

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ КОНЦЕНТРАЦИИ МЕЛКИХ ПРИМЕСЕЙ МЕТОДОМ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Копьев П. С., Кочерешко В. П., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р.

Особенности низкотемпературного примесного излучения, обусловленного зависимостью энергии связи мелкого акцептора от его местоположения в квантовой яме, исследованы по спектрам поляризованной люминесценции, возникающей в магнитном поле и при возбуждении циркулярно поляризованным светом структур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Анализ спектров оптической ориентации электронов и поляризации дырок, связанных на акцепторах, в магнитном поле позволил построить распределение концентрации остаточной примеси (углерода) по профилю структуры с квантовыми ямами. Обнаружена зависимость g -фактора акцептора от его местоположения в квантовой яме.

1. *Введение.* Примесное излучение в специально не легированных структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs наблюдается при низких плотностях возбуждения, менее 10 Вт/см^2 [1]. В структурах p -типа, выращенных методами молекулярно-лучевой эпитаксии и осаждения из металлоорганических соединений, оно обусловлено рекомбинацией размерно-квантованных электронов на мелких акцепторах — остаточной примеси углерода с концентрацией $5 \cdot 10^{13} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [2]. Особенности проявления примесных состояний в структурах с квантовыми ямами связаны с зависимостью энергии связи примеси от ее местоположения в квантовой яме [3]. Плотность состояний имеет максимум для акцептора в центре ямы (A_c), где энергия связи слабо меняется при изменении координаты примеси относительно центра ямы (см. вставку на рис. 1) [4]. На примесной полосе фотолюминесценции (ФЛ) проявляются два максимума, соотношение между которыми изменяется с увеличением плотности возбуждения [2, 5-7]. Наблюдение максимума, соответствующего положению акцептора на краю ямы (A_s), обусловлено, по-видимому, неоднородным распределением примеси в материалах барьера и квантовой ямы.

В настоящей работе показано, что особенности примесных состояний мелких акцепторов в квантовой яме ярко проявляются в спектрах поляризованной люминесценции в магнитном поле и оптической ориентации. Анализ зависимостей степени круговой поляризации, индуцируемой магнитным полем или возникающей при возбуждении циркулярно поляризованным светом, дает возможность построить профиль распределения примеси по глубине гетероструктуры.

2. *Результаты.* В исследованных структурах с квантовыми ямами GaAs/Al_{0,4}Ga_{0,6}As с $L_x = 120 \text{ \AA}$ [1] два максимума примесной ФЛ, связанные с рекомбинацией размерно-квантованных электронов на акцепторах A_c и A_s , проявляются в различных диапазонах плотностей возбуждения (рис. 1). Наблюдаемое насыщение интенсивности излучения для акцепторных переходов при увеличении плотности возбуждения связано с конечной концентрацией примесей в исследуемом материале. Различное поведение акцепторов A_c и A_s проявляется и в температурной зависимости спектров ФЛ структур с квантовыми ямами. На рис. 2 представлены спектры ФЛ исследуемых структур при температурах $1.6 \div 45 \text{ К}$. На фоне общего уменьшения эффективности ФЛ с ростом

температуры наблюдается более быстрый спад интенсивности максимума, обусловленного переходом на A_i , энергия связи которого меньше, чем для A_c .

Наиболее ярко различие в положении акцепторных центров в квантовой яме проявляется в спектральной зависимости степени циркулярной поляризации в магнитном поле, представленной на рис. 3, а. В магнитном поле, параллельном оси структуры, в геометрии Фарадея наблюдаемая ФЛ становится циркулярно поляризованной. С увеличением поля наблюдается рост степени поляризации, обусловленный увеличением различия в заселенностях зеемановских подуровней акцептора. По величине степени циркулярной поляризации $\rho = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$, где I_+ , I_- — интенсивности излучения, поляризованного по правому и левому кругам соответственно, можно судить о величинах g -факторов, временах жизни носителей и временах спиновой релаксации [8]. Более

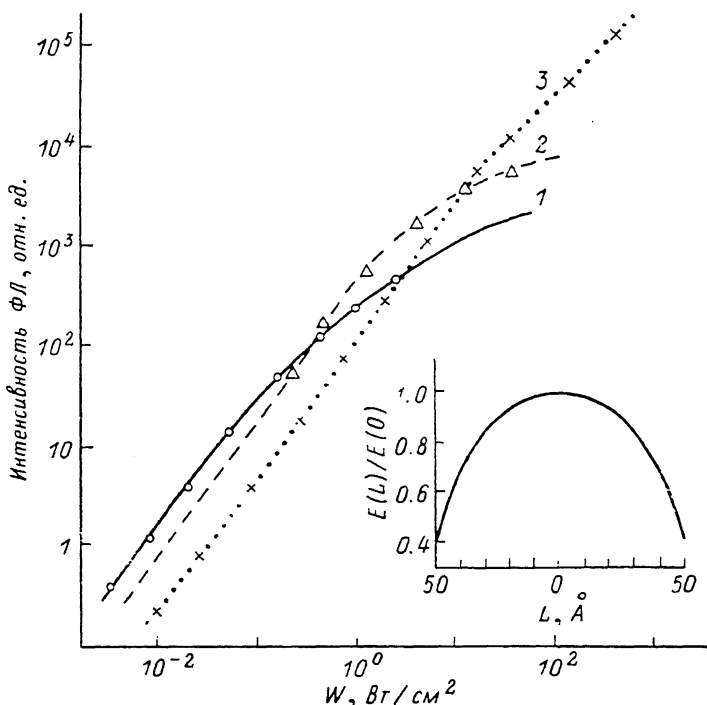


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучательных переходов от плотности оптического возбуждения для разных переходов.

1 — $e_1 - A_c$, 2 — $e_1 - A_i$, 3 — экситон $e_1 - \hbar h$. Экспериментальные точки приведены в диапазоне W , где однозначно выделяются максимумы полос ФЛ. На вставке — зависимость энергии связи мелкого акцептора от местоположения в квантовой яме [4]. $E(0) = 36$ мэВ, $L_z = 100$ Å.

сильная зависимость степени поляризации ФЛ от магнитного поля для A_i позволяет идентифицировать этот переход в спектре даже при очень малых плотностях возбуждения, когда спектральное разделение A_i и A_c невозможно. Величина степени поляризации для A_i и A_c падает с ростом плотности возбуждения, что связано с падением времени жизни дырки на акцепторах с ростом концентрации свободных электронов. Однако отношение степеней поляризации для A_i и A_c почти не зависит от интенсивности возбуждения, свидетельствуя о том, что время жизни дырки определяется излучательной рекомбинацией. Различие степеней поляризации ρ_i и ρ_c связано с разной вероятностью рекомбинации размерно-квантованного электрона с дыркой, находящейся на акцепторах, расположенных в центре квантовой ямы и на гетерогранице. В наших структурах отношение ρ_i/ρ_c при любых плотностях возбуждения характеризует отношение сил осциллятора переходов на акцептор в центре и на краю квантовой ямы.

Круговая поляризация на примесной полосе ФЛ наблюдается также при оптической ориентации электронов, создаваемой при возбуждении люминес-

пенции циркулярно поляризованным светом. На рис. 4 представлены значения степени круговой поляризации вместе с характерными спектрами акцепторной полосы в двух диапазонах плотностей возбуждения. При уровнях накачки $W < 0.07$ Вт/см², когда в спектре ФЛ доминирует полоса, обусловленная процессом рекомбинации размерно-квантованных электронов на акцепторах, расположенных вблизи центра квантовой ямы, степень круговой поляризации не превышает 2%. Эта величина становится равной 7.5% в диапазоне $W = 0.2 - 20$ Вт/см², когда примесная полоса определяется переходами на акцепторы, расположенные на краю квантовой ямы.

Насыщение при больших W переходов A_i , имеющих, как мы установили, меньшую силу осциллятора по сравнению с переходами A_c , прямо свидетельствует о заметно большей концентрации акцепторов, расположенных на краю квантовой ямы. Этот эффект также определяет возрастание степени круговой поляризации примесной полосы, когда она обусловлена рекомбинацией на A_i . Действительно, степень оптической ориентации, связанная с временем жизни

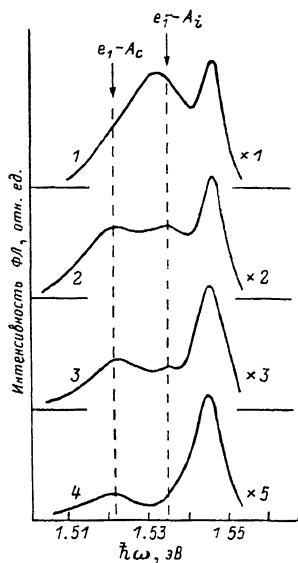


Рис. 2. Температурная зависимость спектра ФЛ структуры с квантовыми ямами с $L_z = 120$ Å при $W = 5$ Вт/см².

Т, К: 1 — 1.6, 2 — 20, 3 — 35, 4 — 45.

размерно-квантованных электронов, должна возрастать, если увеличивается концентрация примесных центров, которые участвуют в процессе излучательной рекомбинации.

3. *Обработка и обсуждение результатов.* Как показано в работах [8, 9], степень циркулярной поляризации в продольном магнитном поле в материале

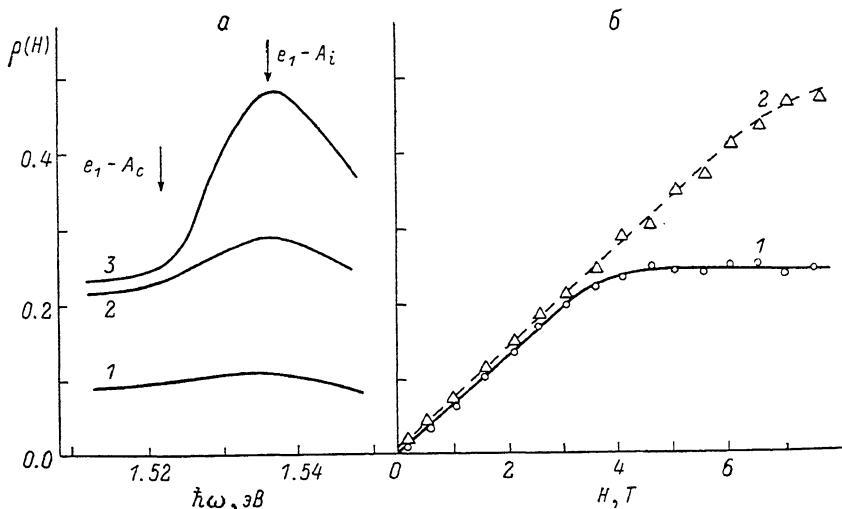


Рис. 3. Зависимости степени круговой поляризации в магнитном поле, параллельном оси структуры при $W = 0.05$ Вт/см².

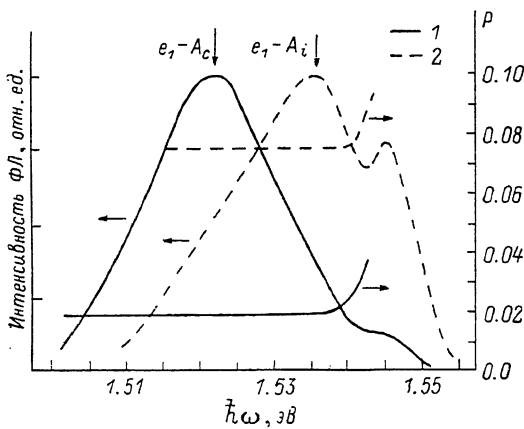
а) спектральная при H , Т: 1 — 1.5, 2 — 4.0, 3 — 7.5; б) измеренные в максимумах примесной полосы от величины H : 1 — $e_1 - A_c$, 2 — $e_1 - A_i$.

ρ -типа определяется заселенностью зеемановских подуровней дырок в основном состоянии акцептора и равна

$$\rho(H) = \frac{\tau}{\tau + \tau_s} \varphi\left(\frac{\mu g_A^1 H}{kT}\right), \quad \text{где } \varphi(x) = \begin{cases} Cx & \text{при } x \rightarrow 0, \\ 1 & \text{при } x \rightarrow \infty, \end{cases} \quad (1)$$

где τ — время жизни дырки в основном состоянии акцептора, τ_s — время спиновой релаксации дырок, μ — магнетон Бора, g_A — g -фактор дырки на акцепторе, H — магнитное поле. Множитель C определяется вероятностью переходов на разные подуровни дырки и равен $3/2$ в случае расщепления акцепторных состояний легких и тяжелых дырок и $5/4$ в вырожденном случае. Расщепление состояний легкой и тяжелой дырок, которое, согласно расчету [4], для $L_z = 120 \text{ \AA}$ не превышает 1 или 2 мэВ для A_c и A_i соответственно, не проявляется в спектре поляризации примесной полосы. Поэтому в нашем случае можно принять $C = 5/4$. Таким образом, измеряя экспериментальную зависимость $\rho(H)$, можно определить отношение $\tau/(\tau + \tau_s)$ как функцию местоположения акцептора в квантовой яме.

На рис. 3, б представлены зависимости степени циркулярной поляризации от величины продольного магнитного поля для A_c и A_i . В больших полях $\rho(H)$ перестает зависеть от магнитного поля, что связано с достигнутым максимальной заселенности нижнего зеемановского подуровня при $\mu g_A H \gg kT$. В малых полях $\mu g_A H < kT$ зависимость $\rho(H)$ близка к линейной $\rho(H) = 5\mu g_A H \tau / 4kT \times (\tau + \tau_s)$. Наличие этих двух участков позволяет независимо определять величины g -факторов на акцепторах и множители $\tau/(\tau + \tau_s)$. Величина отношения характерных времен для акцептора в центре квантовой ямы и на гетерогранице



и на гетерогранице

$$\frac{\tau_c}{\tau_i} = \left(\frac{1}{\rho_i^{\max}} - 1 \right) / \left(\frac{1}{\rho_c^{\max}} - 1 \right) \quad (2)$$

Рис. 4. Спектральная зависимость степени круговой поляризации и спектры ФЛ примесной полосы при возбуждении циркулярно поляризованным светом σ^+ с $\hbar\omega = 1.647 \text{ эВ}$.

W , Вт/см²: 1 — 0.01, 2 — 10.

получена в предположении, что время спиновой релаксации дырки τ_s слабо зависит от местоположения акцептора в квантовой яме. При увеличении плотности возбуждения наблюдается уменьшение ρ_i^{\max} и ρ_c^{\max} вследствие падения времени жизни дырки на акцепторе τ , однако их отношение меняется слабо, оставляя τ_c/τ_i практически неизменным. Этот факт свидетельствует о том, что τ определяется излучательной рекомбинацией. При измеренных величинах $\rho_c^{\max} = 0.25$ и $\rho_i^{\max} = 0.5$ получаем для отношения времен жизни дырки и, следовательно, для сечений рекомбинации электрона на отдельном акцепторе в зависимости от местоположения примеси в квантовой яме

$$\frac{\tau_i}{\tau_c} = \frac{\rho_c}{\rho_i} = 3.0 \pm 0.1. \quad (3)$$

Величина g -фактора акцептора, расположенного в центре квантовой ямы, $g_c = 0.55 \pm 0.05$ практически совпадает с величиной, измеренной для объемного GaAs [10]. Этот результат подтверждает выводы вариационного расчета [4]. Впервые измерен g -фактор акцептора, расположенного на гетерогранице $g_i = 0.30 \pm 0.05$. Его величина заметно меньше g_c .

Проведем анализ степени циркулярной поляризации ФЛ примесной полосы, возникающей при оптической ориентации электронов. Она зависит от максимальной степени поляризации P_0 и полного времени жизни ориентированных электронов [11]:

$$P = P_0 \frac{\tau_n^e}{\tau_n^e + \tau^e}. \quad (4)$$

При возбуждении ФЛ циркулярно поляризованным светом с $\hbar\omega = 1.647 \text{ эВ}$ в квантовой яме с $L_z < 130 \text{ \AA}$ рождение электронов, легких и тяжелых дырок

происходит в первых подзонах размерного квантования. Оптически ориентированные электроны рекомбинируют на почти вырожденных состояниях легкой и тяжелой дырок на акцепторах. Поэтому следует ожидать, что величина $P_0=0.25$. Действительно, обнаруженная величина степени круговой поляризации на линии экситона с участием тяжелой дырки, для которой $P_0=0.5$, примерно в 2 раза превосходит степень, наблюдаемую на примесной полосе ФЛ.

В полное время жизни размерно-квантованного электрона τ^e вносят вклад все процессы рекомбинации пропорционально их вероятности. Переходы от одного канала излучательной рекомбинации к другому, наблюдаемые с ростом плотности возбуждения, сопровождаются увеличением в несколько раз степени круговой поляризации ФЛ. Это позволяет заключить, что вклад процесса безызлучательной рекомбинации в τ^e в наших структурах невелик. В пользу этого предположения свидетельствует также наблюдение линейной зависимости интенсивности экситонной линии ФЛ от плотности возбуждения, когда примесное излучение насыщается. Тогда наблюдаемая в определенном интервале накачек степень поляризации примесной полосы может служить мерой излучательного времени жизни размерно-квантованного электрона τ^e относительно доминирующего процесса рекомбинации.

Для подтверждения этого вывода мы измерили форму контура Ханле, которая характеризует спад степени поляризации в результате прецессии электронных спинов в поперечном магнитном поле:

$$P(H) = P(0) \left[1 + \left(g_e H \frac{T_1}{h} \right)^2 \right]^{-1}, \quad (5)$$

где $T_1^{-1} = (\tau^e)^{-1} + (\tau_s^e)^{-1}$, g -фактор электрона $g_e = -0.44$ [12]. Наблюдался полный спад поляризации примесной ФЛ при $W=10$ Вт/см², когда максимум полосы определялся переходами на A_1 . Форма контура хорошо аппроксимировалась лоренцианом с полушириной $\Delta H=0.08$ Т. Измерение степени поляризации $P(0)$ и времени Ханле T_1 дало возможность, используя (5) и (4), независимо определить времена жизни и спиновой релаксации электрона: $\tau_s^e=1.07$ нс, $\tau_s^e=0.46$ нс. Измерения полуширины контура Ханле на очень малой поляризации $P_c=0.02$ затруднены, поэтому определим время жизни размерно-квантованного электрона относительно рекомбинации на акцепторе в центре квантовой ямы через отношение наблюдаемых степеней поляризации

$$\frac{P_i}{P_c} = \frac{\tau_c^e}{\tau_i^e} = 4.0 \pm 0.5 \quad (6)$$

в предположении, что время спиновой релаксации электрона τ_s^e слабо меняется в исследованном диапазоне плотностей возбуждения.

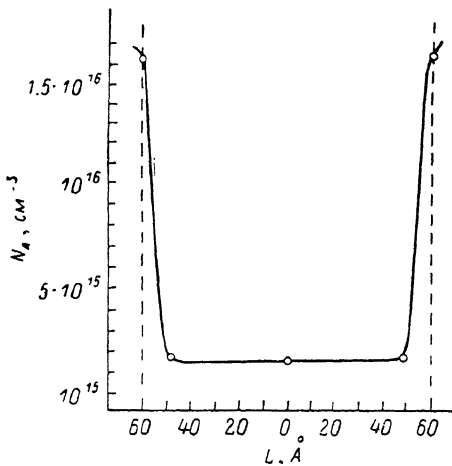
Время жизни электрона τ^e относительно рекомбинации на акцепторе обратно пропорционально сечению рекомбинации σ , зависимость которого от местоположения примеси в квантовой яме измерена по спектрам поляризованной ФЛ, и концентрации акцепторов $N_A(z)$. Отношение концентраций акцепторов, расположенных в центре и на краю квантовой ямы, получаем из (6) и (3) $N_{A_c}/N_{A_0} \approx 12$.

Если предположить, что концентрация мелких акцепторов в центре квантовой ямы совпадает с концентрацией этих примесей в буферном слое GaAs толщиной 1.2 мкм, то можно построить профиль концентрации акцепторов по квантовой яме. Концентрация мелких акцепторов, определенная по спектру связанных экситонов в буферном слое и согласованная с данными электрических измерений, проведенных на слоях GaAs, выращенных в тех же условиях, составила $1.5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Тогда концентрация акцепторов, расположенных на гетерогранице, пересчитанная к объемным значениям, составляет $(1.8 \pm 0.2) \times 10^{16}$ см⁻³. Учет зависимости энергии связи акцептора от его местоположения, изображенной на вставке к рис. 1, позволяет построить профиль концентрации примеси в квантовой яме. Эта зависимость, представленная на рис. 5, показывает, что концентрация мелких акцепторов практически постоянна по ширине квантовой ямы и резко возрастает на расстояниях не более двух постоянных решетчатых от гетерограницы. Такое распределение свидетельствует о большой

концентрации остаточных примесей мелких акцепторов в AlGaAs. Этот вывод подтверждается электрическими измерениями, проведенными на слоях AlGaAs, выращенных в тех же технологических условиях. Оценка концентрации дырок при комнатной температуре в этих слоях дает $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

С помощью полученного результата можно объяснить сложную структуру примесной полосы ФЛ, которая состоит из двух максимумов, проявляющихся при увеличении плотности возбуждения. Основной пик, наблюдающийся при низких уровнях возбуждения, обусловлен максимумом плотности состояний, который соответствует рекомбинации на акцепторах, расположенных вблизи центра квантовой ямы. Максимум A_1 , проявляющийся при насыщении основного пика, связан с обнаруженным скачком концентрации мелких акцепторов на гетерогранице.

4. *Заключение.* Сочетание методов оптической ориентации и поляризованной люминесценции в магнитном поле позволяет разделить вклады электронов



и дырок в поляризацию ФЛ и дает возможность определить вероятности рекомбинации носителей. При исследовании поляризованной ФЛ в магнитном поле мы полагали, что она связана со спиновой ориентацией дырок на зеemanовских подуровнях акцептора. Вкладом электронов в поляризованную ФЛ мы пренебрегли. Его величину можно определить с помощью выражения для $\rho^e(H)$,

Рис. 5. Распределение концентрации мелких акцепторов по профилю квантовой ямы с $L_z = 120 \text{ Å}$.

$N_{A_c} = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_{A_i} = 1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Штрихами показаны гетерограницы GaAs—Al_{0.4}Ga_{0.6}As.

подобного (1), с соответствующими параметрами для электронов и заменой численного коэффициента $5/4$ на $1/4$. Малость $\rho^e(H)$ обусловлена высокой температурой электронов, ограниченных в квантовой яме [13]. Оценка отношения $\mu g_e H/kT \approx 0.1$ при $H = 3 \text{ Т}$, $|g_e| = 0.44$, $T^e \geq 10 \text{ К}$ приводит к заключению, что $\rho^e(H)$ не превышает 2% даже при условии $\tau_e^0 \ll \tau^e$.

Вклад ориентированных дырок, связанных на акцепторах, в поляризацию ФЛ при возбуждении циркулярно поляризованным светом в GaAs мал из-за сильного спин-орбитального взаимодействия [14]. При определении времени жизни электрона на дне двумерной подзоны размерного квантования методом оптической ориентации мы не учитывали, что в процессе энергетической релаксации электроны могут терять спиновую ориентацию. Этот механизм, кроме уменьшения степени поляризации, приводит к искажению контура Ханле [15]. В наших экспериментах отличие контура Ханле от лоренциана не проявлялось. Кроме того, при определении относительных времен жизни электронов потеря ориентации в процессе их энергетической релаксации не существенна.

Предложенный метод может быть использован для определения концентрации доноров в структурах *n*-типа. Его применимость ограничивается возможностью разделения вкладов электронов и дырок в спектры поляризованной ФЛ в магнитном поле и оптической ориентации.

Использование традиционных оптических методов определения времен жизни и спиновой релаксации носителей в полупроводниках в случае структур с квантовыми ямами, где положение примесного центра относительно гетерограницы определяет его энергию связи, позволяет определить профиль распределения примеси по глубине гетероструктуры.

Авторы выражают благодарность Е. Л. Ивченко и Ал. Л. Эфросу за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Алфёров Ж. И., Копьев П. С., Бер В. Я., Васильев А. М., Иванов С. В., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. — ФТП, 1985, т. 19, в. 4, с. 715—721.
- [2] Miller R. C., Gossard A. C., Tsang W. T., Munteanu O. — Phys. Rev. B, 1982, v. 25, N 6, p. 3871—3877.
- [3] Bastard G. — Phys. Rev. B, 1981, v. 24, N 6, p. 4714—4722; J. Lumin., 1985, v. 30, N 2, p. 488—451.
- [4] Masselink W. T., Chang Y.-C., Morkoc H. — Phys. Rev. B, 1985, v. 32, N 8, p. 5190—5201.
- [5] Xu Z. Y., Chen Z. G., Teng H., Zhuang W. H., Xu J. I., Zhen B. Z., Xu J. Z., Liang J. B., Kong G. B. — Surf. Sci., 1986, v. 174, N 1-3, p. 216—220.
- [6] Бер В. Я., Иванов С. В., Копьев П. С., Леденцов Н. Н., Мельцер Б. Я., Уральцев И. Н., Яковлев Д. Р. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, т. 49, в. 10, с. 1905—1908.
- [7] Pearsall P. J., Klem J., Peng C. K., Henderson T., Masselink W. T., Morkoc H., Reynolds D. C. — Appl. Phys. Lett., 1985, v. 47, N 2, p. 166—168.
- [8] Дьяконов М. И., Перель В. И. — ФТТ, 1972, т. 14, в. 5, с. 1452—1456.
- [9] Джигоев Р. И., Захарченя Б. П., Флейшер В. Г. — Письма ЖЭТФ, 1973, т. 17, в. 5, с. 244—247.
- [10] Bimberg D. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 4, p. 1794—1799.
- [11] Дьяконов М. И., Перель В. И. — ЖЭТФ, 1971, т. 60, в. 6, с. 1954—1965.
- [12] Wiesbuch C., Hermann C. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 2, p. 816—822.
- [13] Shum K., Ho P. P., Alfano R. R., Weleh D. F., Wiecs C. W., Eastman L. F. — IEEE J. Quant. Electron., 1986, v. QE-22, N 9, p. 1811—1815.
- [14] Pikus G. E., Titkov A. N. — In: Optical orientation / Ed. by F. Meier, B. Zakharchenya. Amsterdam, 1984, p. 73.
- [15] Fishman G., Hermann C. — Phys. St. Sol. (b), 1974, v. 63, N 1, p. 307—311.

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

Получена 18.05.1987
Принята к печати 21.07.1987