

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ РОС ЛАЗЕРОВ С ДЕФОРМИРОВАННЫМ АКТИВНЫМ СЛОЕМ

Аврутин Е. А., Алексеев М. А., Кучинский В. И., Лазутка А. С.

Рассчитаны спектры оптического усиления одноосно деформированных полупроводников типа GaAs. Исследовано влияние деформации на поляризационную стабильность РОС гетеролазеров на основе InGaAsP/InP. Найдены области поляризационной стабильности в случае одноосного сжатия и показано, что они очень чувствительны к величине порогов генерации *ТМ*- и *ТЕ*-мод резонатора.

В последнее время интенсивно разрабатываются одночастотные в динамическом режиме длинноволновые ( $\lambda=1.3-1.6$  мкм) лазеры на основе гетероструктур InGaAsP/InP. В таких лазерах генерация единственной продольной моды обеспечивается с помощью спектрально-селективного резонатора РОС. Но, как известно, одному продольному индексу резонатора отвечают две моды ортогональной (*ТМ* и *ТЕ*) поляризации, частоты которых могут заметно различаться. Таким образом, для обеспечения одночастотного режима необходимо также добиться поляризационной стабильности излучения. В структурах с резонатором Фабри—Перо такая стабильность обычно обеспечивается его высокой поляризационной селективностью. В РОС резонаторах поляризационная селективность, как правило, заметно ниже, так что в реальных экспериментальных условиях даже сравнительно небольшое превышение порогового значения накачки приводит к одновременной генерации обеих поляризационных мод [1].

Поляризационная стабильность РОС лазеров может быть улучшена путем создания в активном слое одноосной деформации, обеспечивающей преимущественное усиление излучения одной из поляризационных мод [2, 3]. Это преимущество (разница коэффициентов усиления мод) зависит как от частоты линии генерации, так и от температуры. В реальных экспериментальных условиях [2, 3] линия генерации может находиться на любом участке полосы усиления, так что для решения проблемы поляризационной стабильности лазеров рассматриваемого типа необходимо знать величину коэффициентов усиления излучения различной поляризации в деформированных структурах в широком температурном и спектральном диапазонах.

Настоящая работа посвящена изучению поляризационных характеристик излучения одночастотных лазеров с одноосно деформированным активным слоем. На основе расчета спектров усиления определена зависимость температурной и спектральной области поляризационной стабильности лазерного излучения от величины деформации и параметров резонатора. Поскольку деформации в гетероструктуре возникают из-за рассогласования постоянных решетки слоев, полученные результаты могут быть полезны при выборе состава слоев гетероструктуры для обеспечения требуемых поляризационных свойств.

Одноосная деформация полупроводников со сложной валентной зоной (типа GaAs) снимает вырождение вершины валентной зоны и существенно меняет правила отбора для оптических переходов [4]. В частности, рекомбинационное излучение таких полупроводников оказывается линейно поляризованным. Причиной возникновения линейной поляризации является наведенное деформацией выстраивание дырок по угловому моменту. Степень этого

выстраивания<sup>1</sup> зависит от соотношения энергии дырок и величины деформации (деформационного расщепления вершины валентной зоны  $\Delta$ ); она максимальна в центре зоны Бриллюэна и спадает по мере роста волнового вектора дырок  $k$ . Так, в случае одноосного сжатия дырки в вершине валентной зоны характеризуются проекцией углового момента  $J = 3/2$  на ось деформации (ось  $z$ )  $J_z = \pm 1/2$ , а в потолке подзоны, отщепленной деформацией,  $J_z$  принимает значения  $\pm 3/2$ . В такой ситуации, как известно, излучение, вызванное переходами электронов в вершину валентной зоны, оказывается на 60 % поляризованным параллельно оси деформации (в рассматриваемой геометрии это направление практически точно соответствует  $TM$ -моду волновода), а излучение, вызванное переходами в вершину отщепленной подзоны, полностью поляризовано перпендикулярно этой оси ( $TE$ -поляризация). В случае одноосного растяжения реализуется обратная ситуация.

Вдали от точки  $\Gamma$ , где энергия дырок  $\epsilon_n(k) \gg \Delta$ , степень выстраивания дырок в каждой из подзон мала по параметру  $\Delta/\epsilon_n$ , и влияние деформации на поляризационные характеристики излучения проявляется слабо.

В спектре излучения одноосно деформированных материалов можно выделить две области: длинноволновую, где излучение формируется переходами электронов только в одну, вышележащую подзону, и коротковолновую область, в которой вклад в люминесценцию дают обе подзоны. В точке подключения переходов в нижележащую подзону ( $\hbar\omega_0 = E_g^e + \Delta$ ,  $E_g^e$  — ширина запрещенной зоны в присутствии деформации) на кривых спектральных характеристик излучения должна наблюдаться особенность в виде излома. Поляризационные характеристики излучения в коротковолновой области будут определяться соотношением вкладов переходов в расщепленные деформацией подзоны и зависеть как от частоты излучения (т. е. энергии рекомбинирующих дырок) и деформационного расщепления валентной зоны, так и от температуры.

Расчет степени линейной поляризации спонтанного излучения  $\rho$  и коэффициентов усиления  $TM$ - и  $TE$ -мод  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  мы провели для случая собственного (или слабо легированного) полупроводника в модели, пренебрегающей гофрировкой валентной зоны. Выражения для  $\rho$ ,  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  приведены в *Приложении*. На рис. 1, 2 представлены результаты таких расчетов для случаев одноосного сжатия и растяжения ( $\Delta = \pm 10$  МэВ)<sup>2</sup> при двух значениях температуры для состава  $InGaAsP$  ( $\lambda = 1.55$  мкм): 80 К (рис. 1, а, 2, а;  $kT \sim \Delta$ ) и 300 К (рис. 1, б, 2, б;  $kT \gg \Delta$ ).

Рассмотрим прежде всего спектральную зависимость степени линейной поляризации. В длинноволновой части спектра ( $\hbar\omega < \hbar\omega_0$ ) величина  $\rho$  слабо зависит от энергии кванта  $\hbar\omega$  и температуры носителей заряда. Для обоих знаков деформации ее изменение в пределах этого участка спектра не превышает 10 % величины. В коротковолновой же области спектра температура носителей заряда существенно влияет не только на величину степени линейной поляризации, но и на характер ее поведения. В случае высокой температуры, когда относительные заселенности состояний подзон валентной зоны, отвечающих энергии фотона  $\hbar\omega_0$ , близки, величина  $\rho$  в узкой спектральной области за этой точкой падает в несколько раз. В случае низкой температуры, когда относительная заселенность нижней подзоны меньше, чем верхней,  $\rho$  в окрестности точки  $\hbar\omega_0$  падает значительно слабее.

По мере роста энергии фотона вклад нижней подзоны в формирование спектра люминесценции уменьшается. В области значений  $\hbar\omega$ , где разница энергий дырок, рекомбинирующих из верхней и нижней подзон, значительно превышает  $kT$ , зависимость  $\rho(\hbar\omega)$  будет определяться только изменением правил отбора для переходов в верхнюю подзону (рис. 1, 2, кривые 4).<sup>3</sup> Ясно, что

<sup>1</sup> Количественной характеристикой выстраивания является средний квадрупольный момент дырок  $\bar{Q}$  [4]. В условиях одноосной деформации он имеет единственную нулевую компоненту  $Q_{zz}$  ( $z$  — ось деформации), принимающую значения противоположного знака в расщепленных деформацией подзонах.

<sup>2</sup> Выбранная величина  $\Delta$  соответствует максимальному значению относительной деформации ( $\sim 10^{-3}$ ), не ухудшающему излучательные характеристики лазера.

<sup>3</sup> Поскольку избыток энергии фотона  $\hbar\omega - E_g^e$  делится между рекомбинирующими электроном и дыркой обратно пропорционально их массам, спектральный масштаб изменения поляризационных характеристик излучения в этой области составляет  $m_{hh}/m_e \Delta \gg \Delta$ .

в случае низких температур выход на эту зависимость произойдет при значениях  $\hbar\omega$ , меньших, чем в случае высокой температуры.

Обратимся теперь к поведению спектров усиления в условиях одноосной деформации. Наиболее сильно коэффициенты усиления  $TM$ - и  $TE$ -мод различаются в длинноволновой части спектра ( $\hbar\omega < \hbar\omega_0$ ), где излучение формируется.

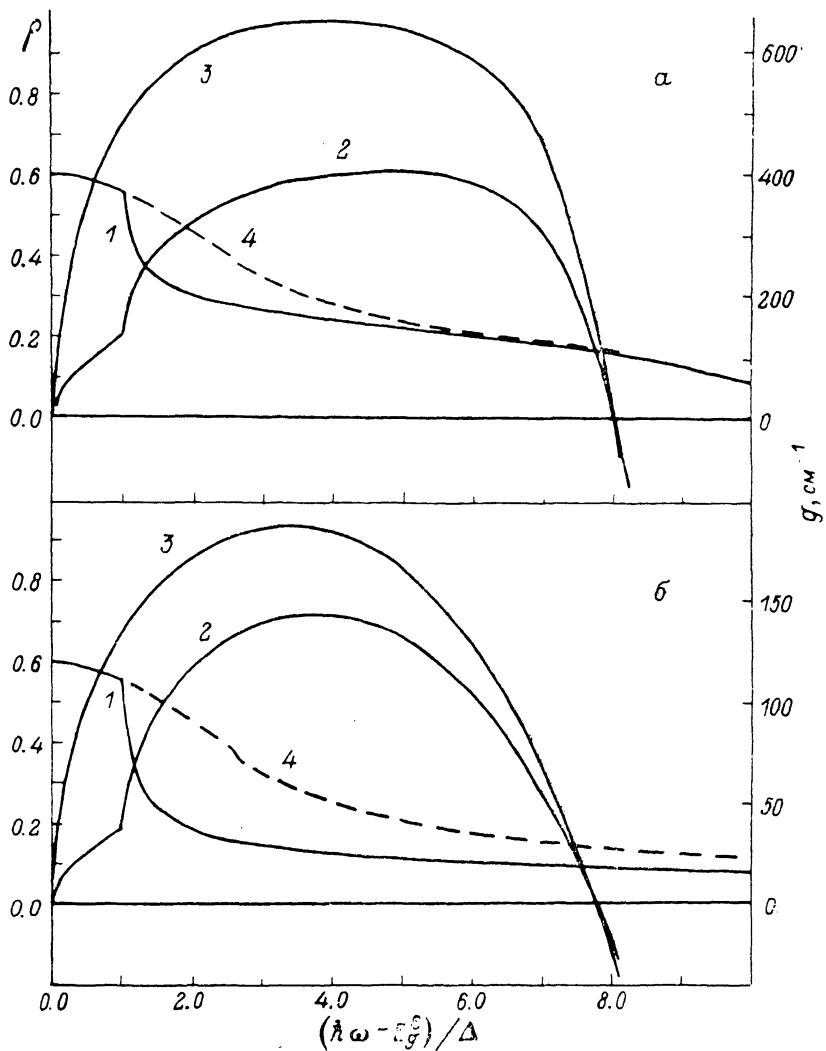


Рис. 1. Спектральные зависимости степени линейной поляризации (1) и коэффициентов усиления света  $TE$ - (2) и  $TM$ -поляризации (3) в случае одноосного сжатия.

$\Delta = 10$  мэВ. 4 — степень линейной поляризации излучения, формируемого переходами электронов в верхнюю подзону валентной зоны. Расчет выполнен для значений концентраций носителей и температур соответственно  $n = p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 300 \text{ К}$  (б) и  $n = p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 80 \text{ К}$  (а). Эффективные массы носителей приняты равными  $m_e = 0.043 m_0$ ,  $m_{\text{kh}} = 0.65 m_0$ ,  $m_{\text{lh}} = 0.06 m_0$  [3, 8].

только переходами в вышележащую подзону. Так, в случае одноосного растяжения практически во всей этой области отношение  $g_{TM}/g_{TE} \ll 1$ , поскольку при таком знаке деформации переходы с участием  $TM$ -поляризованного кванта в окрестности вершины валентной зоны ( $J_z = \pm 3/2$ ) являются запрещенными. В случае же одноосного сжатия, когда вблизи  $\hbar\omega = E_g^e$  разрешены переходы для обеих поляризаций фотона, отношение  $g_{TM}/g_{TE}$  на краю полосы фундаментального поглощения составляет конечную величину, близкую к 4 (рис. 1—3). Так же как и степень линейной поляризации спонтанного излучения, значение  $g_{TM}/g_{TE}$  в длинноволновой части спектра слабо зависит от температуры.

В точке  $\hbar\omega_0$  на спектральных зависимостях коэффициентов усиления наблюдается излом. Естественно, что наиболее ярко такой излом проявляется для поляризационной моды, связанной с переходами в отщепленную деформацией подзону ( $TE$  в случае одноосного сжатия,  $TM$  в случае растяжения). Коэффициент усиления этой моды в окрестности  $\hbar\omega_0$  резко возрастает и становится сравнимым с коэффициентом усиления поляризационной моды, преимущественно генерируемой при переходах в вышележащую подзону. Величина последнего

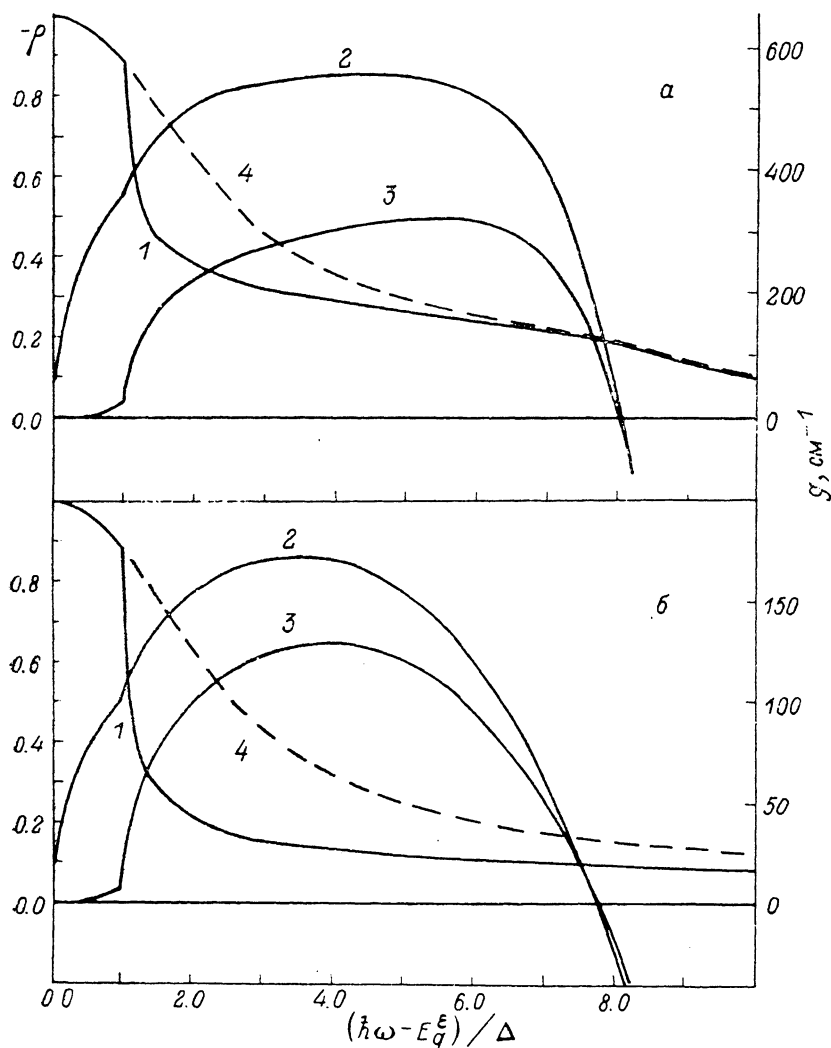


Рис. 2.

То же, что и на рис. 1, но для случая одноосного растяжения ( $\Delta = -10$  мэВ).

слабо меняется в окрестности точки  $\hbar\omega_0$ , а в случае одноосного сжатия излом на кривой  $g_{TM}(\hbar\omega)$  вообще отсутствует, так как переходы в вершину нижележащей подзоны происходят с участием кванта 100%-й  $TE$ -поляризации. Абсолютные значения коэффициентов усиления  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  в коротковолновой области спектра зависят как от величины и знака деформации, так и от концентрации и температуры носителей заряда. Существенно, однако, что отношение  $g_{TM}/g_{TE}$ , определяющее поляризационные характеристики гетеролазеров с РОС, испытывает резкое изменение в окрестности точки  $\hbar\omega_0$ , при дальнейшем увеличении энергии кванта генерационного излучения проявляют монотонное поведение с характерным масштабом по  $\hbar\omega$ , значительно превышающим  $\Delta$ . Повышение температуры, как это видно из рис. 3, приводит к сближению значений  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  при обоих знаках деформации ( $g_{TM}/g_{TE} \rightarrow 1$ ).

Полученные результаты позволяют предсказать поляризацию лазерного излучения исследуемых структур при заданных температуре, деформации и параметрах резонатора. Как известно, резонаторы всех используемых в полупроводниках лазерах типов создают преимущественные условия для генерации  $TE$ -поляризованной моды (коэффициент потерь на излучение этой моды  $\alpha_{TE} < \alpha_{TM}$ ). Однако, как отмечалось выше, отличие  $\alpha_{TM}$  от  $\alpha_{TE}$  в лазерах с РОС невелико. В такой ситуации одноосное растяжение может заметно повысить поляризационную стабильность РОС лазера, создавая, как это видно из рис. 2, 3, существенное дополнительное преимущество для генерации  $TE$ -моды ( $g_{TE} > g_{TM}$ ) практически во всей полосе усиления. В случае одноосного сжатия поляризация лазерного излучения будет зависеть от положения линии генерации в спектре усиления. Так, если генерация происходит на длинноволновом краю, где коэффициент усиления  $TM$ -моды значительно превосходит коэффициент уси-

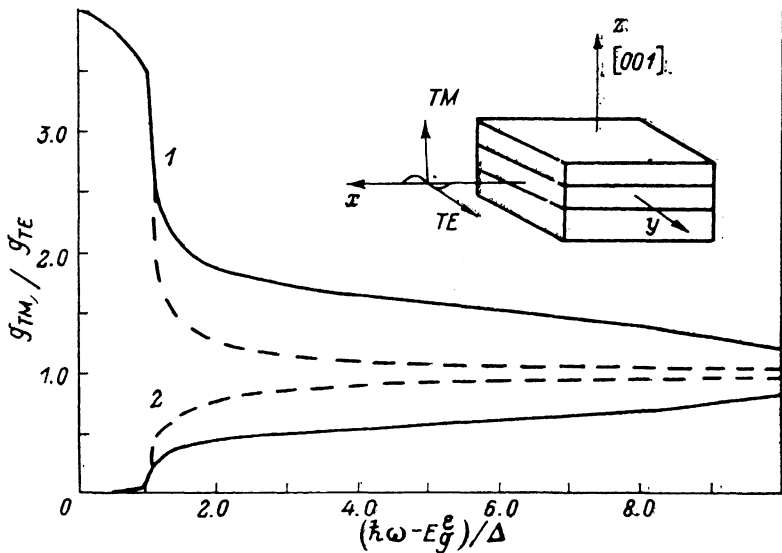


Рис. 3. Спектральная зависимость отношения коэффициентов усиления  $TM$ - и  $TE$ -поляризованного света в случаях одноосного сжатия (1) и растяжения (2).

Сплошные кривые — температура носителей 80 К, концентрация  $n=p=1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, штриховые —  $\hbar T \gg \Delta$ .  
На вставке — схематическое изображение гетероструктуры.

ления  $TE$ -моды, а их отношение  $g_{TM}/g_{TE}$  больше отношения коэффициентов потерь  $\alpha_{TM}/\alpha_{TE}$ , одноосное сжатие обеспечит  $TM$ -поляризацию вынужденного излучения. Если же линия генерации находится на коротковолновом краю полосы усиления, где  $g_{TM}/g_{TE} < \alpha_{TM}/\alpha_{TE}$ , то главную роль будет играть поляризационная селективность резонатора, выделяющая  $TE$ -моду. В общем случае поляризация генерационного излучения будет определяться конкуренцией этих механизмов. В частности, в окрестности спектральной точки  $\hbar \omega^*$ , для которой выполняется условие

$$g_{TM}/g_{TE} = \alpha_{TM}/\alpha_{TE}, \quad (1)$$

возможна одновременная генерация на обеих поляризационных модах.

Рассмотрим теперь вопрос о температурной зависимости поляризации излучения лазеров с РОС, экспериментально исследованный в [2, 3]. При изменении температуры меняется не только вид спектра усиления, но и положение линии генерации в этом спектре  $\hbar \omega - E_g^e$ . Это связано главным образом с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. Поскольку в полупроводниках рассматриваемого типа производная  $dE_g/dT$  имеет отрицательный знак, повышение температуры приводит к смещению линии генерации в коротковолновую часть спектра усиления. Таким образом, в случае одноосного сжатия может реализоваться ситуация, когда линия генерации с изменением температуры пройдет через точку  $\hbar \omega^*$  и произойдет переключение поляризации лазерного излучения.

Температура переключения может быть найдена из условия (1) и температурной зависимости  $E_p$ . Понятно, что ее величина будет тем больше, чем больше деформационное расщепление  $\Delta$  и ниже поляризационная селективность резонатора (чем ближе к 1 отношение  $\alpha_{TM}/\alpha_{TE}$ ). На рис. 4 и 5 приведены результаты численных расчетов зависимости температуры переключения  $T^*$  от величины  $\Delta$  и  $\alpha_{TM}/\alpha_{TE}$ . В этих расчетах концентрации носителей заряда определялись из выполнения порогового условия для генерации  $TE$ -моды. Было учтено также некоторое различие частот  $TM$ - и  $TE$ -мод резонатора. Отметим, что даже небольшое изменение коэффициентов потерь в типичных экспериментальных условиях может существенно повлиять на область поляризационной стабильности лазера (температуру  $T^*$  и частоту  $\omega^*$ ). Это связано с тем обстоятельством, что переключение поляризации происходит в спектральной области, где отношение  $g_{TM}/g_{TE}$  незначительно превышает 1 и слабо зависит от частоты  $\omega$ . Наконец, из рис. 5

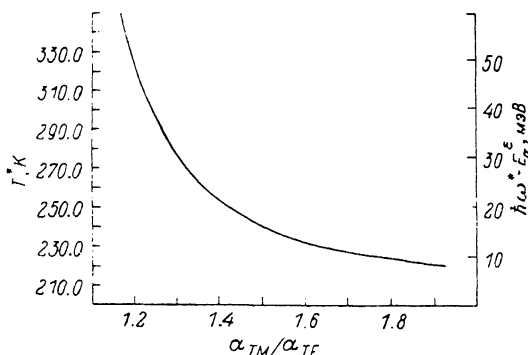
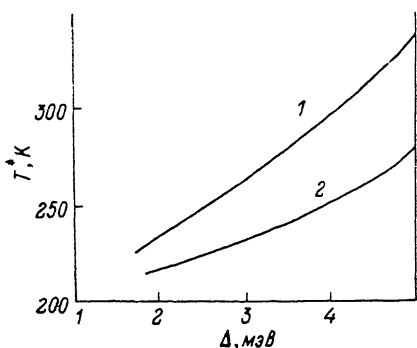


Рис. 4. Зависимость температуры  $T^*$ , при которой происходит переключение поляризации лазерного излучения, от величины одноосного сжатия при фиксированных коэффициентах порогового усиления.

$\alpha_{TE} = 100 \text{ см}^{-1}$ ;  $\alpha_{TM}$ ,  $\text{см}^{-1}$ : 1 — 110, 2 — 140.

Рис. 5. Зависимость  $T^*$  и частоты переключения поляризации  $\omega^*$  от величины  $\alpha_{TM}/\alpha_{TE}$  при фиксированном значении деформации  $\Delta = 10 \text{ мВ}$ .

$\alpha_{TE} \leq 100 \text{ см}^{-1}$ .

видно, что спектральная область генерации  $TM$ -моды может в несколько раз превосходить величину расщепления вершины валентной зоны, что согласуется с данными экспериментов [2, 3].

В заключение отметим, что в настоящей работе рассмотрена наиболее простая модель, позволяющая увидеть основные закономерности поляризационных явлений в деформированных одночастотных лазерах. Более реалистичное описание этих явлений может потребовать учета кинетики неравновесных носителей заряда (нефермиевского вида их функции распределения) и наличия оптических переходов без сохранения квазиимпульса.

Авторы признательны Е. Л. Ивченко, И. А. Меркулову, Е. Л. Портному за плодотворные обсуждения и Б. П. Захарчене за постоянное внимание к работе.

Приложение

Энергия дырки с квазиимпульсом  $p$  в  $i$ -й подзоне валентной зоны равна [4]

$$\varepsilon_i(p, \vartheta) = \frac{\Delta}{2} + Ap^2 \pm \sqrt{(Bp^2)^2 + \frac{\Delta^2}{4} + B\Delta p^2 P_2(\cos \vartheta)}.$$

Здесь положительный знак отвечает верхней ( $i=1$ ), а отрицательный — нижней ( $i=2$ ) подзонам, параметры  $A$  и  $B$  связаны с массами легких ( $m_{lh}$ ) и тяжелых ( $m_{hh}$ ) дырок:

$$A = -\frac{1}{2m_{lh}} - \frac{1}{2m_{hh}}, \quad B = \frac{1}{2m_{hh}} - \frac{1}{2m_{lh}},$$

$\vartheta$  — угол, который составляет  $\mathbf{p}$  с осью деформации,  $P_2(x) = 1/2(3x^2 - 1)$  — второй полином Лежандра. За начало отсчета энергии принята вершина валентной зоны.

Степень линейной поляризации спонтанного излучения определим как

$$\rho = \frac{I_{TM} - I_{TE}}{I_{TM} + I_{TE}},$$

где  $I_{TM}$  и  $I_{TE}$  — интенсивности люминесценции, поляризованной параллельно и перпендикулярно оси деформации (в структурах рассматриваемой геометрии эти поляризации соответствуют  $TM$ - и  $TE$ -модам резонатора; рис. 3). Тогда выражения для  $\rho$  и коэффициентов усиления света поляризации  $\gamma$  ( $TE$ ,  $TM$ ) на частоте  $\omega$  будут иметь вид

$$\rho = \frac{\sum_i \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta p_i \frac{f_c(\mathbf{p}_i) f_h(\mathbf{p}_i)}{1/2m_c + \partial \varepsilon_i / \partial p^2} (|M_i^{TM}|^2 - |M_i^{TE}|^2)}{\sum_i \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta p_i \frac{f_c(\mathbf{p}_i) f_h(\mathbf{p}_i)}{1/2m_c + \partial \varepsilon_i / \partial p^2} (|M_i^{TM}|^2 + |M_i^{TE}|^2)},$$

$$g_\gamma = \frac{\omega}{3c\kappa h^3} \sum_i \int_0^\pi \sin \vartheta d\vartheta \frac{f_c(\mathbf{p}_i) + f_h(\mathbf{p}_i) - 1}{1/2m_c + \partial \varepsilon_i / \partial p^2} p_i |M_i^\gamma|^2.$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент преломления активного слоя; суммирование производится по подзонам валентной зоны (при  $\hbar\omega < E_g^e + \Delta$  учитывается вклад только верхней подзоны),  $p_i$  — величина квазиимпульса для соответствующего канала рекомбинации или возбуждения,  $f_c(\mathbf{p}_i)$  и  $f_h(\mathbf{p}_i)$  — степень заполнения резонансных для кванта  $\hbar\omega$  состояний в зоне проводимости и  $i$ -й подзоне валентной зоны. Для переходов с участием  $TE$ - и  $TM$ -поляризованных квантов квадрат модуля матричного элемента оператора дипольного момента  $|M_i^\gamma|^2$  имеет вид

$$|M_i^{TE}|^2 = M_0^2 [1 + N_i(\mathbf{p})],$$

$$|M_i^{TM}|^2 = M_0^2 [1 - 2N_i(\mathbf{p})],$$

$$N_i = (-1)^i \frac{2Bp^2 P_2(\cos \vartheta) + \Delta}{2\sqrt{4(Bp^2)^2 + \Delta^2 + 4B\Delta p^2 P_2(\cos \vartheta)}},$$

где  $M_0$  — межзонный матричный элемент оператора дипольного момента в отсутствие деформации. Остальные обозначения в приведенных выше выражениях стандартные.

#### Список литературы

- [1] Agrawal G. P., Dutta N. K. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 46. N 3. P. 213—215.
- [2] Каландаришвили К. Г., Карпов С. Ю., Кучинский В. И., Мизеров М. Н., Портной Е. Л., Смирницкий В. Б. // ЖТФ. 1983. Т. 53. В. 8. С. 1560—1567.
- [3] Кижяев Н. Ю., Кучинский В. И., Лазутка А. С., Никишин С. А., Портной Е. Л., Смирницкий В. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 7. С. 1222—1226.
- [4] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [5] Adachi S. // J. Appl. Phys. 1982. V 53. N 8. P. 5863—5864.

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

Получена 11.11.1988  
Принята к печати 7.03.1989