

УДК 621.378.325

## ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 2.0—2.4 мкм, РАБОТАЮЩИЕ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*И. В. Акимова, А. Э. Бочкарев, Л. М. Долгинов, А. Е. Дракин,  
Л. В. Дружинина, П. Г. Елисеев, Б. Н. Свердлов, В. А. Скрипкин*

Методом жидкофазной эпитаксии изготовлены двойные гетероструктуры с активным слоем  $\text{InGaSbAs}$ , излучающие при 300 К в интервале длин волн 2.0—2.4 мкм. Впервые созданы инжекционные лазеры на 2.3—2.4 мкм (наиболее длинноволновые неохлаждаемые лазеры). Пороговая плотность тока составила 5.4 кА/см<sup>2</sup> при  $\lambda=2$  мкм и 7.6 кА/см<sup>2</sup> при  $\lambda=2.4$  мкм. Получен непрерывный режим генерации при охлаждении жидким азотом. Дана оценка волноводного эффекта в лазерной гетероструктуре.

Для освоения широкого спектрального диапазона ИК излучения используются источники и фотоприемники на основе четверных твердых растворов соединений  $\text{Al}^{11}\text{V}$  [1, 2]. Для диапазона 2—3 мкм перспективна система  $\text{InGaSbAs}$  [3], изопериодическая с  $\text{GaSb}$ . Инжекционный лазер на гетероструктуре  $\text{InGaSbAs/GaSb}$  был впервые создан в [4] в диапазоне  $\sim 1.9$  мкм; позднее были осуществлены лазерные гетероструктуры с  $\text{InGaSbAs}$  в активном слое и  $\text{AlGaSbAs}$  в широкозонных эмиттерах [5—8], позволившие продвинуть длинноволновую границу неохлаждаемых инжекционных лазеров до 2.3—2.4 мкм [6, 8]. Данная гетеросистема обладает рядом особенностей в отличие, скажем, от гетеросистемы  $\text{InGaAsP/InP}$ . Так, показатель преломления  $\text{InGaSbAs}$  на рабочей длине волны с продвижением в сторону длинных волн не увеличивается, а уменьшается [9], что затрудняет получение оптического ограничения, если в качестве широкозонного материала используется  $\text{GaSb}$  или  $\text{AlGaSbAs}$  с малым содержанием  $\text{Al}$ . Что касается электронного ограничения, то в гетеропереходе  $\text{InGaSbAs/GaSb}$ , по-видимому, оно не обеспечивается для дырок в указанном слое ввиду аномального знака разрыва валентной зоны. Кроме того, с продвижением в длинноволновую область (т. е. с добавлением  $\text{In}$  и  $\text{As}$  в  $\text{InGaSbAs}$ ) возникают трудности, обусловленные тенденцией к расслоению четверного твердого раствора. Химико-термодинамическая неустойчивость этого раствора проявляется, в частности, в том, что при жидкофазной эпитаксии сокращаются температурный диапазон выращивания и диапазон величины пересыщения жидкой фазы, дающего эпитаксиальную структуру с приемлемой морфологией. Тем не менее оказалось возможным создание лабораторных образцов лазерных диодов, излучающих в диапазоне длин волн 1.8—2.4 мкм, перспективном с точки зрения практического применения в системах лазерной связи на новых видах волоконных световодов.

В настоящей работе изучены лазеры на основе двойных гетероструктур с активным слоем  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$  и эмиттерными слоями  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$ , изготовленных методом жидкофазной эпитаксии. Впервые представлены детальные экспериментальные данные о неохлаждаемых инжекционных лазерах с длинами волн 2.2—2.4 мкм, а также проведено их сравнение с другими лазерами длинноволнового диапазона (1.5—1.8 мкм). Обращено внимание на волноводные свойства разработанных гетероструктур и показано, что в них имеется заметное оптическое ограничение в вертикальном сечении.

# 1. Методические вопросы изготовления образцов

Лазерные гетероструктуры выращивались жидкофазным методом на подложках (100) GaSb *n*- или *p*-типа, легированными соответственно Te или Si (концентрации носителей в обоих случаях около  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>). Плотность дислока-

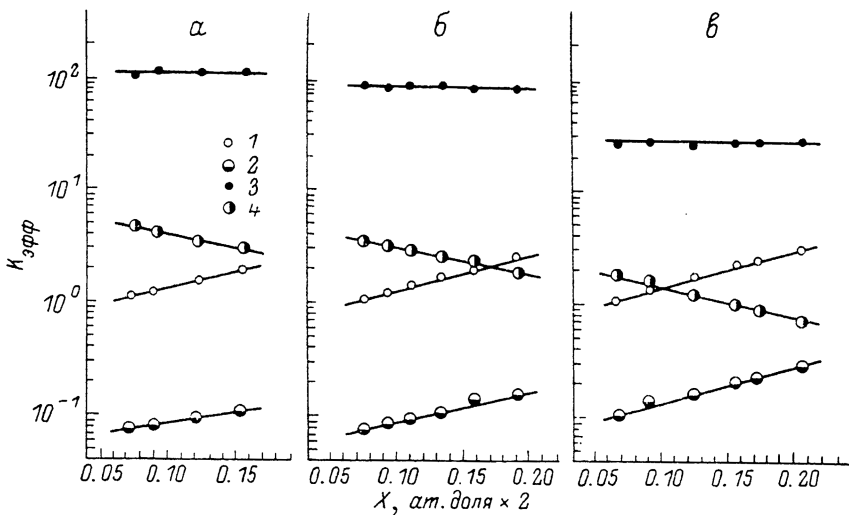


Рис. 1. Эффективные коэффициенты распределения макрокомпонентов в зависимости от температуры (*a* — 713, *b* — 773, *v* — 873 K) проведения процесса ЖФЭ и состава твердого раствора  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$ .

1 — Ga, 2 — In, 3 — As, 4 — Sb.

ций в подложках составляла не более  $10^3$  см<sup>-2</sup>. Процесс роста осуществлялся в сдвиговых контейнерах гребенчатого типа [10], допускающих механическую очистку жидкой фазы от окисной пленки на ее поверхности. Для системы

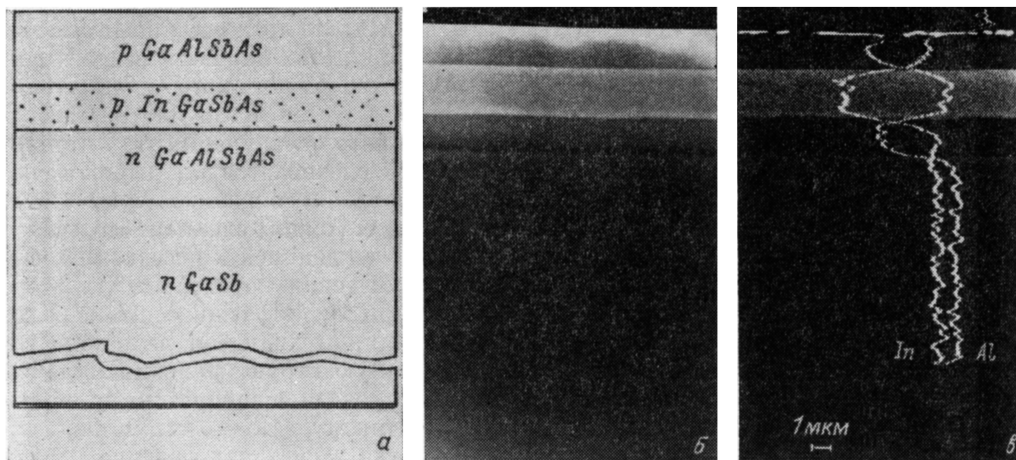


Рис. 2. Схема (*a*) и фотография скола гетероструктуры в растровом электронном микроскопе во вторичных (*b*) и отраженных (*v*) электронах. Показаны также треки микроанализа на In и Al (светлые линии).

AlGaSbAs использовался раствор—расплав на основе Ga, причем условие изопериодичности с GaSb принималось в виде  $y' = 0.09x' (1 + 0.06x')$ , согласно [1, 9]. Использовались составы  $x' = 0-0.28$  и  $y' = 0-0.02$ . Для системы InGaSbAs условие изопериодичности с GaSb имеет вид [1]  $y = 0.87x / (1 - 0.05x)$ . Выращи-

вание этого твердого раствора проводилось из раствора—расплава на основе In и Ga. Диапазон составов был следующим:  $x=0-0.21$  и  $y=0-0.17$ . Легирующими примесями были Ge (для  $p$ -эмиттера) и Te (для  $n$ -эмиттера). Активный слой не легировался ( $p$ -тип).

Изменение эффективных коэффициентов распределения макрокомпонентов системы InGaSbAs в зависимости от состава твердого раствора в температурном интервале, приемлемом для проведения процессов эпитаксии, показано на рис. 1. Контакт раствора—расплава InGaSbAs с подложкой GaSb (или эпитаксиальным слоем AlGaSbAs) при температуре ликвидуса приводил к неконтролируемому подрастворению твердой фазы.

Типичная гетероструктура показана на рис. 2 (справа — вид скола в сканирующем электронном микроскопе с данными рентгеновского микроанализа). Первый (от подложки) эмиттерный слой имел толщину 1—3 мкм, активный слой 0.5—2 мкм, верхний эмиттерный слой 2—3 мкм.

Составы слоев, определенные с помощью рентгеновского микроанализа, приведены в табл. 1. Большинство образцов имеет отклонения от согласования

Таблица 1  
Серии изученных образцов по данным микроанализа (в ат. %)

$\lambda$ , мкм, (300 К)	$n = Al_x Ga_{1-x} Sb_{1-y} As_y$		$lnxGa_{1-x}Sb_{1-y}As_y$		$p = Al_x Ga_{1-x} Sb_{1-y} As_y$	
	$x'$	$y'$	$x$	$y$	$x''$	$y''$
2.0	27	2.3	8	7	30	3—4
2.2	28	2	15—16	12—14	28	0.5—2
2.25	10	0.8	16—18	12—15	10	0
2.3	12.7	0.8	19.5	16.2	12.5	0
2.4	28	2	20.6	15.2	27	0.7
2.1 (люм.)	0	0	9—10	7—9	0	0

периодов решетки в пределах  $\pm 0.1$  %. На всех образцах получена сравнимая по интенсивности люминесценция. Наибольшие трудности методического характера были связаны с получением совершенной морфологии эпитаксиальных гетероструктур, в особенности, второго и третьего слоев.

Для дальнейших исследований изготавливались диоды с четырьмя сколами (высокодобротные резонаторы) различных размеров и с плоскими (типа Фабри—Перо) резонаторами. Были также изготовлены планарные полосковые лазеры с шириной контакта 12—14 мкм и изоляцией  $SiO_2$  в одном случае и с анодным окислением в другом. Нанесение  $SiO_2$  осуществлялось методом высокочастотного распыления с предварительным ионным травлением пластины. Полосковые окна изготавливались фотолитографическим методом, металлизация поверхности производилась с помощью термического напыления. Диоды изготавливались скалыванием, причем длина резонатора составляла 200—300 мкм.

## 2. Спектральные и пороговые характеристики

В освоенном интервале композиций  $0 < x \leq 0.21$ ,  $0 < y \leq 0.17$  получен ряд излучающих гетероструктур с длиной волны от 1.77 до 2.40 мкм. Генерация лазерного излучения наблюдалась в диапазоне 77—320 К в импульсном режиме, а при 77 К также в непрерывном режиме. Большинство изученных образцов имело сколотые четырехсторонние резонаторы с высокой добротностью за счет малого внешнего выхода. Вследствие этого на образцах с такими резонаторами сравнительно легче получить генерацию, чем на образцах с резонаторами типа Фабри—Перо (пороговая плотность тока ниже в 1.5—2 раза). В данных исследованиях не ставилась задача оптимизации мощностных характеристик; генерация в высокодобротных резонаторах свидетельствовала о том, что модовое усиление в резонаторе превысило внутренние оптические потери.

Линии лазерного излучения возникали на фоне полосы люминесценции, ширина которой при токе плотностью  $\sim 1$  кА/см<sup>2</sup> составляла 72—76 мЭВ при 300 К. Температурная спектральная перестройка соответствовала коэффициенту  $dE/dT = -3.3 \cdot 10^4$  эВ/К. Это вело к смещению лазерной линии, например, от 2.4 мкм при 300 К до 2.1 мкм при 77 К. Температурные зависимости энергии фотона лазерного излучения для двух образцов показаны на рис. 3.

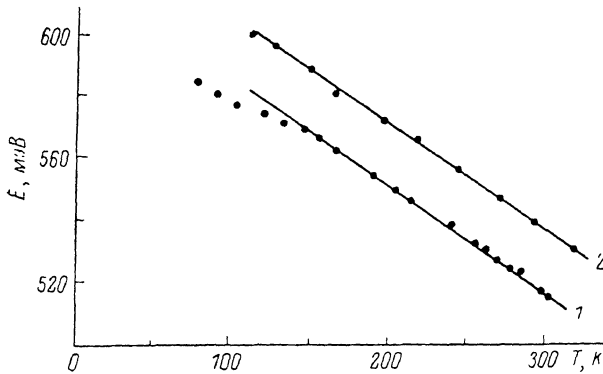


Рис. 3. Температурная зависимость энергии фотона лазерного излучения в двух образцах: гетероструктура на *n*-подложке в активном слое  $x=0.21$ ,  $y=0.15$  (1); гетероструктура на *p*-подложке в активном слое  $x=0.19$ ,  $y=0.16$  (2).

Некоторые данные о наиболее низкопороговых лазерах в диапазоне 1.8—2.4 мкм представлены на рис. 4, где показаны также характеристики лазеров на основе изо-периодических гетероструктур с активным слоем AlGaSbAs, перекрывающих более коротковолновый диапазон (1.5—1.8 мкм [1-4, 9]). Резкий подъем пороговой плотности тока, наблюдаемый при 1.6—1.5 мкм, обусловлен приближением к непрямозонной структуре (аналогичной зонной структуре AlSb). Сопоставление по величине  $j_t/d$ , где  $d$  — толщина активного слоя, т. е. по величине нормированной пороговой плотности тока (приведенной к толщине  $d=1$  мкм), показывает, что в диапазоне 1.8—2.4 мкм качество лазерного материала сравнимо. Нормированная пороговая плотность составляет 5—7 кА/см<sup>2</sup>, что также мало отличается от соответствующих оценок для более коротковолновых диапазонов (с оговоркой, что в данном случае имеются в виду наиболее добротные резонаторы). Результаты, полученные в [7] на длине волны 2.2 мкм, также согласуются с новыми данными.

Минимальная пороговая плотность тока составляла  $\sim 1.5$  кА/см<sup>2</sup> на 1.8 мкм при толщине активного слоя GaSb около 0.3 мкм. На длинах волн 2.0 и 2.4 мкм получены соответственно значения 5.4 и 7.6 кА/см<sup>2</sup> (толщины 1 и 1.6 мкм). Минимальная нормированная пороговая плотность тока на 2.4 мкм составила 4.75 кА/см<sup>2</sup>·мкм.

Температурная зависимость порогового тока (рис. 5) вблизи комнатной температуры характеризовалась константой  $T_0$  в интервале 60—80 К, как и в лазерах на InGaAsP [10]. В некоторых образцах получено снижение порога ниже 200—150 А/см<sup>2</sup> при 77 К, что позволило наблюдать генерацию в непрерывном режиме при охлаждении жидким азотом. Минимальный пороговый ток составил 52 мА ( $\sim 0.1$  кА/см<sup>2</sup>) на длине волны 2.1 мкм.

Таким образом, в описанных лазерах пороговые характеристики лучших образцов сопоставимы во всем диапазоне 1.8—2.4 мкм, если иметь в виду нормированную пороговую плотность тока. В изученных длинноволновых образцах толщина активной области весьма велика, обычно около 1 мкм и более, что дает  $j_t$  в диапазоне 5—10 кА/см<sup>2</sup>, т. е. заметно больше, чем в более коротковолновых лазерах (на GaSb, а также на InGaAsP).

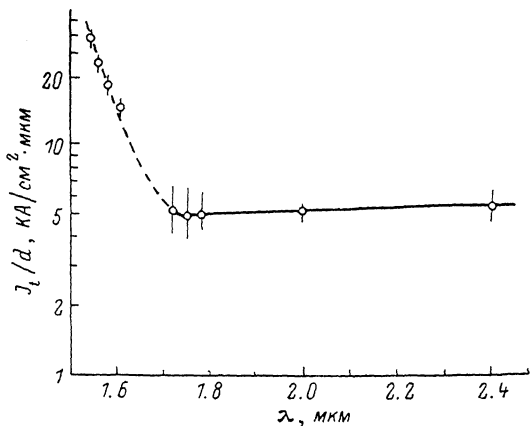


Рис. 4. Нормированная на стандартную толщину активного слоя (1 мкм) пороговая плотность тока в лазерах диапазона 1.6—2.4 мкм.  $T=300$  К.

### 3. Направленность излучения и волноводные характеристики

Пример диаграммы направленности излучения длинноволнового лазера ( $\lambda=2.255$  мкм) в плоскости, перпендикулярной активному слою, показан на рис. 6. Толщина активного слоя составляла 1.4 мкм, а полный угол дифракционной расходимости  $\Theta_{\perp}$  был равен  $44^{\circ}$ . Бесструктурность диаграммы и не-

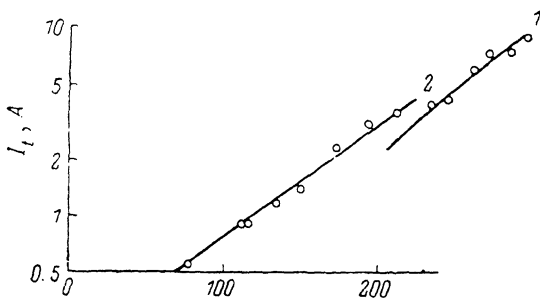


Рис. 5. Температурная зависимость порогового тока в лазере с четырехсторонним скользящим резонатором (длина волны 2.38 мкм при 300 К).  $T_0=59$  (1) и 75 К (2).

изменность  $\Theta_{\perp}$  при увеличении тока свидетельствуют о генерации основной пространственной моды активного волновода. Анализ угла расходимости (по аналогии с расчетами в [9] с использованием формул для  $\Theta_{\perp}$  из [11]) приводит к выводу, что скачок диэлектрической проницаемости на границе  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}_{1-y}\text{As}_y$  положителен (т. е. в ДГС имеется волноводный эффект)

и составляет 0.925 при  $x=0.19$  и  $x'=0.15$  (на длине волны излучения узкозонного материала). Абсолютные значения показателей преломления четверных систем известны недостаточно надежно. В [9] даны расчетные значения, полученные с помощью модели модифицированного синглетного осциллятора, для обеих интересующих нас систем. Ввиду сложной формы дисперсионных кривых для  $\text{InGaSbAs}$  более надежным представляется расчет по указанной модели для  $\text{AlGaSbAs}$ . Он дает для  $x'=0.15$  и  $\lambda=2.255$  мкм значение показателя преломления  $n=3.384$ . Тогда с учетом данных по расходимости излучения получим

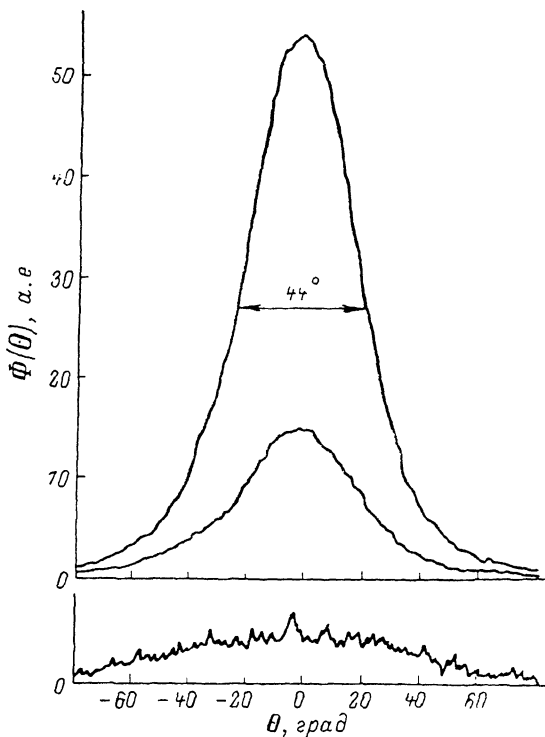


Рис. 6. Диаграмма направленности в вертикальном сечении при нескольких значениях тока накачки в лазере с длиной волны 2.255 мкм (300 К).

в  $\text{InGaSbAs}$   $n=3.8076$  (при  $x=0.19$  и  $\lambda=2.255$  мкм) и  $\Delta n/n=3.2\%$ . Это заметно превышает расчетные  $\Delta n/n \approx 1\%$ , что ведет к необходимости уточнения расчетов, по-видимому, в первую очередь для  $\text{InGaSbAs}$ . Таким образом, в изученных гетероструктурах имеется заметный волноводный эффект, что позволяет рассчитывать в качестве оптимальной толщины  $d=0.54$  мкм; это приводит к оценке минимальной пороговой плотности при достигнутых излучательных характеристиках среды на уровне  $5-7$  кА/см<sup>2</sup>.

## Сравнительные характеристики направленности излучения и волноводов в инжекционных лазерах на двухсторонних гетероструктурах (300 К)

Активная среда	Пассивная среда	$\lambda$ , мкм	$d$ , мкм	$\Theta_{\perp}$ , град	Примечание
GaAs	AlGaAs $x = 0.40$	0.87	1.0	40—50	$\Delta n/n \approx 5\%$
GaSb	AlGaSbAs $x = 0.25$	1.77	0.6	45	По расчету $46^\circ$ [9]; $\Delta n/n = 3.94\%$ [8]
InGaSbAs $x = 0.19$ $x = 0.20$	AlGaSbAs $x = 0.15$ $x = 0.32$	2.255 2.38	1.4 1.6	44 54	$\Delta n/n = 3.2\%$ (наст. раб.)

Сравнение характеристик направленности ( $\Theta_{\perp}$ ) в лазерах на разные длины волн дано в табл. 2. Значительная расходимость излучения в вертикальном сечении обусловлена волноводным эффектом в гетероструктурах этого типа, вследствие которого оптический поток практически полностью удерживается в активном слое.

В полосковых лазерах изучалась направленность в горизонтальном сечении, которая связана с размерами области свечения под полосковым контактом. Вблизи порога генерации расходимость составила  $17^\circ$ , что в дифракционном пределе соответствует излучающему пятну в ближней зоне шириной около 8 мкм. Эта оценка находится в согласии с предполагаемым размером пространственного канала одномодовой генерации при ширине полоскового контакта 12 мкм. По межмодовому расстоянию определен эффективный («групповой») показатель для лазеров этого типа, равный  $n^* = 4.21$ .

## Заключение

В данной работе впервые в мировой практике осуществлены неохлаждаемые инжекционные лазеры на длине волны 2.4 мкм, что соответствует значительному расширению спектрального диапазона, перекрываемого лазерами этого типа и соответствующего теперь 0.67—2.4 мкм. По-видимому, материал InGaSbAs является оптимальным для освоения интервала длин волн 1.8—2.4 мкм, несмотря на ожидавшиеся аномалии в поведении волноводного эффекта и разрывов краев зон. Предстоит детальное изучение этих параметров в разработанных структурах и их влияния на лазерные характеристики. Это позволит оптимизировать волноводную и резонаторную геометрию лазеров и улучшить их мощностные характеристики. Основные результаты данной работы сводятся к следующему.

1. Созданы и изучены инжекционные лазеры в диапазоне 1.8—2.4 мкм, работающие в импульсном режиме при комнатной температуре.
2. Создан лазер, работающий в непрерывном режиме на длине волны 2.1 мкм при охлаждении жидким азотом.
3. Установлено, что в разработанных гетероструктурах имеется оптический волновод с  $\Delta n/n \approx 3.3\%$ , обеспечивающий заметное оптическое ограничение. Однако для понижения порога будет целесообразным увеличить  $\Delta n$  за счет повышения содержания Al в эмиттерных слоях, а также использовать структуры с трехслойными волноводами [12].

## Литература

- [1] Долгинов Л. М., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г. Квант. электр., 1976, т. 3, № 7, с. 1384—1393.
- [2] Алферов Ж. И., Гарбузов Д. З., Долгинов Л. М. и др. Вестник АН СССР, 1978, № 4, с. 31—36.
- [3] Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г. и др. А. с. № 581755. — Опубл. в Б. И., 1981, № 11.
- [4] Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г. и др. Квант. электр., 1978, т. 5, № 3, с. 703—704.

- [5] Kobayashi N., Horikoshi Y., Uemura C. Japan. J. Appl. Phys., 1980, v. 19, N 1, p. 83—88.
- [6] Бочкарев А. Э., Долгинов Л. М., Дракин А. Е. и др. Квант. электр., 1985, т. 12, № 6, с. 1309—1311.
- [7] Saneau C., Srivastava A. K., Dentai A. G. Electron. Lett., 1965, v. 21, N 18, p. 815—817.
- [8] Бочкарев А. Э., Долгинов Л. М., Дракин А. Е. и др. Квант. электр., 1986, т. 13, № 10, с. 2119—2120.
- [9] Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Дружинина Л. В. и др. Тр. ФИАН, 1983, т. 141, с. 46—61.
- [10] Долгинов Л. М., Елисеев П. Г., Исмаилов И. Сб. «Итоги науки и техники». Радиотехника, М.: ВИНТИ, 1980, т. 21, с. 3—115.
- [11] Botez D., Ettenberg M. IEEE J. Quant. Electron., 1978, v. QE-14, p. 827—834.
- [12] Drakin A. E., Eliseev P. G., Sverdlov D. N. et al. Electronics Lett., 1984, v. 20, N 13, p. 559—561.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
27 октября 1986 г.