

Фильтрация электронов по спину в поле объемного заряда в GaAs/AlGaAs

© Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, М.В. Лазарев, М.Н. Ткачук

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

E-mail: dzhioev@orient.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 3 ноября 2004 г.)

Обнаружено, что при оптической ориентации электронов в GaAs поляризованное по кругу рекомбинационное излучение в направлениях вдоль и против распространения света накачки имеет противоположные знаки поляризации. Возбуждение осуществлялось фотонами с энергией $E_{hv} \approx E_g + \Delta$ через „прозрачное окно“ — слой AlGaAs. Разный знак круговой поляризации и сложная зависимость ее степени от длины волны люминесценции объясняется влиянием поля объемного заряда, связанного с наличием обедненного слоя у гетерограницы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и CRDF, а также программ ОФН и президиума РАН.

1. Изучение спинового транспорта представляет значительный интерес для спиновой электроники — спинтроники [1]. Оно ведется почти с начала исследований оптической ориентации в полупроводниках. Влияние диффузионного перемещения спина электронов на форму кривой магнитной деполяризации исследовано теоретически в работе [2] и экспериментально наблюдалось в [3]. В [4] изучались дрейф оптически ориентированных носителей и его проявление в поляризации рекомбинационного излучения в варизонных структурах.

Значительная часть современных исследований посвящена пространственному разделению носителей заряда с противоположно направленными спинами. В большинстве предложенных для спиновой фильтрации устройств используются магнитные материалы [5] или магнитное поле, которое снимает вырождение носителей заряда по спину, чтобы впоследствии можно было пропускать их преимущественно в одном спиновом состоянии, создав барьер для носителей с другим спином. Для эффективной работы такой системы требуется низкая, гелиевая температура [6].

Еще в 80-х годах были выполнены эксперименты [7], в которых в немагнитном полупроводниковом кристалле арсенида галлия при 77 К фактически осуществлялась фильтрация спина в результате асимметричного рассеяния электронов относительно плоскости, содержащей спин и начальный момент. Эффект был предсказан в [8].

В настоящей работе обнаружено, что при температуре 77 К в GaAlAs/GaAs происходит пространственное разделение (фильтрация) электронов по спину в поле объемного заряда вблизи гетерограницы, если электроны в GaAs возбуждают циркулярно поляризованным светом одновременно из обеих валентных подзон. Именно этим удалось объяснить парадоксальный на первый взгляд факт, что в таком эксперименте круговая поляризация рекомбинационного излучения „на просвет“, т.е. по направлению распространения луча, имеет положительный, а „на отражение“, т.е. против

направления распространения возбуждающего луча, — отрицательный знак.¹

Далее приведены результаты измерений в геометриях „на просвет“ и „на отражение“ и показано, что при определенных условиях знаки круговой поляризации люминесценции, распространяющейся вдоль и против возбуждающего луча, противоположны. Это объясняется различием переноса электронов, генерируемых горячими, и электронов, рожденных почти термализованными у дна зоны проводимости. В последней части статьи сложная зависимость степени поляризации от длины волны люминесценции объясняется наличием области обедненного слоя в GaAs у гетерограницы.

2. Образец представлял собой плоскопараллельную пластинку толщиной 0.4 mm из выращенного методом Чохральского арсенида галлия. Легирование в нем проведено методом диффузии цинка [10] с обеих сторон. Была определена приповерхностная концентрация легирующей примеси ($Zn : 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). После этого на одной из поверхностей методом жидкофазной эпитаксии был выращен слой твердого раствора $Al_x Ga_{1-x} As$ ($x \approx 0.5$). Этот слой практически прозрачен при возбуждении GaAs через интерфейс для квантов света с энергией $E_{hv} \leq 2.1 \text{ eV}$.

Возбуждение ФЛ осуществлялось светом круговой поляризации от решеточного монохроматора, криптонового лазера (линии $E_{hv} = 1.65, 1.92$ и 2.18 eV), а также линией 1.96 eV He-Ne лазера и перестраиваемым по длине волны титан-сапфировым лазером. Энергия фотонов E_{hv} менялась от 1.52 до 2.2 eV, т.е. до значений, превышающих $E_g + \Delta$ (Δ — величина спин-орбитального расщепления валентной зоны). Степень циркулярной поляризации люминесценции ρ измерялась анализатором круговой поляризации, состоящим из фотоупругого кварцевого модулятора и линейного поляризатора [11].

¹ Подобно авторам [9], будем считать знак циркулярной поляризации люминесценции положительным, если он совпадает со знаком поляризации возбуждающего света.

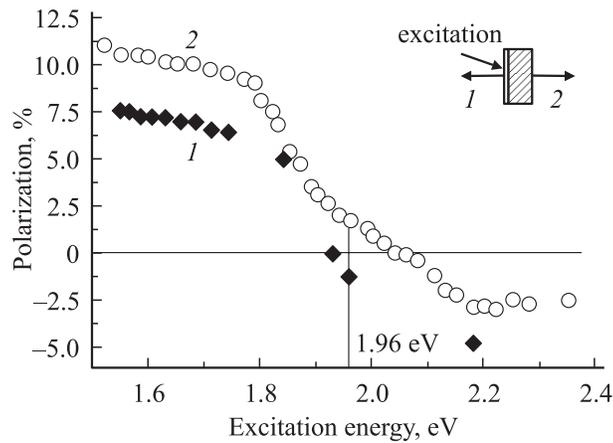


Рис. 1. Зависимости степени циркулярной поляризации фотолюминесценции от энергии квантов возбуждающего света при возбуждении со стороны гетероинтерфейса в геометриях: 1 — „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставку).

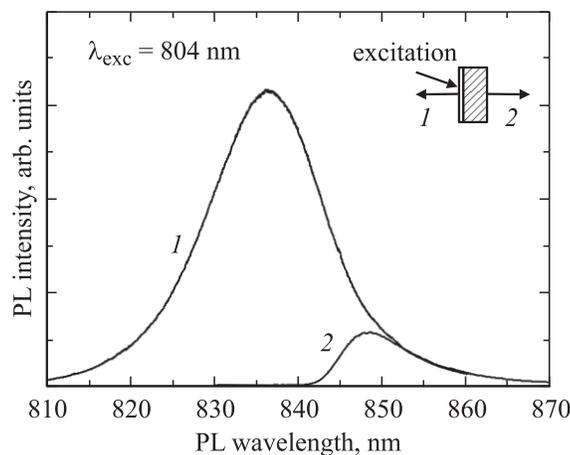


Рис. 2. Спектры интенсивности фотолюминесценции при возбуждении со стороны гетероинтерфейса в геометриях: 1 — „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставку).

Она для p -GaAs равна

$$\rho = 0.25 \frac{T_s}{\tau}$$

при квазирезонансном возбуждении и однородном распределении среднего спина в области, где происходит рекомбинация неравновесных электронов. Здесь τ — время жизни неравновесных электронов, а T_s — время жизни спиновой ориентации, которое определяется как $T_s^{-1} = \tau^{-1} + \tau_s^{-1}$, где τ_s — время спиновой релаксации [12].

В настоящей работе проводится сравнение зависимостей степени циркулярной поляризации люминесценции ρ от энергии возбуждающего света E_{hv} , полученных в геометриях „на просвет“ и „на отражение“. На вставке к рис. 1 показана схема реализации геометрий измерения при оптической накачке носителей через слой AlGaAs.

Полоса люминесценции с максимумом 838 nm соответствует переходам из зоны проводимости на акцепторный уровень цинка [13]. В геометрии „на просвет“ рекомбинационное излучение частично поглощается, что приводит к смещению наблюдаемого максимума люминесценции в длинноволновую сторону. На рис. 2 приведены полосы люминесценции, измеренные в геометрии „на отражение“ (1) и „на просвет“ (2). Полоса 2 смещена по отношению к 1 в длинноволновую сторону на 12 nm.

Спектральная зависимость коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ для образцов p -GaAs, в которых концентрация акцепторов близка к величине, измеренной для легированных приповерхностных слоев данного кристалла, приведена в [14]. При $\lambda = 850$ nm значение α составляет около 400 cm^{-1} . Поскольку толщина исследуемого образца GaAs $d = 0.04$ cm, в геометрии „на просвет“ от рекомбинационного излучения практически ничего бы не осталось — одна десятиллионная часть — если бы легирующая примесь была распределена равномерно по объему кристалла.

По грубой оценке общая толщина легированного слоя арсенида галлия у обеих поверхностей не превышает 5 μm . Остальная часть кристалла внутри пластины осталась почти не легированной [10]. Она поглощает коротковолновую часть рекомбинационного излучения и практически прозрачна для него в длинноволновой области [15].

3. На рис. 1 представлены результаты измерений зависимости $\rho(E_{hv})$ при температуре жидкого азота в геометриях „на отражение“ (1) и на „на просвет“ (2). Зависимости $\rho(E_{hv})$ 1 и 2 имеют общие черты, но при этом есть и заметные отличия. Общим для кривых 1 и 2 является то, что при увеличении энергии, больших $E_{hv} = E_g + \Delta$, степень циркулярной поляризации ρ начинает резко уменьшаться, и при дальнейшем увеличении E_{hv} меняет знак. Как уменьшение ρ , так и смена знака поляризации с энергией возбуждающих фотонов известны давно; то и другое является следствием включения оптических переходов из спин-орбитально отщепленной валентной зоны [16].

Смена знака спиновой ориентации электронов при $E_{hv} > E_g + \Delta$ наблюдалась в [17]. Суть эффекта состоит в том, что в кристаллах без центра инверсии эффективность спиновой релаксации, связанной со спин-орбитальным взаимодействием в зоне проводимости, с увеличением энергии электронов резко возрастает [16]. Вследствие этого электроны, возбужденные фотонами с энергией $E_{hv} > E_g + \Delta$ из зоны Γ_8 (тяжелых и легких дырок), за время термализации могут почти полностью потерять спиновую ориентацию, а электроны из спин-орбитально отщепленной валентной зоны Γ_7 свою ориентацию, направленную противоположно, сохраняют. В результате знак ориентации оказывается инвертированным (отрицательным).

Отличаются кривые 1 и 2 тем, что во-первых, в области энергий $E_g < E_{hv} < E_g + \Delta$ в геометрии „на от-

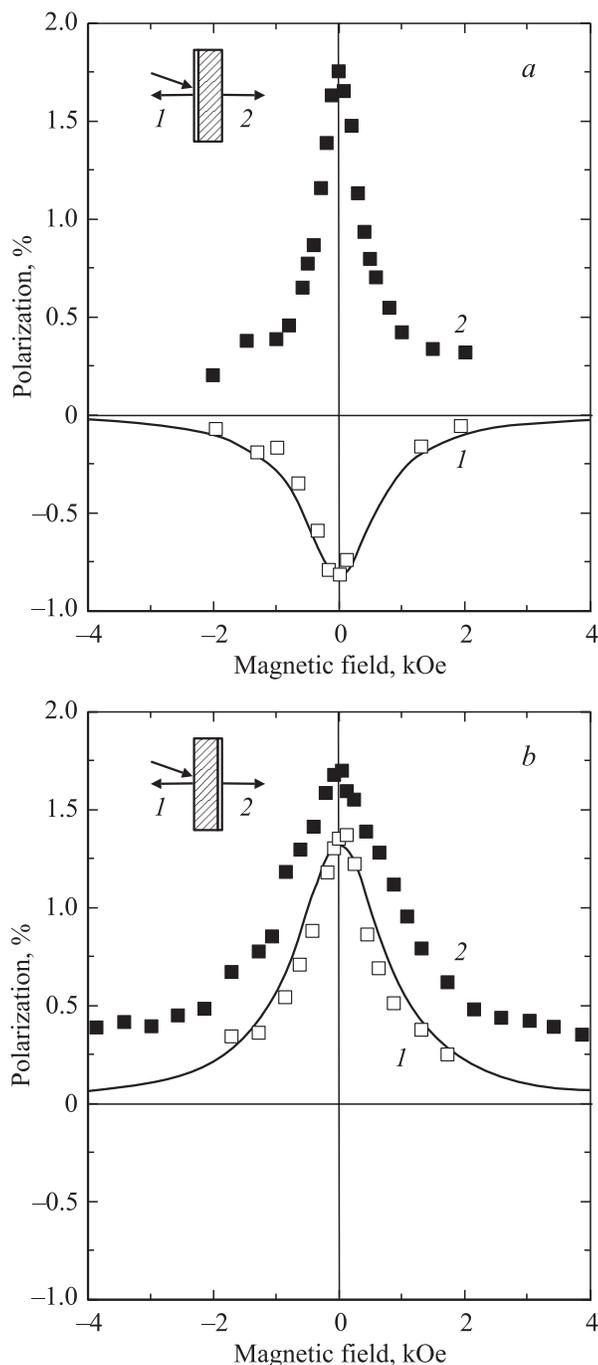


Рис. 3. Деполяризация фотолюминесценции в поперечном магнитном поле (эффект Ханле), измеренная при возбуждении: *a* — со стороны интерфейса; *b* — со стороны свободной поверхности. 1 соответствует геометрии „на отражение“, 2 — „на просвет“ (см. вставки).

ражение“ степень поляризации люминесценции меньше, чем в геометрии „на просвет“, а во-вторых, изменение знака круговой поляризации в геометрии „на просвет“ происходит при значении энергии $E_{hv} = 2.06$ eV, большем, чем в геометрии „на отражение“ ($E_{hv} = 1.92$ eV). Таким образом, в области $1.92 < E_{hv} < 2.06$ eV при

одном и том же значении энергии возбуждающего света (например, при $E_{hv} = 1.96$ eV) знаки круговой поляризации люминесценции, измеренные в этих двух геометриях эксперимента, противоположны.

То, что знаки поляризации действительно противоположные, показывают также и измерения зависимости степени поляризации люминесценции от поперечного магнитного поля при возбуждении He–Ne лазером ($E_{hv} = 1.96$ eV). На рис. 3, *a* приведены кривые деполяризации люминесценции в поперечном магнитном поле. Темными квадратами показаны экспериментальные результаты, полученные в геометрии „на просвет“. Кривая 1 описывает магнитную деполяризацию в геометрии „на отражение“. Она представляет собой лоренциан

$$\rho(H) = \frac{\rho(0)}{1 + \omega_L^2 T_s^2},$$

где ω_L — частота ларморовской прецессии спина в магнитном поле [12]. Как положительная, так и отрицательная круговая поляризация уменьшаются почти до нуля в достаточно сильном магнитном поле.

Аналогичные эксперименты выполнены в тех же двух геометриях с возбуждением противоположной, свободной от твердого раствора GaAlAs поверхности. В обоих случаях они дали положительный знак круговой поляризации; соответствующие кривые деполяризации в магнитном поле приведены на рис. 3, *b*. Со стороны свободной поверхности нет обедненного слоя и нет локализации термализованных электронов у поверхности. Приповерхностная концентрация цинка с этой стороны достаточно высока ($p \sim 3 \cdot 10^{18}$ cm⁻³). Зависимости $\rho(E_{hv})$ в сильнолегированных образцах были измерены ранее: в геометрии „на отражение“ в [18], а в геометрии „на просвет“ (на исследуемом образце, при возбуждении свободной поверхности) в [19]. Было установлено, что частые рассеяния электронов приводят к динамическому усреднению влияния эффективных полей спин-орбитального взаимодействия. По этой причине спиновая релаксация Дзяконова–Переля (ДП) замедляется, и при $E_{hv} = 1.96$ eV в обеих геометриях $\rho > 0$. Таким образом, в трех случаях из четырех при $E_{hv} = 1.96$ eV круговая поляризация положительна, и только в одном случае, в геометрии „на отражение“ с возбуждением через слой AlGaAs, она имеет отрицательное значение и с увеличением поля стремится к нулю.

4. Приведенные экспериментальные результаты можно объяснить тем, что в геометрии измерения „на отражение“ и в геометрии „на просвет“ регистрируется рекомбинация из разных областей кристалла. В геометрии „на отражение“ излучение идет в основном из „кармана“, образованного у интерфейса обедненным равновесными дырками слоем, а в геометрии „на просвет“ — из глубины за этим слоем, доступной электронам с большей начальной энергией.

В работе [20] по исследованию спектра фотоотражения было показано, что, если имеется обедненный равновесными носителями (в частности, дырками) слой

у поверхности арсенида галлия, легированного акцепторной примесью, образуется энергетический барьер для электронов, который по оценке составляет около 0.3 eV. Похоже, что ситуация вблизи интерфейса здесь аналогичная. Оценки, проведенные в [14], показали, что уровень легирования арсенида галлия в области интерфейса составляет приблизительно 10^{16} cm^{-3} . Глубже должен быть легированный слой с убывающей по мере удаления от интерфейса концентрацией акцепторов [10]. Таким образом, вблизи поверхности имеется потенциальная яма, вследствие чего электроны с энергией, не превышающей высоту барьера, оказываются запертыми у поверхности интерфейса. Меньшее значение поляризации в области энергий $E_g < E_{hv} < E_g + \Delta$ в геометрии „на отражение“ (рис. 1) тоже указывает на наличие поля объемного заряда, растаскивающего электроны и дырки в разные стороны. Вероятность рекомбинации уменьшается, и тем самым увеличивается время жизни неравновесных носителей.

С увеличением энергии возбуждения, когда в зоне проводимости появляются электроны с начальной энергией, большей высоты барьера, значительная их часть преодолевает барьер. Рекомбинация с участием этих электронов вносит основной вклад в анализируемую в геометрии „на просвет“ люминесценцию, в то время как в геометрии „на отражение“ они „не видны“. Начиная со значения $E_{hv} = E_g + \Delta$, запертыми у интерфейса оказываются электроны, возбужденные из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием валентной зоны, и уже они вносят основной вклад в интенсивность люминесценции в геометрии „на отражение“. Электроны, которым удалось переместиться от поверхности возбуждения (у гетерограницы) в сторону противоположной, свободной от твердого раствора поверхности, вносят основной вклад в люминесценцию „на просвет“. Среди них преобладающее большинство составляют электроны, возбужденные из четырехкратно вырожденной зоны Γ_8 , поскольку они рождаются с избытком энергии. Поляризация этих электронов мала из-за большей эффективности механизма спиновой релаксации ДП для горячих электронов [16]. Электроны, возбужденные из отщепленной валентной зоны, в некотором интервале энергий возбуждающих фотонов не могут преодолеть барьер. Только со значения энергии фотонов $E_{hv} = 2.06 \text{ eV}$ они тоже начинают преодолевать барьер и перемещаются в сторону противоположной поверхности. Рекомбинация с их участием тоже регистрируется в геометрии эксперимента „на просвет“. Это, согласно [16], приводит к инверсии направления преимущественной ориентации термализованных электронов и соответственно к смене знака круговой поляризации люминесценции в геометрии „на просвет“.

5. Зависимость степени поляризации от длины волны люминесценции, приведенная на рис. 4, *a*, получена в геометрии „на отражение“ при возбуждении через „прозрачное окно“. На рис. 4, *b* приведена аналогичная зависимость, измеренная при возбуждении свободной от

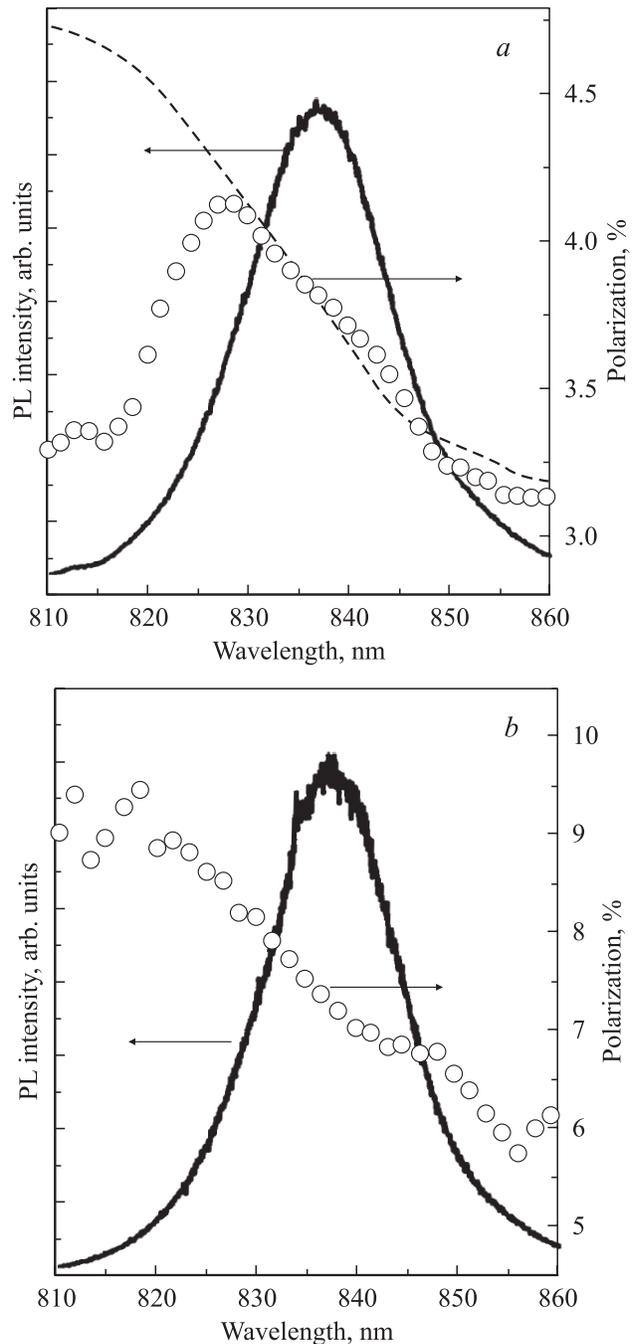


Рис. 4. Спектры фотолуминесценции и циркулярной поляризации, измеренные в геометриях „на отражение“, при возбуждении: *a* — со стороны гетероинтерфейса, *b* — со стороны свободной поверхности (энергия возбуждения 1.65 eV). Штриховая линия (*a*) проведена по формуле (2) при $L_e = 4.3 \mu\text{m}$ и $L_s = 2.4 \mu\text{m}$.

твердого раствора поверхности. Обе зависимости показывают рост поляризации с уменьшением длины волны. Основное отличие этих кривых видно на коротковолновом участке. На рис. 4, *a* поляризация с уменьшением длины волны после достижения максимального значения снова уменьшается.

Можно получить простое аналитическое выражение для зависимости степени поляризации от длины волны люминесценции в геометрии „на отражение“. Люминесценция регистрируется из приповерхностного слоя толщиной порядка α_λ^{-1} — обратной величины коэффициента поглощения рекомбинационного излучения. Для $\lambda = 838$ nm (максимум линии люминесценции) $\alpha_\lambda^{-1} \approx 5\text{--}6\ \mu\text{m}$ [14]. В геометрии „на отражение“ при возбуждении со стороны слоя AlGaAs переизлучением краевой люминесценции можно пренебречь, поскольку твердый раствор просветляет арсенид галлия, и рекомбинационное излучение почти не отражается от интерфейса обратно [21]. Также не будем учитывать и рекомбинацию на поверхности. У интерфейса скорость поверхностной рекомбинации мала даже при комнатной температуре, а при температуре жидкого азота она должна быть еще меньше [21]. Диффузионные длины L_e и L_s много меньше толщины кристалла, так что образец можно рассматривать как полубесконечный.

В геометрии „на отражение“ степень циркулярной поляризации в зависимости от длины волны излучения определяется как

$$\rho(\lambda) = \frac{\int_0^\infty dz S(z) e^{-\alpha_\lambda z}}{\int_0^\infty dz N(z) e^{-\alpha_\lambda z}}, \quad (1)$$

где $S(z)$ — спиновая плотность, а $N(z)$ — концентрация электронов. Функции $S(z)$ и $N(z)$ являются решениями системы кинетических уравнений [21]

$$\begin{aligned} D \frac{d^2 N}{dz^2} - \frac{N}{\tau} = 0, \quad -D \frac{dN}{dz} \Big|_{z=0} = J, \quad N|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \\ D \frac{d^2 S}{dz^2} - \frac{S}{T_s} = 0, \quad -D \frac{dS}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{J}{4}, \quad S|_{z \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \end{aligned}$$

где D — коэффициент диффузии, J — скорость генерации на поверхности. Подставляя решение этой системы в (1), получаем спектральную зависимость степени поляризации рекомбинационного излучения оптически ориентированных электронов в виде

$$\rho(\lambda) = 0.25 \frac{\tau_s}{\tau + \tau_s} \frac{(1 + \alpha_\lambda L_e)}{(1 + \alpha_\lambda L_s)}. \quad (2)$$

Поскольку коэффициент поглощения α_λ в пределах линии ФЛ меняется более чем на три порядка, величина поляризации $\rho(\lambda)$ будет зависеть от длины волны в соответствии с (2).

Ранее для этого же образца по эффекту Ханле было показано, что около гетероинтерфейса при 77 К $\tau_s = 0.6$ ns и доминирующим механизмом спиновой релаксации электронов является механизм ДП [14]. В таком случае можно сделать оценку величины времени релаксации электронов по импульсу $\tau_p = 0.5$ ps.²

² В механизме ДП $\tau_s^{-1} = A\tau_p$, где коэффициент A зависит от температуры и от механизма рассеяния электронов; при $T = 77$ К и рассеянии на ионизованных примесях $A = 3.3$ ns⁻¹ · ps⁻¹, тогда при $\tau_s = 0.6$ ns получаем $\tau_p = 0.5$ ps.

С использованием этого значения τ_p найдены подвижность электронов $\mu_e = e\tau_p/m_e = 19\,500$ cm²/V · s; диффузионные длины электронов и их спина $L_e = 4.3\ \mu\text{m}$, $L_s = 2.4\ \mu\text{m}$ (коэффициент диффузии определен из соотношения Эйнштейна: $D = 130$ cm²/s). На рис. 4, а штриховой линией приведена зависимость, рассчитанная по формуле (2) с использованием спектральной зависимости коэффициента поглощения и значений L_e , L_s , определенных выше. Как видно, она хорошо описывает экспериментальные данные везде, кроме коротковолнового участка спектра.

При возбуждении со стороны гетероинтерфейса на коротковолновом участке имеется заметное расхождение с расчетной зависимостью $\rho(\lambda)$. Здесь измеренная степень поляризации люминесценции значительно ниже расчетной (рис. 4, а). Расхождение теоретической и экспериментальной зависимостей является следствием наличия встроенного электрического поля у интерфейса, разделяющего электроны и дырки в пространстве, что приводит к увеличению времени жизни, и, следовательно, уменьшению степени поляризации рекомбинационного излучения. Можно оценить толщину обедненного слоя. Она приблизительно равна обратной величине коэффициента поглощения на длине волны $\lambda = 820$ nm, т. е. около $1\ \mu\text{m}$.

Зависимость $\rho(\lambda)$ при возбуждении свободной поверхности не имеет такого участка на коротковолновом крае (рис. 4, б). Здесь поляризация с уменьшением длины волны люминесценции неуклонно растет из-за диффузионного оттока электронов от поверхности в глубь кристалла.

Таким образом, электрическое поле объемного заряда обедненного слоя GaAs около интерфейса AlGaAs/GaAs приводит к пространственному разделению электронов, генерируемых в зоне проводимости из спин-орбитально расщепленных подзон валентной зоны. С помощью небольшого изменения энергии возбуждения можно управлять направлением и взаимной ориентацией спина электронов, находящихся в различных областях кристалла.

Авторы выражают благодарность А.В. Кудинову и К.В. Кавокину за обсуждение и полезные замечания, И.Г. Аксянову и О.А. Нинуа — за помощь в эксперименте.

Список литературы

- [1] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Trager. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ФТП* **10**, 350 (1976).
- [3] В.Л. Векуа, Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер. *ФТП* **10**, 354 (1976).
- [4] А.С. Волков, И.К. Волкова, А.Л. Липко, С.М. Меретлев, Б.В. Царенков. *ФТП* **21**, 1146 (1987).
- [5] С.А. Dartora, G.G. Cabrera. *J. Appl. Phys.* **95**, 6765 (2004).

- [6] M.J. Gilbert, J.P. Bird, T. Sugaya, R. Akis. *Physica B* **314**, 230 (2002).
- [7] А.А. Бакун, Б.П. Захарченя, А.А. Рогачев, М.Н. Ткачук, В.Г. Флейшер. *Письма в ЖЭТФ* **40**, 464 (1984).
- [8] Н.С. Аверкиев, М.И. Дьяконов. *ФТП* **17**, 629 (1983).
- [9] A. Bennot, R. Planel, C. Benoit a la Guillaume. *Phys. Rev. B* **9**, 690 (1974).
- [10] S. Tiwari, J. Hintzman, A. Callegari. *Appl. Phys. Lett.* **51**, 2118 (1987); K.B. Kahen. *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2117 (1990).
- [11] S.N. Jasperson, S.E. Schnatterly. *Rev. Sci. Instr.* **40**, 761 (1969).
- [12] Оптическая ориентация (Современные проблемы науки о конденсированных средах) / Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. Наука, Л. (1989).
- [13] Marshall I. Nathan, Gerald Durns, Samuel E. Blum, John C. Marinace. *Phys. Rev.* **132**, 1482 (1963).
- [14] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, М.В. Лазарев. *ФТТ* **45**, 2153 (2003).
- [15] H.C. Casey, Jr., D.D. Sell, K.W. Wecht. *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1981).
- [16] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. *ЖЭТФ* **60**, 1954 (1971).
- [17] А.И. Екимов, В.И. Сафаров. *Письма в ЖЭТФ* **13**, 700 (1971).
- [18] Б.П. Захарченя, В.Г. Флейшер, Р.И. Джиоев, Ю.П. Вещунов, И.Б. Русанов. *Письма в ЖЭТФ* **13**, 195 (1971).
- [19] Д.З. Гарбузов, Р.И. Джиоев, Л.М. Канская, В.Г. Флейшер. *ФТТ* **14**, 1720 (1972).
- [20] C. Van Hoof, K. Deneffe, J. De Boek, D.J. Arent, G. Borghs. *Appl. Phys. Lett.* **54**, 608 (1989).
- [21] Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, П.Е. Пак. *ФТТ* **36**, 9, 2752 (1994).