

Эффекты сильного p -легирования в спектрах поляризованной эмиссии и низкотемпературной люминесценции напряженных GaAs/GaAsP-пленок

© А.В. Субашиев, В.К. Калевич*, Ю.А. Мамаев[†], Б.Д. Оскотский, Ю.П. Яшин

Санкт-Петербургский государственный технический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 19 апреля 1999 г. Принята к печати 26 апреля 1999 г.)

Экспериментально исследована оптическая ориентация спинов электронов в сильно легированных полупроводниковых напряженных пленках GaAs и GaAsP с валентной зоной, расщепленной вследствие одноосной деформации. Показано, что экспериментальные спектры поляризованной люминесценции и поляризованной фотоэмиссии хорошо описываются в модели, учитывающей размытие краев зон флуктуационным потенциалом, создаваемым примесями, вырождение носителей при понижении температуры и непрямые оптические переходы с участием фононов. Установлено, что доминирующим механизмом спиновой релаксации электронов в напряженных пленках является механизм Бира–Аронова–Пикуса. Определены параметры флуктуационного потенциала и параметры, определяющие спиновую релаксацию носителей.

Введение

Влияние сильного легирования наблюдается в полупроводниках как в кинетических явлениях, ввиду резкого уменьшения вклада в подвижность носителей, находящихся ниже порога подвижности, так и в спектрах оптического поглощения и люминесценции, вследствие 1) сужения запрещенной зоны, 2) размытия краев зон и 3) изменения оптических матричных элементов перехода [1].

В оптических спектрах перечисленные эффекты легирования оказываются трудно отделимыми, что приводит к неоднозначности в интерпретации экспериментальных результатов (см. дискуссии о величине сужения запрещенной зоны [2,3] и механизма краевого поглощения [4,5]). В p -легированных материалах дополнительные трудности в интерпретации и анализе спектров связаны со сложной структурой валентной зоны и акцепторных состояний [6].

Новые возможности для исследования эффектов легирования возникают в напряженных слоях с расщепленной валентной зоной [7] при изучении оптической ориентации носителей. Интерес к этим исследованиям связан с использованием напряженных p -легированных структур для создания лазеров и эмиттеров поляризованных по спину электронов [8].

В соответствии с симметрией состояний валентной зоны, при оптическом возбуждении электронов из подзоны тяжелых дырок циркулярно поляризованным светом (отрицательной спиральности) вблизи края поглощения степень поляризации возбужденных электронов $P_{c,ex}$ оказывается близкой к $P_{c,ex} = 1$ (т.е. среднее значение проекции электронного спина на направление внеш-

ней нормали к поверхности пленки, противоположное направлению момента возбуждающего фотона, равно $S_z = 1/2$). При возбуждении из подзоны легких дырок создаются электроны с противоположным направлением спина.

При достаточно большой концентрации дырок краевое поглощение из подзоны тяжелых дырок сдвинуто вследствие эффекта Мосса–Бурштейна, так что вблизи края становятся существенными переходы из отщепленной подзоны легких дырок.

Смена доминирующего механизма поглощения при легировании сопровождается резким изменением среднего спина возбужденных электронов, что проявляется в резких изменениях поляризации в спектрах возбуждения поляризованной люминесценции и в спектрах эмиссии поляризованных электронов. Этот эффект, предсказанный в работе [7], наблюдался в спектрах поляризованной люминесценции напряженных слоев [9,10] и квантовых ям [11].

Зависимость электронной поляризации от энергии возбуждения в напряженных слоях, ввиду ее резкого изменения, весьма чувствительна к особенностям краевого поглощения, связанным с положением уровня Ферми, флуктуационным размытием края поглощения и эффектам кулоновского взаимодействия. Поэтому исследование спектров поляризации может быть использовано для получения информации об этих эффектах.

В настоящей работе исследованы проявления эффектов p -легирования в спектрах поляризованной низкотемпературной люминесценции и поляризованной эмиссии электронов в вакуум. Сравнение экспериментальных спектров с расчетными позволяет оценить параметры структур, параметры флуктуационного потенциала и выяснить механизмы спиновой релаксации электронов.

[†] Факс: +7(812) 552 67 06
E-mail: mamaev@spes.stu.neva.ru

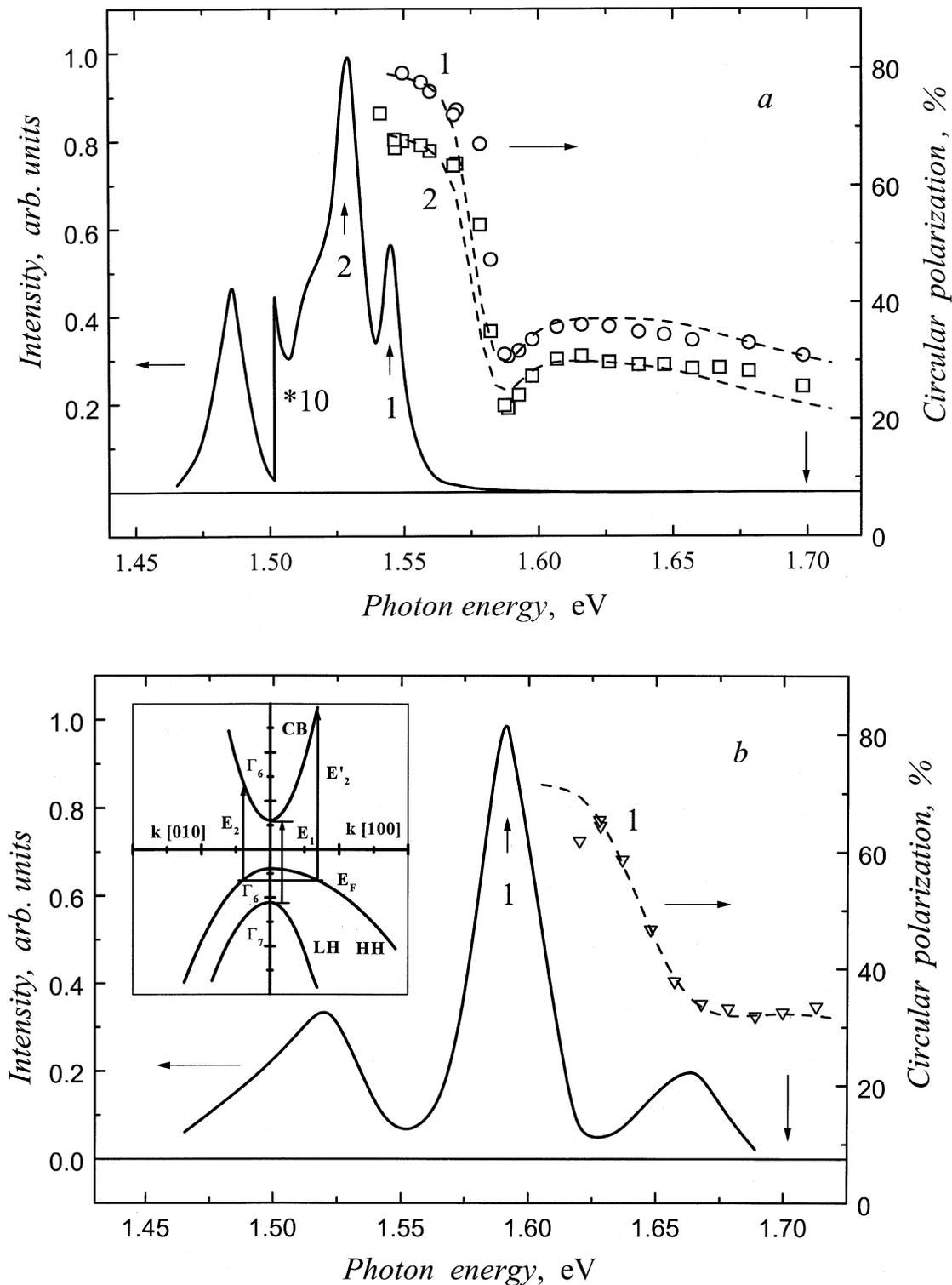


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции (сплошные линии, стрелкой показана энергия возбуждения) и зависимости поляризации люминесценции от энергии возбуждения (показаны точками для линий излучения, отмеченных стрелками): для структуры GaAs/GaAsP (a) и структуры GaAs_{0.95}P_{0.05}/GaAs_{0.78}P_{0.32} (b), $T = 4.2$ K; штриховые линии — результат расчета спектров поляризации с параметрами образцов, приведенными в таблице. На вставке показана схема зонной структуры (100) GaAs-пленки, сжатой в плоскости (100). Вертикальными линиями показаны пороги прямых оптических переходов из расщепленных состояний легких дырок (E_1) и тяжелых дырок (E_2, E'_2) валентной зоны в состояния зоны проводимости; E_F — уровень Ферми.

Методика измерений и экспериментальные результаты

Исследовались напряженные слои GaAs и GaAs_{1-x}P_x толщиной $d = 0.12 \div 0.15$ мкм, выращенные на буферных слоях GaAs_{1-y}P_y методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD) с $x = 0 \div 0.05$, $y = 0.28 \div 0.32$. Для получения однородно напряженных слоев на (100) GaAs-подложках выращивали переходной слой GaAs_{1-y}P_y с плавно растущей концентрацией фосфора (для согласования постоянных решетки подложки и буферного слоя) и последовательность слоев GaAs_{0.55}P_{0.45}-GaAs_{0.85}P_{0.15} [12]; буферный слой и напряженная пленка были p -легированы примесью Mg, $N_a = (0.8 \div 3) \cdot 10^{18}$ см⁻³. На поверхность пленок для защиты от адсорбции примесей и окисления осаждалась пленка As. Изучались спектры поляризованной люминесценции и спектры возбуждения люминесценции при гелиевой температуре. Кроме того, при комнатной температуре измерялись спектральные зависимости квантового выхода и поляризации электронов, эмиттированных в вакуум. Для наблюдения фотоэмиссии атомно-чистая (после прогрева в вакууме при $T = 600^\circ\text{C}$) поверхность напряженного слоя активировалась осаждением Cs(O) до получения отрицательного электронного сродства.

Спектр низкотемпературной ($T = 4$ К) люминесценции напряженного слоя GaAs/GaAs_{0.72}P_{0.28} (образец типа 1) при энергии возбуждения 1.7 эВ приведен на рис. 1, *a*. Там же (точками) показана поляризация люминесценции в максимумах двух линий излучения (соответствующих краевому излучению и излучению при рекомбинации на мелком акцепторном уровне) в зависимости от энергии возбуждения. Наблюдаемая дополнительная линия, сдвинутая в длинноволновую область, может быть отнесена к люминесценции из приповерхностной области объемного заряда. Весьма малая (при данном уровне легирования и деформации слоев) ширина линий люминесценции свидетельствует о высоком совершенстве структуры напряженного слоя. Резкий спад поляризации связан с порогом возбуждения из отщепленной зоны легких дырок. Некоторый провал в этой зависимости,

Параметры напряженных легированных слоев GaAs и GaAsP, восстановленные по спектрам люминесценции и эмиссии поляризованных электронов

Образцы	1		2		SLAC-1	
	4	293	4	293	12 [9]	293 [10]
E_g , эВ	1.54	1.46	1.62	1.505	1.585	1.455
Δ_{def} , мэВ	43	43	40	40	50	50
γ_{lh} , мэВ	5	18	13	20	16	26
γ_{hh} , мэВ	7	19	16	21	18	28
S_0 , 10^5 см/с	2	100	5	100	1	10
τ_s , пс	200	23	143	27	100	80
B_N	—	0.05	—	0.2	—	0.15
N_a , 10^{18} см ⁻³	1.7	2.3	3	4	4	5.6

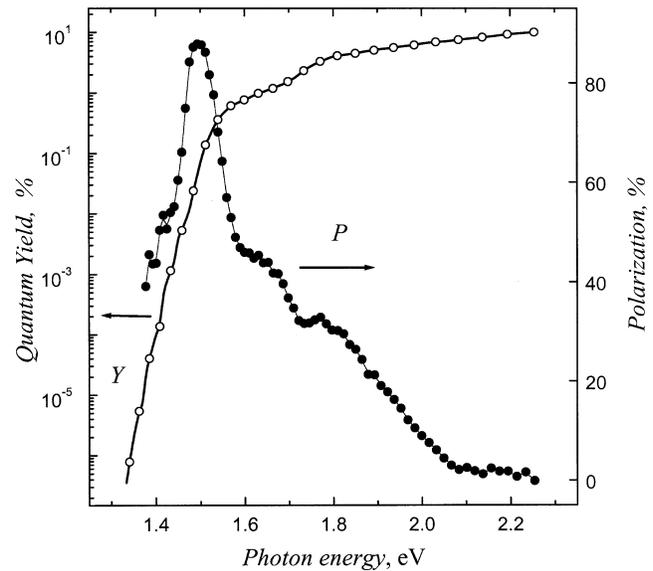


Рис. 2. Спектральная зависимость квантового выхода $Y(\hbar\omega)$ и поляризации эмиттированных электронов $P_{\text{emi}}(\hbar\omega)$ в p -легированной структуре с напряженным слоем GaAs_{0.95}P_{0.05}/GaAs_{0.78}P_{0.32}, $T = 300$ К.

ввиду его относительно большой ширины, не может быть объяснен экситонным эффектом, а связан с эффектом Мосса–Бурштейна и частичным подавлением возбуждения из подзоны тяжелых дырок.

Интервал энергии между линией излучения при 1.545 эВ и положением провала в поляризации позволяет оценить величину деформационного расщепления валентной зоны $\Delta_{\text{def}} \approx 40$ мэВ. Эта оценка расщепления совпадает с полученной при сравнении как спектров поляризации люминесценции, так и спектров поляризации эмиттированных фотоэлектронов с расчетом, приведенным далее.

При более высокой степени легирования может наблюдаться поляризация излучения, близкая к нулю, и даже смена знака поляризации [9,11]. Отметим, что форма спектров поляризации вполне подобна для обеих линий, а наблюдаемое большее (на $\approx 10\%$) значение поляризации краевой люминесценции в области возбуждения из подзоны тяжелых дырок свидетельствует о несколько большей скорости межзонной рекомбинации по сравнению с рекомбинацией на акцептоне центре. Эта интерпретация согласуется с величиной разности ($\approx 5\%$) поляризации в области возбуждения над порогом поглощения из подзоны легких дырок ввиду меньшей (близкой к 50%) поляризации электронов при возбуждении в этой области энергий.

На рис. 1, *b* приведены (для сравнения) спектры люминесценции и поляризации люминесценции пленки GaAs_{1-x}P_x/GaAs_{1-y}P_y с ($x = 5\%$, $y = 32\%$) (образец типа 2). Сдвиг спектра (на ≈ 50 мэВ) в область больших энергий определяется содержанием фосфора в пленке и соответствует наблюдаемому сдвигу спектров эмиссии

поляризованных электронов. Отметим размытие линий люминесценции, меньшую поляризацию в максимуме линии люминесценции и отсутствие провала в спектре возбуждения, связанные с большей неоднородностью структуры.

На рис. 2 показаны спектральные зависимости квантового выхода и поляризации эмиттированных электронов для образца 2. Максимальное значение поляризации ($P_{\text{emi}} = 86\%$) воспроизводилось на ряде образцов и после повторных циклов активации поверхности, включающих длительный (часовой) прогрев при 600°C . Энергия возбуждения, соответствующая максимальной поляризации эмиттированных электронов, $\hbar\omega_{\text{max}} = 1.505\text{ эВ}$. Квантовый выход фотоэмиссии при энергии возбуждения $\hbar\omega_{\text{max}}$ чувствителен к деталям процесса активировки поверхности и качеству вакуума и изменялся при переактивировке, достигая в оптимальных условиях величины $Y_{\text{max}} = 0.1\%$. Наблюдаемая высокая величина поляризации электронов свидетельствует о сохранении в пленке однородного сильно деформированного состояния, а достаточно высокая величина Y_{max} — о получении отрицательного электронного сродства и образовании активирующего слоя Cs(O) высокого качества.

Спектральные зависимости поляризованной люминесценции и фотоэмиссии

В изучаемых напряженных сильно легированных пленках время релаксации оптически возбужденных электронов по энергии составляет доли пикосекунды [13], что существенно меньше среднего времени транспорта носителей к поверхности и времени спиновой релаксации. Поэтому спектры возбуждения люминесценции и эмиссии отражают в основном поляризацию электронов в зоне проводимости $P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega)$ в момент возбуждения, которая в свою очередь определяется через среднюю концентрацию электронов $\langle n_{\uparrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle$ и $\langle n_{\downarrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle$, возбужденных в два спиновых состояния зоны проводимости:

$$P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega) = \frac{\langle n_{\uparrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle - \langle n_{\downarrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle}{\langle n_{\uparrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle + \langle n_{\downarrow}(\mathbf{r}, \hbar\omega) \rangle}. \quad (1)$$

Наблюдаемая краевая люминесценция происходит с переходом в отщепленную зону тяжелых дырок, а степень круговой поляризации излучения P_{lum} (в геометрии Фарадея) пропорциональна средней величине степени ориентации электронов в рабочем слое. Эмиссия электронов в вакуум происходит из области объемного заряда у поверхности. Поэтому поляризация вышедших в вакуум электронов P_{emi} определяется степенью ориентации электронов, пришедших к поверхности. Величины P_{lum} , P_{emi} пропорциональны поляризации электронов при воз-

буждении,

$$P_{\text{lum}}(\hbar\omega) = B_l P_r R_1 R_T R_{c,\text{ex}}(\hbar\omega),$$

$$P_{\text{emi}}(\hbar\omega) = B_s R_2 R_T P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega), \quad (2)$$

причем коэффициент B_l определяется степенью деполаризации излучения при выходе из образца, коэффициент B_s определяет потери электронной поляризации при релаксации электронов в области объемного заряда и их выходе в вакуум, множитель R_T описывает спиновую релаксацию носителей в процессе термализации, а множители R_1 и R_2 — спиновую релаксацию термализованных электронов в рабочей области. Существенно, что коэффициенты B_l и B_s , а также множители R_1 и R_2 не зависят от энергии возбуждения. Зависимость функции наблюдения люминесценции P_r от энергии квантов излучения совпадает с зависимостью $P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega)$ от энергии возбуждения [14]. Вблизи края межзонных переходов в напряженном слое обе величины близки к единице.

Величины n_{\uparrow} и n_{\downarrow} в формуле (1) пропорциональны сумме вероятностей оптических переходов $W_{J,\mu}^m$ с возбуждением электронов в состояния $m = \uparrow, \downarrow$ зоны проводимости из разных состояний J, μ с полным моментом $J = 3/2 \hbar, l\hbar$ — подзон валентной зоны.

Результирующая электронная поляризация $P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega)$ определяется относительным вкладом переходов из подзон легких и тяжелых дырок. Для нелегированного полупроводника подробности расчета спектральной зависимости $P_{c,\text{ex}}(\hbar\omega)$ при прямых оптических переходах из расщепленной валентной зоны в зону проводимости приведены в работе [15]. Особенности в спектрах поляризации, обусловленные сильным легированием (p -типа), обсуждались в работе [7].

Стационарные значения величин n_{\uparrow} и n_{\downarrow} должны вычисляться с учетом многоступенчатости кинетики спиновой релаксации, рекомбинации и ухода электронов из рабочего слоя к границам ($x = 0, d$). Уменьшение поляризации вследствие спиновой релаксации в процессе термализации электронов описывается зависимостью множителя R_T от энергии возбужденных электронов [14]

$$R_T = \exp(-\Phi), \quad \Phi = \int_{3kT/2}^E \frac{d\epsilon}{\epsilon} \frac{\tau_{\epsilon}}{\tau_s(\epsilon)}. \quad (3)$$

Здесь E — энергия возбужденных электронов, τ_{ϵ} — время релаксации по энергии, $\tau_s(\epsilon)$ — время спиновой релаксации. При доминирующем механизме релаксации энергии за счет испускания оптических фононов и механизме спиновой релаксации Бира–Аронова–Пикуса (БАП) [16] величина Φ принимает вид

$$\Phi = \frac{\tau_{\text{ph}}}{\tau_{s,0}} \frac{E^{3/2} - (3kT/2)^{3/2}}{\hbar\Omega\sqrt{E_b}}, \quad (4)$$

где τ_{ph} — время испускания электроном оптического фонона с энергией $\hbar\Omega$, E_b — энергия связи акцептора. Величина $1/\tau_{s,0}$ пропорциональна концентрации акцепторов

и может быть выражена через константу спин-спинового обменного взаимодействия [16]. Ввиду сложного изменения $1/\tau_{s,0}$ в сильно легированном напряженном слое эта величина считалась параметром расчетов.

Стационарные значения n_{\uparrow} и n_{\downarrow} могут быть найдены решением уравнений диффузии [17] с учетом спиновой релаксации термализованных электронов, диффузии электронов к поверхности и их захвата в область объемного заряда и на гетерограницу. Для тонкого рабочего слоя толщиной $d \ll L$, $1/\alpha$ (где L — диффузионная длина, α — коэффициент оптического поглощения) это дает

$$R_{1,2} = \frac{\tau_s^*}{\tau_s^* + \tau_{1,2}}, \quad (5)$$

где τ_s^* — время спиновой релаксации термализованных электронов в рабочем слое; величины

$$\tau_{1,2} = [d/(S_{1,2} + S_h) + d^2/D]$$

определяют время ухода электрона из рабочего слоя, $S_{1,2}$ — скорость поверхностной рекомбинации в неактивированном и активированном образце соответственно, S_h — скорость рекомбинации на гетерогранице с буферным слоем, D — коэффициент диффузии. Скорость поверхностной рекомбинации в активированных образцах, как правило, выше, чем в неактивированных, используемых для изучения люминесценции, так что $\tau_1 \geq \tau_2$.

Квантовый выход фотоэмиссии $Y(\hbar\omega)$ определяется через суммарную концентрацию электронов n_{\uparrow} и n_{\downarrow} , возбужденных в два спиновых состояния зоны проводимости, пропорциональную суммарному коэффициенту поглощения α . Соответственно, для тонкой пленки имеем [17]

$$Y = B_n(1 - R)\alpha d \frac{S_2}{S_2 + S_h} \frac{\tau}{\tau + \tau_2}, \quad (6)$$

где R — коэффициент отражения света на частоте возбуждения, τ — время жизни, а коэффициент B_n равен отношению потока электронов, эмиттированных в вакуум к потоку электронов, приходящему к поверхности.

Размытие краев зон за счет хвостов плотности состояний приводит к изменению спектральной зависимости коэффициента поглощения и средней поляризации электронов в момент возбуждения. Оно может быть учтено усреднением величин n_{\uparrow} и n_{\downarrow} по флуктуациям случайного потенциала электронов и дырок. Результаты расчета зависят от механизма возникновения хвостов плотности состояний зон. С экспериментом сравнивались результаты расчетов для ряда моделей хвостов зон.

В сильно p -легированных структурах возникает крупномасштабный потенциал, связанный с локальными флуктуациями концентрации ионизованных акцепторов, который приводит к параллельному случайному смещению краев обеих зон. Этот потенциал может быть учтен усреднением вероятности возбуждения по распределению флуктуаций уровня Ферми дырок [1]. Другой

вид размытия края межзонного поглощения возникает при наличии в образце случайного потенциального поля, приводящего к флуктуациям ширины запрещенной зоны. Такого рода потенциал возникает в сильно легированных p -полупроводниках с малым отношением масс электронов и дырок вследствие малой величины и емкости электронных хвостов. При этом флуктуации ширины запрещенной зоны определяются хвостами в валентной зоне.

В области, близкой к порогу поглощения, когда начальные и конечные электронные состояния являются сравнительно крупномасштабными, флуктуации потенциала можно учесть в квазиклассическом приближении, усредняя вероятности переходов по гауссовскому распределению флуктуаций ширины запрещенной зоны, так что

$$\langle W_i^\alpha \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} W_i^\alpha(E_g + V) f(V) dV, \quad (7)$$

$$f(V) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\gamma} \exp\left(-\frac{V^2}{2\gamma_i^2}\right), \quad (8)$$

где γ_i — параметры хвостов зон тяжелых ($i = hh$) и легких ($i = lh$) дырок. Сравнение результатов расчетов с экспериментом свидетельствует в пользу именно такого варианта модели хвостов. Остальные типы обычно рассматриваемых моделей флуктуационного потенциала приводят к результатам, хуже согласующимся с экспериментом.

Обсуждение результатов, параметры флуктуационного потенциала

Полученные экспериментально спектральные зависимости были использованы для определения параметров фотоэмиттерных структур. Результаты расчетов спектров поляризации люминесценции для двух исследованных образцов показаны (штриховыми линиями) на рис. 1, *a* и *b*. Основные параметры образцов, дающие наилучшее согласие с экспериментом, приведены в таблице. Формула (4) позволяет описать уменьшение поляризации линии люминесценции с ростом энергии возбуждения в области высоких энергий возбуждения при обычных значениях входящих в нее параметров: $\tau_{ph} = 0.15$ пс, $\hbar\Omega = 36.9$ мэВ, $E_b = 17$ мэВ и $\tau_{s,0} = 60$ пс. Таким образом, в напряженных пленках при низких температурах и высокой концентрации акцепторов преобладает механизм БАП, обусловленный обменным взаимодействием электронов и дырок.

Вторая расчетная кривая, представленная на рис. 1, *a* и соответствующая рекомбинации через акцепторные состояния, получена с использованием большего значения времени жизни τ^* ($\tau/\tau^* = 0.6$) и теми же остальными параметрами образца.

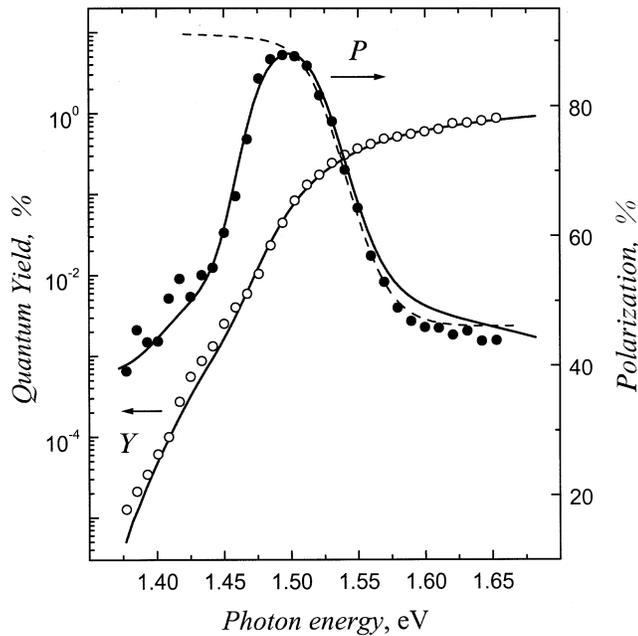


Рис. 3. Спектральная зависимость квантового выхода Y и поляризации эмиттированных электронов P_{emi} в структуре $\text{GaAs}_{0.95}\text{P}_{0.05}/\text{GaAs}_{0.78}\text{P}_{0.32}$ с напряженным слоем, вблизи края поглощения (точки), $T = 300$ К. Сплошные кривые — расчет с параметрами, приведенными в таблице. Штриховая линия — расчет поляризации без учета вклада непрямых переходов.

Результаты сравнения экспериментальных и рассчитанных спектральных зависимостей квантового выхода фотоэмиссии и поляризации эмиттированных электронов ($T = 300$ К) в области поглощения рабочего слоя показаны на рис. 3 для образца 2. Параметры образцов, определенные из сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей, приведены в таблице; значения остальных параметров (в частности, $L = 10^{-4}$ см, $D = 50$ см²/с, $S_1 = 10^5$ см/с) выбирались в соответствии с их характерными значениями для фотокатодных структур [9].

Спиновая релаксация при термализации носителей оказывается существенной и при комнатной температуре, приводя к уменьшению поляризации с ростом энергии возбуждения. Альтернативный механизм потери поляризации (который мог бы быть выделен в экспериментах с регистрацией поляризации горячих электронов и поляризованной эмиссии с разрешением по энергии) состоит в возбуждении электронов с противоположной ориентацией спинов из флуктуационных состояний хвостов растянутого переходного слоя на задней границе рабочей пленки.

По сравнению с низкотемпературными значениями параметров, восстановленными из спектров люминесценции, заметно увеличена величина размытия запрещенной зоны.

Спектры эмиссии дают возможность определить поляризацию электронов, возбужденных излучением с энергией, меньшей средней величины E_g . Наблюдаемый

резкий спад поляризации может быть обусловлен как увеличением времени выхода электронов, возбуждаемых в хвосты зоны проводимости, из рабочего слоя к поверхности (т.е. уменьшением величины R_2), так и меньшей поляризацией электронов в момент рождения. Расчеты и сравнение с экспериментом показывают, что величина электронных хвостов плотности состояний мала, что свидетельствует в пользу последнего механизма спада поляризации.

Поляризация электронов при возбуждении вблизи и ниже края межзонного поглощения определяется не только прямыми межзонными переходами, но и переходами с поглощением оптических фононов, с виртуальным переходом дырки в промежуточное состояние как зоны тяжелых дырок, так и отщепленной зоны легких дырок. Такие переходы приводят к заселению обоих состояний зоны проводимости и существенному уменьшению поляризации электронов в момент рождения. Кроме того, эти переходы меняют спектр поглощения в легированной пленке (и, таким образом, частотную зависимость квантового выхода фотоэмиссии) в области хвостов.

Результаты расчета поляризации эмиссии и квантового выхода для образцов типа 2 с учетом непрямых переходов с участием оптических фононов показаны на рис. 3.

Отметим, что для получения близкого поведения экспериментальных и рассчитанных зависимостей необходимо учитывать сужение запрещенной зоны при легировании, составляющее для образца 1 примерно 0.03 эВ при низких температурах и ≈ 0.01 эВ при комнатной температуре.

Форма спектров эмиссии при $\hbar\omega \leq E_g$ чувствительна к поведению коэффициента поглощения в этой области, т.е. к виду хвостов плотности состояний. Расчет с использованием урбаховских хвостов, хвостов модели Гальперина и Лэкса и модели, в которой размытие края поглощения связано с локальными флуктуациями уровня Ферми дырок [1], заметно хуже согласуется с экспериментом. Различие параметров, характеризующих образцы при двух температурах измерения, находится в разумном соответствии с ожидаемым их изменением с температурой.

Согласно результатам расчета, эмиссия электронов в вакуум из области объемного заряда сопровождается минимальными потерями поляризации, не превышающими 2% ($B_s \geq 0.98$).

Аналогичные расчеты были выполнены нами для анализа данных по низкотемпературной люминесценции и поляризованной эмиссии, приведенных в работах [9,10]. Параметры фотокатодной структуры (SLAC-1), восстановленные из сравнения расчетных спектров экспериментальными данными [9,10], приведены в таблице. Определенные нами значения параметров соответствуют значительно большей концентрации акцепторов, чем в образцах 1 и 2 (что соответствует данным, приведенным в [9,10]) и близким значениям остальных параметров. Это свидетельствует о близком качестве образцов и достаточной надежности выбранной модели расчета.

Заключение

Исследование спектров поляризованной люминесценции и эмиссии поляризованных электронов в тонких напряженных сильно легированных пленках GaAs и GaAsP показало, что наблюдаемые особенности спектров хорошо описываются в рамках диффузионной модели.

Существенным механизмом уменьшения поляризации электронов при возбуждении в хвосты плотности состояний вблизи края поглощения является потеря поляризации в момент возбуждения, определяемая вкладом непрямых переходов с участием оптических фононов. С ростом энергии возбуждения наблюдается уменьшение поляризации, свидетельствующее о доминирующем вкладе механизма спиновой релаксации Бира–Аронова–Пикуса.

Сравнение расчетов с экспериментальными данными позволило определить деформационное расщепление валентной зоны, концентрацию носителей, параметры хвостов зон и параметры, определяющие спиновую релаксацию носителей.

Работа поддержана Российской государственной программой "Поверхностные атомные структуры" (грант 2.6.99), а также Российским грантом "Наноструктуры" (грант 97-1091).

Авторы благодарны Е.П. Герману за помощь в проведении расчетов и Д.А. Винокурову за изготовление образцов.

Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [2] Д.Н. Бычковский, О.В. Константинов, Б.В. Царенков. ФТП **24**, 1848 (1990); О.В. Константинов, О.И. Оболенский, Б.В. Царенков. ФТП **31**, 571 (1997).
- [3] S.C. Jain, D.J. Roulson. Sol. St. Electron., **28**, 11 (1985).
- [4] A.A. Klochichin. Phys. Rev. B, **52**, 10 979 (1995).
- [5] H.S. Bennet, J.R. Lowney. Appl. Phys., **62**, 521 (1987).
- [6] A. Baldereschi, N.O. Lipari. Phys. Rev. B, **8**, 2697 (1973); Phys. Rev. B, **9**, 1525 (1974).
- [7] A.V. Subashiev, E.P. German. Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia 1997) p. 130; Е.П. Герман, А.В. Субашиев. Письма ЖЭТФ, **65**, 867 (1997).
- [8] A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev, Yu.P. Yashin, J.C. Clendenin. Phys. Low-Dim. Struct., **1/2**, 1 (1999).
- [9] R. Mair. *A Polarized Photoemission Study of Strained-layer GaAs Photocathodes*, SLAC–Reprint-448 (1996).
- [10] T. Maruyama, E.L. Garwin, R. Prepost, G.H. Zapalac. Phys. Rev. B, **46**, 4261 (1992).
- [11] S. Wongmanerod, P.O. Holtz, K. Reginski, B. Sernelius, B. Monemar, M. Bugajski, O. Mauritz, M. Godlewski. Proc. 24th Int. Conf. on Physics of Semiconductors, Tel-Aviv, 1998 (World Scientific, 1998).
- [12] Yu.A. Mamaev, Yu.P. Yashin, A.V. Subashiev, M.S. Galaktionov, B.S. Yavich, O.V. Kovalenkov, D.A. Vinokurov, N.N. Faileev. Phys. Low-Dim. Struct., **7**, 27 (1994).

- [13] D.N. Mirlin, V.I. Perel'. Hot-electron hotoluminescence under CW pumping. In: *Spectroscopy of nonequilibrium electrons and photons*, ed. by C.V. Shank and B.P. Zakharchenya (North-Holland, 1992) p. 269.
- [14] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ЖЭТФ, **60**, 1954 (1971).
- [15] Г.Л. Бир, Е.Л. Ивченко. ФТП, **9**, 1300 (1975).
- [16] Г.Л. Бир, А.Г. Аронов, Г.Е. Пикус, ЖЭТФ, **60**, 1382 (1975).
- [17] B.D. Oskotskij, A.V. Subashiev, Yu.A. Mamaev. Phys. Low-Dim. Struct., **1/2**, 77 (1997).

Редактор В.В. Чалдышев

Effects of high p -doping in spectra of polarized electron emission and low-temperature luminescence of strained GaAs/GaAsP layers

A.V. Subashiev, V.K. Kalevich*, Yu.A. Mamaev, B.D. Oskotskij, Yu.P. Yashin

State Technical University,
195251 St. Petersburg, Russia
* A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Optical electron spin orientation in highly-doped strained GaAs/GaAsP layers with deformation-split valence band is studied experimentally. The observed spectra of excitation of the polarized luminescence and polarized electron emission are shown to fit well a model allowing for the band tailing via impurity fluctuation potential, the hole degeneracy at low temperatures, and non-direct electron-phonon optical transitions. We have found that Bir–Aronov–Pikus mechanism of spin relaxation dominates in the strained-layer structures. The parameters of the fluctuation potential and of the spin-relaxation rate are determined.