном лазерном корпусе эпитаксиальным слоем к корпусу.

Исследовались спектральные характеристики излучения в спонтанном и когерентном режимах и зависимость интенсивности излучения от тока в интервале температур 4.2–300 К, поляризация излучения и диаграмма направленности лазерного излучения. Спектры спонтанного и когерентного излучений измерялись с помощью монохроматора МДР-3. Детектором излучения служило фотосопротивление PbS . Измерения проводились на постоянном токе, а также на импульсах длительностью 100 нс и частотой следований 5 кГц.

Спектры спонтанного излучения в широком интервале температур 4.2–300 К содержали одну полосу. Когерентное излучение возникало практически в максимуме спонтанной полосы. На пороге генерации обычно разрешалось несколько мод, а при токах, превышающих пороговый в 1.5–2 раза, преобладала одна мода.

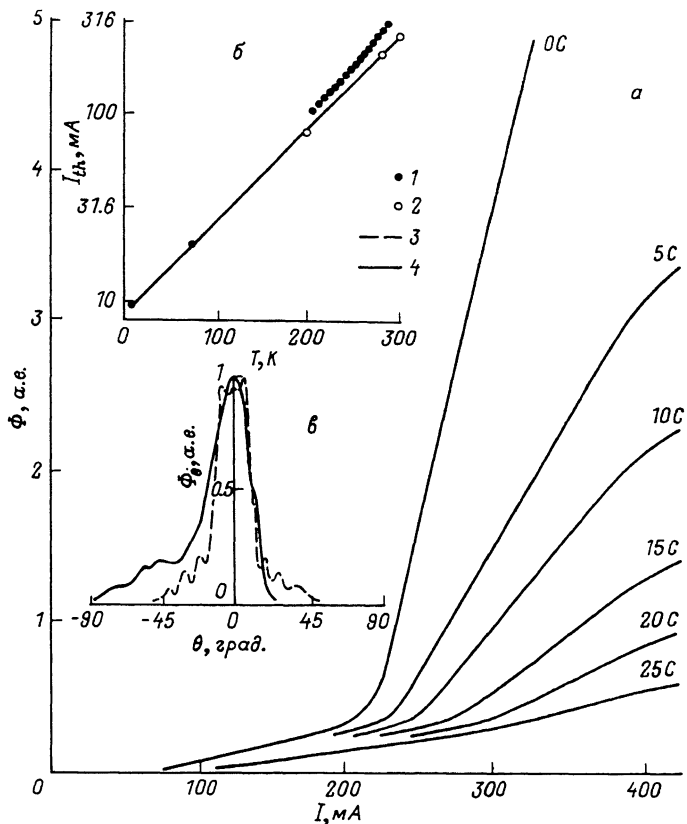


Рис. 2. а) Интенсивность излучения лазера от тока при различных температурах окружающей среды. б) Зависимость порогового тока (I_{th}) лазера от температуры T : 1 - непрерывный режим, 2 - импульсный режим. в) Диаграмма направленности канального лазера: 3 - продольное направление относительно плоскости р-п-перехода, 4 - поперечное направление относительно плоскости р-п-перехода.

Пороговый ток различных структур составлял при температурах 4.2 77 и 300 К соответственно 6-15, 14-30, 240-500 мА. Наблюдалась генерация когерентного излучения в непрерывном режиме вплоть до температуры окружающей среды 20 С (рис. 2,а), что существенно превышало наилучший результат ($T = 235$ К) других авторов [3].

Пороговая плотность тока I_{th} с ростом температуры увеличивается по закону $I_{th} \sim \exp(T/T_0)$, где характеристическая температура $T_0 = 89$ К, что существенно превышало значение T_0 , полученное нами в работе [4], а также значение $T_0 = 80$ К, полученное в работе [3] для полосковых конструкций (рис. 2б).

Лазерное излучение было линейно поляризовано с электрическим вектором электромагнитной волны, параллельным плоскости р-р-перехода (ТЕ-поляризация). Степень поляризации составляла 0.97. Спонтанное излучение было также ТЕ-поляризовано, но коэффициент поляризации составлял 0.2–0.3.

Для определения геометрических размеров потока когерентного излучения исследовалась диаграмма направленности лазера. Диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости р-р-перехода (рис. 2, в), имеет главный лепесток при нулевом значении угла и еще один–два побочных лепестка. Полуширина главного лепестка $\sim 30^\circ$. Угловое расстояние между наиболее глубокими минимумами составляет 20–25°. Диаграмма направленности когерентного излучения в плоскости, параллельной плоскости р-р-перехода, имеет также главный лепесток и несколько побочных. Главный лепесток имеет полуширину $\sim 25^\circ$. Угловое расстояние между наиболее глубокими минимумами $\sim 10^\circ$.

Для канального лазера характерно сужение диаграммы направленности в направлении, перпендикулярном плоскости р-р-перехода, и расширение в параллельном направлении по сравнению с обычной полосковой конструкцией [5]. Диаграмма направленности канального лазера близка к круговой.

Анализ диаграммы направленности когерентного излучения показал, что ширина светового потока параллельно дну канала, определенная по угловому расстоянию между главными минимумами, составляет ~ 10 мкм, перпендикулярно ~ 4.5 мкм (из-за серповидной формы активной области), что свидетельствует об удовлетворительном оптическом ограничении.

Хотя в данной конструкции канального зарощенного лазера и было достигнуто существенное увеличение рабочей температуры непрерывной генерации, следует отметить, что при $T = 20$ С на пороге генерации наблюдается перегрев р-р-перехода на 20–25 К относительно окружающей среды. Это значение перегрева было получено из сравнения зависимости порогового тока от температуры для импульсного режима работы с непрерывным режимом (рис. 2, б). Это указывает, что имеется еще некоторый резерв для увеличения температуры непрерывной генерации лазера за счет дальнейшего улучшения оптического и электрического ограничения (например, за счет увеличения содержания Al до $X = 0.5$ – 0.7 в эмиттерных и барьерных слоях) и снижение омического сопротивления контактов.

Итак, в данной работе впервые в мировой практике создан длинноволновой лазер ($\lambda = 2.0$ мкм), работающий в непрерывном режиме при комнатной температуре, что значительно превышает наилучшие результаты ($T = 235$ К) других авторов [3].

В заключение авторы выражают благодарность А.А. Рогачеву за стимулирующие обсуждения и поддержку работы, С.С. Архиповой и Е.А. Гребеншиковой за изготовление приборов.

- [1] Акимова И.В., Бочкарев А.Э., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Скрипкин В.А. - ЖТФ, 1988, т. 58, в. 4, с. 701-707.
- [2] Бочкарев А.Э., Долгинов Л.М., Дракин А.Е., Дружинина Л.В., Елисеев П.Г., Свердлов Б.Н., Скрипкин В.А. - Квантовая электроника, 1986, т. 13, в. 10, с. 2119-2120.
- [3] Saneau C., Srivastava A.K., Dentai A.G., Zyskind J.L., Burgess C.A., Pollack M.A. - Electron. Lett., 1986, v. 22, N 19, p. 992-993.
- [4] Баранов А.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Рогачев А.А., Шерняков Ю.М., Яковлев Ю.П. - ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2217-2221.
- [5] Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Джуртанов Б.Е., Именков А.Н., Ершов О.Г., Яковлев Ю.П. - ЖТФ, 1988, т. 58, в. 8, с. 1623-1626.

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

Поступило в Редакцию
21 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 18

26 сентября 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПЛЕНОК АМОРФНОГО ГИДРОГЕНИЗИРОВАННОГО УГЛЕРОДА ($a - C:H$)

В.А. Васильев, А.С. Волков,
Е. Мусабеков, Е.И. Теруков

Исследование фотолюминесценции (ФЛ) гидрогенизированных аморфных полупроводников ($a - Si : H$, $a - SiC : H$, $a - Ge : H$) позволяет получать важную информацию об оптических свойствах этих материалов, природе структурных дефектов и энергетическом распределении локализованных состояний в запрещенной зоне E_g ¹. Установлено, что излучательные переходы в этой группе материалов преимущественно являются туннельными. Эти переходы осуществля-

¹ За величину E_g в аморфных полупроводниках обычно принимают значение энергии, при которой коэффициент оптического поглощения $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$.