

©1995 г.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРОВ НА ОСНОВЕ ДВОЙНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ InAsSb/InAsSbP

*Т.Н.Данилова, О.Г.Ершов, Г.Г.Зегря, А.Н.Именков,
М.В.Степанов, В.В.Шерстнев, Ю.П.Яковлев*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 10 ноября 1994 г. Принята к печати 18 ноября 1994 г.)

Экспериментально исследовалась поляризация излучения лазеров на основе двойной гетероструктуры InAsSb/InAsSbP. Показано, что в спонтанном и лазерном режимах излучение возникает вблизи гетерограницы и имеет преимущественно ТМ-поляризацию. Теоретически показано, что оптические переходы вблизи гетерограницы являются непрямыми (в k -пространстве), а высокая степень ТМ-поляризации излучения связана с взаимной трансформацией легких и тяжелых дырок при их взаимодействии с гетерограницей.

1. Исследования поляризации излучения лазеров имеет значительный научный интерес. Тип поляризации лазерного излучения, а также зависимость поляризации от параметров структуры лазерного диода, таких как толщина активной области, и от тока может свидетельствовать о механизме излучательной рекомбинации, участии в ней легких и тяжелых дырок, влиянии на этот процесс гетерограницы.

В данной работе исследовалась поляризация излучения лазеров на основе двойной гетероструктуры (ДГС) InAsSb/InAsSbP, что является продолжением проводимых нами исследований длинноволновых лазеров [1-3].

Цель настоящей работы состоит в исследовании влияния гетеробарьеров на излучательные переходы в ДГС, а именно влияние взаимодействия носителей тока с гетерограницей на поляризацию лазерного излучения.

2. Лазерные структуры [1] (рис. 1, а) изготавливались методом жидкофазной эпитаксии на подложке InAs, ориентированной в плоскости [100]. Широкозонные p -области легровались Zn или Mn до концентрации 10^{18} см⁻³. Активная узкозонная область специально не легировалась. Узкозонная область InAs_{0.96}Sb_{0.04} и широкозонная область InAs_{0.63}Sb_{0.12}P_{0.25} имели ширину запрещенной зоны при 77 К $E_g = 0.383$

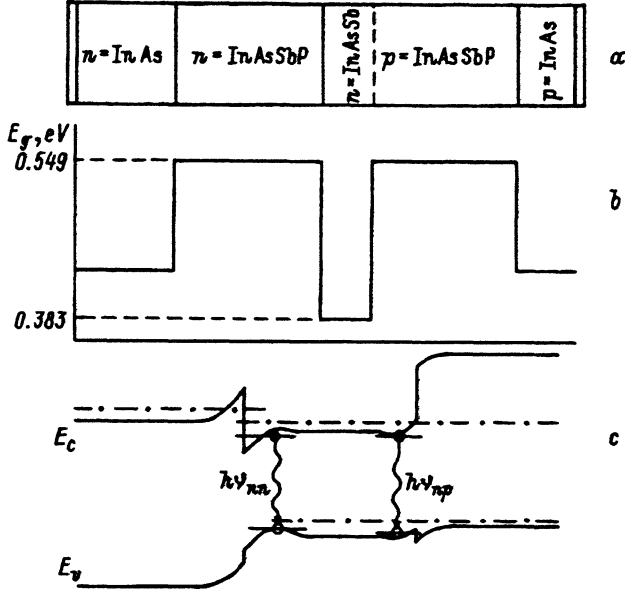


Рис. 1. Схема расположения слоев в лазерной структуре (а), послынный профиль ширины запрещенной зоны E_g структуры (b) и ее энергетическая диаграмма в лазерном режиме (с).

и 0.549 эВ соответственно (рис. 1, b). Разность показателей преломления узкозонной и широкозонной областей составляла 0.02. Толщина активной области изменялась от 0.5 до 3 мкм. Предполагаемая энергетическая диаграмма структур в лазерном режиме представлена на рис. 1, с. ДГС-лазеры имели мезаполосковую структуру с шириной полоска от 40 до 13 мкм и длиной резонатора $200 \div 2000$ мкм.

Исследования проводились при температуре 77 К. Ток питания подавался через контакт в форме меандра с частотой следования импульсов 40 Гц. В качестве поляризатора использовалась решетка, изготовленная из фторопласта со штрихами из алюминия, 1200 штрихов на 1 мм.

3. Экспериментальные результаты сводятся к следующему.

Все исследованные лазеры за небольшим исключением имели излучение TM -поляризации: вектор \mathbf{E} электрического поля волны перпендикулярен плоскости p - n -перехода. Преобладание TM -поляризации над TE -поляризацией определяется выражением $\alpha = (\Phi_{TM} - \Phi_{TE}) / (\Phi_{TM} + \Phi_{TE})$, где Φ_{TM} и Φ_{TE} — интенсивность излучения TM - и TE -поляризованного света соответственно. Величина α и характер ее изменения с током не зависели от толщины активной области. Нужно заметить, что и величина порогового тока исследованных лазеров не зависела от толщины активной области в противоположность ДГС-лазерам на основе GaInAsSb , исследованным в работах [4, 5].

На рис. 2 приведена зависимость α от тока лазеров с толщиной активной области 0.5 мкм и длиной резонатора 300 (кривая 1) и 2000 мкм (кривая 2). Короткий лазер — одномодовый, длинный — многомодовый. Оба лазера излучают одну пространственную продольную моду.

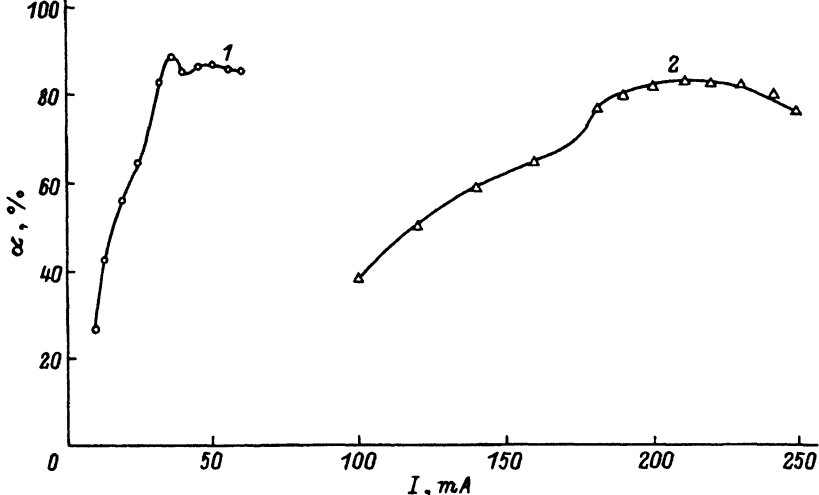


Рис. 2. Зависимость степени поляризации α от тока I для двух лазеров с эмиттером, легированным Zn, имеющих различную длину резонатора, мкм: 1 — 300 (V1108-3 № 25), 2 — 2000 (V1108-1 № 20).

Пространственная структура излучения этих лазеров исследована в работе [3].

При токах меньше порогового α возрастает с увеличением тока от 25 до 65 %, при пороговом токе α резко увеличивается до 75 ÷ 80 %. Дальнейшее увеличение тока приводит к увеличению α , далее достигается максимум 82 ÷ 88 % при превышении тока над пороговым на 11 ÷ 18 %, затем наблюдается некоторый спад до $\alpha \approx 80$ %. Для длинного лазера общий характер зависимости α от тока такой же, как для короткого.

Во всем исследованном интервале токов зависимость интенсивности излучения от тока — сверхлинейная за счет присутствия стимулированного излучения. В лазерном режиме при больших токах не наблюдается сублинейности, обусловленной нагреванием.

Большая доля *ТМ*-поляризации в излучении ($\alpha \approx 96$ %) наблюдалась у лазеров с эмиттерной областью, легированной Mn. Зависимость α для этих лазеров от тока приведена на рис. 3. Кривая $\alpha(I)$ также имеет максимум при токах выше порогового. Максимум — более резкий, чем у лазеров, не легированных Mn.

Спектральные зависимости *ТМ*- и *ТЕ*-компонент лазерного излучения приведены на рис. 4. Короткий лазер имеет одну, преимущественно *ТМ*-поляризованную, моду (рис. 4,а). Все спектральные моды длинного многомодового лазера (рис. 4,б) имеют преимущественно *ТМ*-поляризацию, хотя степень поляризации α коротковолновых мод на ~ 10 % больше, чем длинноволновых. Моды с преимущественно *ТЕ*-поляризацией не наблюдаются.

Нужно заметить, что у всех исследованных лазеров когерентное излучение возникает в максимуме спонтанной полосы с отклонением в сторону больших или меньших энергий не более чем на ~ 1 мэВ.

4. Преобладание *ТМ*- над *ТЕ*-поляризацией, наблюдаемое в исследуемых структурах, свидетельствует о влиянии гетеробарьеров на

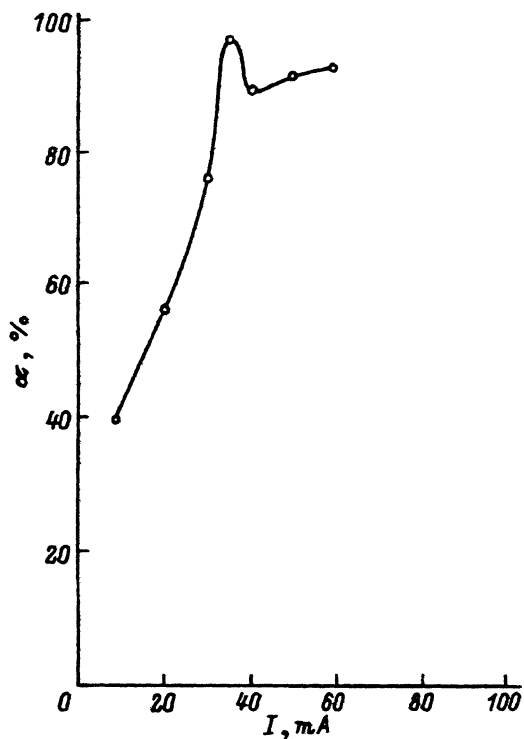


Рис. 3. Зависимость степени поляризации α от тока I лазера с эмиттером, легированным Mn, имеющего длину резонатора 300 мкм (V1163-1 № 1).

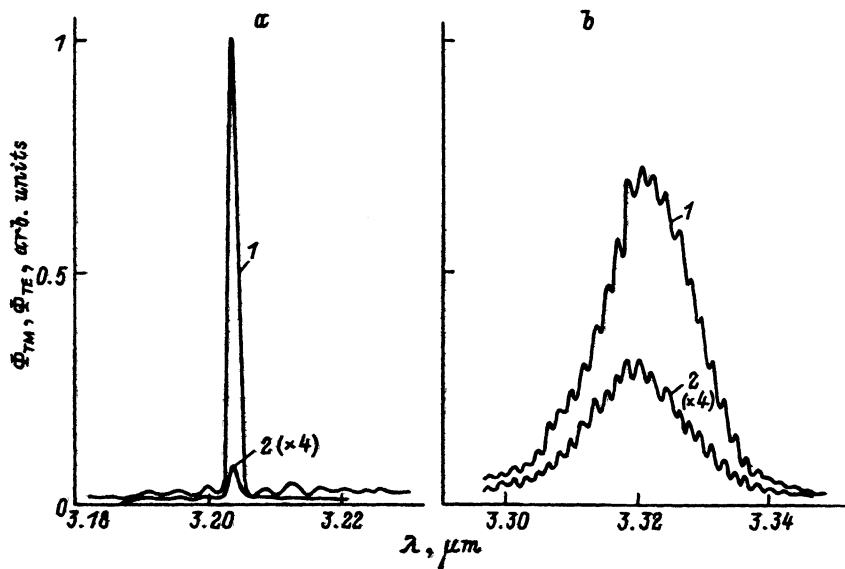


Рис. 4. Спектры TM - (1) и TE - (2) компонент излучения короткого лазера при токе $I = 50$ мА (а) и длинного лазера при токе 230 мА (б), для которых на рис. 2 приведены зависимости $\alpha(I)$.

процесс излучательной рекомбинации. Известно, что в полупроводниковой гетероструктуре наличие хотя бы одного гетеробарьера приводит к новым каналам как безизлучательной [6], так и излучательной рекомбинации [7]. В случае исследуемой нами структуры излучательная рекомбинация возможна с почти одинаковой энергией фотона ($h\nu_{nn}$ и $h\nu_{np}$) — (рис. 1) вблизи двух гетерограниц.

Однако независимость порогового тока и степени поляризации излучения от толщины активной области, а также отсутствие длинноволнового сдвига когерентного излучения относительно спонтанного [8] говорит в пользу того, что излучательная рекомбинация преимущественно происходит около ближайшей к p - n -переходу гетерограницы. Подобная поляризация наблюдалась в лазерах на основе n -GaInAsSb/ p -GaSb в работе [9].

Гетерограница как источник сильной пространственной неоднородности существенно влияет на волновые функции электронов и дырок; в результате это приводит к изменению макроскопических свойств гетероструктуры. Как показано в [7], в присутствии гетерограницы матричный элемент оптического перехода состоит из двух частей:

$$|M_{if}|^2 = |\tilde{M}_{if}|^2 \delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f) + \tilde{\tilde{M}}_{if}|^2 \delta(\mathbf{q}_i - \mathbf{q}_f). \quad (1)$$

Здесь \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_f — квазиимпульсы начального и конечного состояний частиц, \mathbf{q}_i , \mathbf{q}_f — квазиимпульсы частиц в плоскости гетерограницы в начальном и конечном состояниях.

Первое слагаемое в (1) отвечает обычным, прямым в \mathbf{k} -пространстве, оптическим переходам, для которых имеет место закон сохранения квазиимпульса. Второе слагаемое в (1) отвечает непрямым (в \mathbf{k} -пространстве) оптическим переходам; эта часть матричного элемента не содержит закона сохранения поперечной к гетерогранице компоненты квазиимпульса. Новый канал излучательной рекомбинации связан с взаимодействием электронов и дырок с гетерограницей. При таком взаимодействии электрон (или дырка) может получать от гетеробарьера любой импульс. В результате оптический переход имеет место при $\mathbf{k}_i \neq \mathbf{k}_f$. Коэффициент поглощения или усиления для таких переходов имеет совершенно иную частотную зависимость по сравнению со случаем прямых переходов. Если вычислить вероятность не прямых оптических переходов, то для коэффициента поглощения (усиления) излучения, поляризованного перпендикулярно гетерогранице (TM -поляризация), получаем

$$\kappa_{\text{ind}}(\omega) = \frac{8}{(2\pi)^2} \frac{1}{\bar{n}} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{m_c}{m_h} \right)^{1/2} \frac{\tilde{E}_g \hbar \bar{\omega}}{\hbar \omega T}. \quad (2)$$

Здесь \bar{n} — показатель преломления полупроводника, m_c , m_h — эффективные массы электрона и тяжелой дырки соответственно, \tilde{E}_g — эффективная ширина запрещенной зоны полупроводника, равная расстоянию по энергии между уровнями размерного квантования рекомбинирующих электронов и дырок, $\hbar \omega$ — энергия излучаемого фотона; $\hbar \bar{\omega} = \hbar \omega - \tilde{E}_g$. Это выражение для $\kappa(\omega)$ получено в рамках модели Кейна с учетом взаимной трансформации легких и тяжелых дырок при

отражении от гетерограницы [10]. Если не учитывать взаимную трансформацию дырок, то коэффициент поглощения (усиления) оказывается существенно меньше. Отношение коэффициента поглощения без учета трансформации $\tilde{\kappa}(\omega)$ к коэффициенту поглощения с учетом трансформации дырок есть

$$\tilde{\kappa}_{\text{ind}}/\kappa_{\text{ind}} \simeq \frac{2}{45} \frac{m_c}{m_h} \left(\frac{\hbar\tilde{\omega}}{T} \right)^{3/2} \frac{T}{U_c} \ll 1, \quad (3)$$

где U_c — высота гетеробарьера для электронов, равная высоте барьера для дырок.

Интересно рассмотреть отношение коэффициента поглощения (усиления) света для прямых переходов κ_{dir} к коэффициенту поглощения (усиления) для непрямых переходов:

$$\kappa_{\text{ind}}/\kappa_{\text{dir}} \sim \left(\frac{\hbar\tilde{\omega}}{T} \right)^{1/2} \left(\frac{\hbar^2}{2m_h L_x^2 T} \right)^{1/2} \left(\frac{\tilde{E}_g}{\hbar\omega} \right)^2. \quad (4)$$

Здесь L_x — характерный размер области локализации электронов вблизи гетерограницы. Очевидно, что для малых значений L_x , когда $(\hbar^2/2m_h L_x^2 T) > 1$, отношение (4) всегда больше единицы. Наличие двумерных самосогласованных квантовых ям на гетерогранице означает, что отношение (4) всегда больше единицы. Следовательно, можно предположить, что основное усиление света имеет место в узкой области вблизи гетерограницы, причем это излучение имеет TM -поляризацию.

Аналогично можно вычислить коэффициент поглощения (усиления) излучения, поляризованного вдоль гетерограницы (TE -поляризация). Оказывается, что $\kappa^{TM}(\omega)/\kappa^{TE}(\omega) \simeq m_h/m_c \gg 1$. Следовательно, непрямые излучательные переходы, связанные с взаимодействием носителей тока с гетерограницей, имеют преимущественно TM -поляризацию.

Наблюдаемое в эксперименте излучение связано с рекомбинацией электронов и дырок вблизи гетерограницы (рис. 1). Основной вклад в интенсивность излучения дают узкие области вблизи гетерограницы порядка тепловой длины носителей $\lambda_T \simeq \hbar/(2m_c T)^{1/2}$, причем λ_T много меньше толщины активной области ДГС. Поэтому генерация лазерного излучения происходит в максимуме спонтанной полосы излучения. Независимость порогового тока от толщины узкозонного слоя показывает, что и спонтанное излучение имеет место в основном вблизи гетерограницы. Действительно, как показывает эксперимент, и в спектре спонтанного излучения преобладает TM -поляризация.

Таким образом, генерация лазерного излучения в максимуме спонтанной полосы, преобладание TM -поляризации в лазерном и спонтанном излучении и слабая зависимость порогового тока от толщины узкозонной области могут быть объяснены преимущественной генерацией излучения вблизи p - n -гетерограницы за счет переходов без сохранения импульса в условиях взаимной трансформации легких и тяжелых дырок при отражении от гетерограницы.

Работа частично поддержана Европейским отделением аэрокосмических исследований и разработок США (US EOARD), контракт F 6170894C0011.

- [1] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 6 (1992).
- [2] A.N. Baranov, A.N. Imenkov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev. *Proc. 5 th Int. Conf. Indium Phosphide and Related Materials* (Paris, 1993) p. 660.
- [3] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, В.В. Шерстнев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **19**, 30 (1993).
- [4] А.Н. Баранов, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **17**, 54 (1991).
- [5] А.Н. Баранов, С.Ю. Белкин, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **18**, 18 (1992).
- [6] Г.Г. Зегря, В.А. Харченко. ЖЭТФ, **101**, 327 (1992).
- [7] G.G. Zegrya, M.Yu. Mihailov. *Abstracts 11 th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 1994) p. 100.
- [8] А.Н. Баранов, С.Ю. Белкин, Т.Н. Данилова, О.Г. Ершов, А.Н. Именков, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **26**, 1971 (1992).
- [9] Н.С. Аверкиев, А.Н. Баранов, А.Н. Именков, А.А. Рогачев, Ю.П. Яковлев. Письма ЖТФ, **13**, 332 (1987).
- [10] А.В. Сокольский, Р.А. Сурис. ФТП, **21**, 866 (1987).

Редактор В.В. Шаронова

Light polarization in InAsSb/InAsSbP-double heterostructure lasers

T.N. Danilova, O.G. Ershov, G.G. Zegrya, A.N. Imenkov, M.V. Stepanov, V.V. Sherstnev, Yu.P. Yakovlev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St.Petersburg, Russia

Polarization of InAsSb/InAsSbP-double heterostructure laser light has been experimentally investigated. The emission in spontaneous and laser regimes is shown to occur close to the heterointerface and to have predominantly the *TM*-polarization. Theoretically it has been demonstrated that the optical transitions close to heterointerfaces are indirect (in *k*-space) while the high degree of *TM*-polarization is related to mutual transformation of light and heavy holes under their interaction with the heterointerface.
