

Определение знака g -фактора электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах с помощью эффекта Ханле и квантовых биений

© В.К. Калевич, Б.П. Захарченя, К.В. Кавокин, А.В. Петров,
P. Le Jeune*, X. Marie*, D. Robart*, T. Amand*, J. Barrau*, M. Brousseau*

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

*Laboratoire de Physique de la Matière Condensée CNRS-ERS 5646 INSA. Complexe scientifique de Rangueil,
31077 Toulouse cedex, France

Поступила в Редакцию 18 ноября 1996 г.

Предложен способ измерения знака g -фактора электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах, основанный на измерении направления ларморовой прецессии электронных спинов с помощью эффекта Ханле или квантовых спиновых биений при наклонном падении возбуждающего света на образец и регистрации люминесценции под углом к возбуждающему лучу. Таким способом измерен знак поперечной компоненты электронного g -фактора в квантовых ямах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As различной ширины. Экспериментально показано, что в квантовых ямах направление среднего спина рождающихся электронов может не совпадать с направлением возбуждающего света. Получены выражения для осцилляций круговой поляризации люминесценции в режиме спиновых квантовых биений и для эффекта Ханле, учитывающие анизотропию спиновой релаксации электронов.

1. Изучение круговой поляризации люминесценции полупроводника, возникающей при возбуждении электронов из валентной зоны в зону проводимости циркулярно поляризованным светом, позволяет найти ряд параметров зонной схемы кристалла [1]. В частности, можно найти абсолютную величину и знак g -фактора электронов проводимости. Для этой цели широко используется эффект Ханле, возникающий при возбуждении кристалла светом с постоянной интенсивностью в магнитном поле, имеющем составляющую, перпендикулярную возбуждающему лучу [1–7]. Недавно определение абсолютной величины g -фактора в квантоворазмерных пленках [8,9] и объемных полупроводниках [10] было проведено путем измерения частоты квантовых биений электронного спина, возникающих при возбуждении полупроводника короткими импульсами света. В основе как эффекта Ханле, так и квантовых спиновых биений лежит ларморова прецессия спинов электронов в магнитном поле. Квантовые биения были также использованы для определения знака g -фактора в объемных кристаллах со структурой цинковой обманки [11]. При этом, как и в первом опыте по определению знака g с помощью эффекта Ханле [2], измерялась поляризация люминесценции, выходящей через торцевой скл кристалла в направлении, перпендикулярном возбуждающему световому лучу при включении магнитного поля, перпендикулярного этим двум направлениям. Сопоставление знаков поляризации люминесценции и возбуждающего света позволяет определить направление ларморовой прецессии электронных спинов и тем самым знак g -фактора. Однако при такой геометрии эксперимента возникают трудности, связанные с влиянием деформации приповерхностного слоя на поляризацию люминесценции. Кроме того, данная геометрия не применима для исследования квантовых ям типа GaAs/AlGaAs, поскольку в таких структурах лю-

минесценция в основном определяется рекомбинацией электронов с тяжелыми дырками и согласно правилам отбора [1] не может быть циркулярно поляризованной при наблюдении вдоль плоскости квантовой ямы. Указанных трудностей легко избежать, если регистрировать люминесценцию "на отражение" под углом к возбуждающему лучу, а магнитное поле направить перпендикулярно направлениям возбуждения и регистрации, как показано на рис. 1. Такая геометрия была предложена в [3] для определения знака g в объемных кристаллах типа GaAs с помощью эффекта Ханле. В [6] кратко сообщалось о применении этого метода для определения знака поперечной компоненты электронного g -фактора в гетероструктуре с квантовой ямой GaAs/AlGaAs. Настоящая работа посвящена анализу использования эффекта Ханле и квантовых биений для определения знака электронного g -фактора в квантовых пленках.

2. Вначале рассмотрим ситуацию в объемном полупроводнике.

Эффект Ханле. В случае стационарного возбуждения при геометрии эксперимента, представленной на рис. 1,

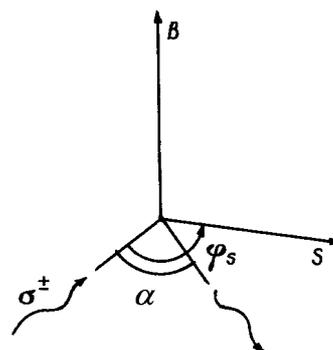


Рис. 1. Схема эксперимента.

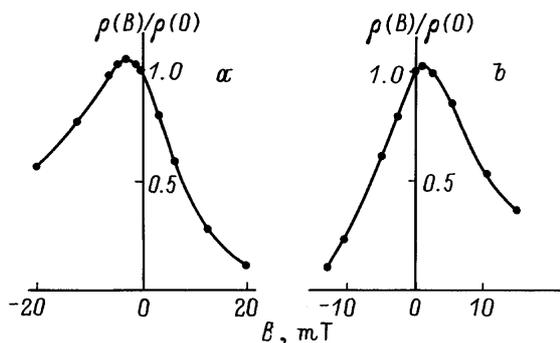


Рис. 2. Кривые Ханле для кристаллов GaAs (a) и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (b). Сплошные линии проведены для наглядности.

для определения знака g -фактора в объемном недеформированном полупроводнике достаточно получить зависимость абсолютной величины степени круговой поляризации люминесценции ρ от магнитного поля B . Эта зависимость имеет вид [3]:

$$\frac{\rho(B)}{\rho_0} = \frac{\cos \alpha + \varphi_s \sin \alpha}{1 + \varphi_s^2}, \quad (1)$$

где α — угол между направлениями возбуждения и регистрации, ρ_0 — степень поляризации при $B = 0$ и $\alpha = 0$, $\varphi_s = \Omega T_s = g\mu_B B T_s / \hbar$ — угол, на который поворачивается средний спин электронов S с g -фактором g за время существования спиновой ориентации электронов $T_s = \tau\tau_s / (\tau + \tau_s)$. τ и τ_s — время жизни и время спиновой релаксации в зоне проводимости. При выводе (1) учитывалось, что в объемном кристалле типа GaAs степень поляризации

$$\rho = -S n_1, \quad (2)$$

а изменение стационарного значения среднего спина электронов S под действием магнитного поля описывается уравнением [1]:

$$S/T_s - S_0/\tau = \Omega \times S. \quad (3)$$

Здесь n_1 — единичный вектор вдоль направления наблюдения люминесценции, спин в момент рождения S_0 параллелен возбуждающему лучу, $\Omega = g\mu_B B / \hbar$ — частота ларморовой прецессии, магнетон Бора $\mu_B > 0$. При $\alpha \neq 0$ кривая зависимости $\rho(B)$ не симметрична относительно точки $B = 0$. Величина ρ больше при таком направлении магнитного поля, когда спин электронов прецессирует в сторону оси регистрации люминесценции.

На рис. 2 приведены зависимости $\rho(B)$ для объемных кристаллов GaAs и $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$. Чтобы исключить влияние эффективного магнитного поля поляризованных ядер решетки, знак круговой поляризации возбуждающего света изменялся с помощью кварцевого модулятора [12] с частотой 34 kHz. Угол между направлениями возбуждающего света и регистрации люминесценции вне

кристалла составлял $\approx 85^\circ$. Образец располагался так, чтобы перпендикуляр к его поверхности совпадал с биссектрисой указанного угла, а магнитное поле было направлено вдоль поверхности кристалла. Для GaAs максимальная поляризация наблюдается при отрицательном направлении поля B , что соответствует $g < 0$. В твердом растворе $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ $g > 0$, так как зависимость $\rho(B)$ имеет максимум при $B > 0$.

Квантовые биения электронных спинов. Квантовые биения электронных спинов возникают при когерентном возбуждении двух спиновых уровней электрона коротким импульсом циркулярно поляризованного света и могут быть представлены как результат ларморовой прецессии спинов электронов вокруг магнитного поля B с частотой $\Omega = g\mu_B B / \hbar$ [8]. Длительность возбуждающего импульса существенно короче времен жизни и спиновой релаксации электронов τ и τ_s . Поэтому движение среднего спина электронов, родившихся в течение возбуждающего импульса, подчиняется уравнению

$$\frac{dS}{dt} = (\Omega \times S) - \frac{S}{\tau_s}, \quad (4)$$

в правой части которого первое слагаемое описывает ларморову прецессию, а второе — спиновую релаксацию. Так как в объемном полупроводнике $\rho = -S n_1$, то легко видеть, что в геометрии нашего эксперимента изменение степени круговой поляризации люминесценции во времени равно:

$$\frac{\rho(t)}{\rho_0} = e^{-t/\tau_s} \cos(\Omega t - \alpha), \quad (5)$$

где $\rho_0 = \rho(t = \alpha = 0)$. Из (5) следует, что наблюдение люминесценции под углом α к возбуждающему лучу приводит к сдвигу фазы колебаний ρ . Абсолютная величина этого сдвига равна α , а знак зависит от знаков магнитного поля и g -фактора. При известном направлении магнитного поля знак фазового сдвига может быть использован для определения знака g -фактора. Фазовый сдвиг отрицателен при том направлении магнитного поля, при котором после окончания возбуждающего импульса электронный спин начинает прецессировать в сторону оси регистрации люминесценции.

3. Описанные способы могут быть использованы для определения знака компоненты электронного g -фактора в плоскости квантоворазмерной пленки g_\perp . Однако в этом случае их применение требует дополнительного анализа.

Во-первых, из-за расщепления подзон тяжелых и легких дырок направление ориентации электронов в пленке может не совпадать с направлением возбуждающего луча. Теория [13], развитая для одноосно деформированных кристаллов, показывает, что средние спины электронов, возбужденных из состояний вблизи вершин подзон тяжелых дырок (переход $hh \rightarrow c$) и легких дырок (переход $lh \rightarrow c$) равны:

$$S_{0hh} = \frac{-\nu(\nu n_0)}{1 + (\nu n_0)^2}, \quad S_{0lh} = \frac{3(\nu n_0)\nu - 2n_0}{5 - 3(\nu n_0)^2}, \quad (6)$$

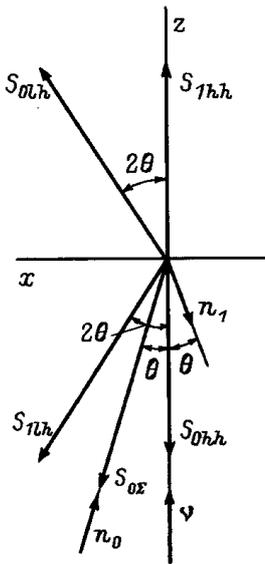


Рис. 3. Ориентация спинов S_{0hh} , S_{0lh} , $S_{0\Sigma}$, а также векторов наблюдения S_{1hh} и S_{1lh} относительно направлений возбуждения \mathbf{n}_0 , регистрации \mathbf{n}_1 и оси роста ν .

где ν и \mathbf{n}_0 — единичные векторы вдоль направлений роста пленки и возбуждающего луча.¹ Как следует из (6), спин электронов, возбужденных из подзоны тяжелых дырок, параллелен оси квантования ν при любом угле падения света на образец, а угол между S_{0lh} и ν вдвое больше угла между направлением возбуждения и осью роста (рис. 3) (если ξ — угол между S_{0lh} и ν , то точным является равенство $\text{tg } \xi = 2 \text{tg } \theta$). Из-за большого показателя преломления, равного приблизительно 3.7 в кристаллах GaAs и AlGaAs, угол θ между \mathbf{n}_0 и ν не может превышать 16° , поэтому $\xi \approx 2\theta$.

Во-вторых, поляризация рекомбинационного излучения в случае расщепления валентных подзон определяется проекцией \mathbf{S} не на направление наблюдения, как это было в объемном недеформированном полупроводнике, а на вектор \mathbf{S}_1 , зависящий от типа перехода и угла между направлением регистрации (ось \mathbf{n}_1) и осью квантования ν [1,13]:

$$\rho = 4SS_1. \quad (7)$$

Векторы S_{1hh} и S_{1lh} определяются теми же формулами (6), что и S_{0hh} и S_{0lh} , с заменой \mathbf{n}_0 на \mathbf{n}_1 . Легко видеть, что S_{1hh} всегда параллелен оси роста, а S_{1lh} направлен к этой оси под углом 2θ (рис. 3).

Поскольку взаимная ориентация векторов S_0 и S_1 различна, то кривые Ханле и осцилляции поляризации $\rho(t)$ будут различными для разных переходов. Вместе с тем, как показывает решение уравнений (3) и (4), они по-прежнему могут быть описаны формулами (1) и (5) при

¹ Поправки к (6), учитывающие конечность волновых векторов рождающихся электронов и дырок, можно получить из аналитической теории, построенной в [14] для квантовой ямы с бесконечно высокими стенками, или путем численных расчетов. Расчеты для конкретных структур будут включены в наши последующие публикации по данной теме.

замене g на g_\perp и угла α на угол α^* , соответствующий конкретному переходу.²

В исследованных квантовых пленках GaAs/AlGaAs, люминесценция которых при низких температурах определяется рекомбинацией с тяжелой дыркой, на опыте легко реализуются следующие два случая. Первый включает процессы возбуждения и рекомбинации с участием только тяжелой дырки (переход $hh \rightarrow c$, $c \rightarrow hh$). Поскольку при этом векторы S_{0hh} и S_{1hh} направлены вдоль одной прямой, то $\alpha^* = 0$, и кривая Ханле будет симметричной, а осцилляции поляризации $\rho(t)$, измеренные при разных знаках магнитного поля, будут совпадать. Второй случай соответствует одновременному возбуждению электронов из обеих подзон — как тяжелых, так и легких дырок. Если энергия рождающихся электронов существенно превосходит квантоворазмерное расщепление валентных подзон, то отклонением их среднего спина $S_{0\Sigma}$ от направления возбуждения можно пренебречь (рис. 3). При этом $\alpha^* = \theta$, асимметрия кривой Ханле и фазовый сдвиг в квантовых биениях сохраняются и могут быть использованы для определения знака g_\perp .

Кривые Ханле $\rho(B)$ были измерены в квантовых ямах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 100, 45 и 10 Å при $T = 2$ К. Непрерывная оптическая накачка осуществлялась с помощью перестраиваемого титан-сапфирового и криптонового лазеров. По асимметрии кривых Ханле, полученных при энергии квантов возбуждающего света, превышающей энергию легкого экситона, найдено, что $g_\perp < 0$ при $L_z = 100$ Å (рис. 4, а) и $g_\perp > 0$ при $L_z = 45$ и 10 Å. Практическое отсутствие асимметрии кривых $\rho(B)$, измеренных при возбуждении, близком к резонансному с тяжелым экситоном (рис. 4, б), подтверждает, что в квантовых ямах, как и в одноосно деформированных кристаллах [13,16], направление среднего спина фотозвозбужденных электронов в момент рождения может не совпадать с направлением возбуждающего света.

Квантовые биения $\rho(t)$ были измерены в многопериодных квантовых ямах GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 120 и 30 Å. Импульсы возбуждающего света длительностью 1.2 пикосекунды вырабатывались перестраиваемым титан-сапфировым лазером с частотой повторения 82 kHz. Временное разрешение измерительной аппаратуры, использующей параметрическое преобразование частоты (up-conversion), ограничивалось длительностью возбуждающего импульса. Угол падения света на образец составлял $\approx 45^\circ$, при этом $\theta \approx 11^\circ$.

При измерении квантовых биений геометрия эксперимента была изменена, а именно люминесценция регистрировалась "на отражение" вдоль возбуждающего луча ($\mathbf{n}_1 \downarrow \uparrow \mathbf{n}_0$). Такая геометрия может быть использована, когда люминесценция определяется рекомбинацией

² При наклонном падении света на образец анизотропия времени спиновой релаксации электронов τ_s в квантовых ямах [15] может приводить к отклонению среднего спина электронов от его направления на момент рождения, определяемого формулами (6). Однако анализ, проведенный в Приложении к данной статье, показывает, что такое отклонение не приводит к качественному изменению формы кривых Ханле и не изменяет разность фаз между биениями $\rho(t, B)$ и $\rho(t, -B)$, к которой удобно использовать для определения знака g_\perp .

с тяжелыми дырками. Действительно, в этом случае вектор S_{1hh} , который согласно (7) определяет поляризацию люминесценции, имеет те же направление и величину, что и на рис. 3, и, следовательно, ранее сделанные выводы относительно правомерности использования формул (1) и (5) для определения знака g_{\perp} остаются справедливыми.

Экспериментальные зависимости $\rho(t)$ для ямы шириной 120 \AA приведены на рис. 5. При энергии квантов возбуждающего света, превышающей энергию легкого экситона ($h\nu > XL$), колебания ρ при $B < 0$ отстают от колебаний, измеренных при $B > 0$ (рис. 5, *a*), что соответствует $g_{\perp} < 0$. Сдвиг колебаний друг относительно друга равен $\approx 9 \text{ ps}$. При периоде колебаний равном $\approx 175 \text{ ps}$ это соответствует повороту спина S на $\approx 19^\circ$, что хорошо согласуется с удвоенной величиной угла между $S_{0\Sigma}$ и осью z ($2\theta \approx 22^\circ$). Отсутствие сдвига фаз между колебаниями на рис. 5, *b*, измеренными при $XH < h\nu < XL$, свидетельствует о том, что средний спин электронов, рождающихся из подзоны тяжелых дырок, направлен вдоль оси роста квантовой ямы и не совпадает с направлением возбуждающего луча.

Измерение квантовых биений в яме шириной 30 \AA показало, что при энергии квантов возбуждающего света, большей энергии легкого экситона, зависимость $\rho(t, -B)$ опережает колебания $\rho(t, B)$. Это соответствует $g_{\perp} > 0$.

Следует отметить, что наибольшая асимметрия кривой Ханле и величина сдвига фазы в квантовых биениях должны наблюдаться для перехода с участием только легкой дырки (переход $lh \rightarrow c$, $c \rightarrow lh$), для которого угол $\alpha^* = -4\theta$. Обратим внимание, что в этом случае знак α^* отрицателен. На практике такой переход может быть реализован в напряженных квантовых ямах, таких, например, как GaAsP/GaAlAs, где вершина зоны легких дырок расположена выше вершины зоны тяжелых дырок [17].

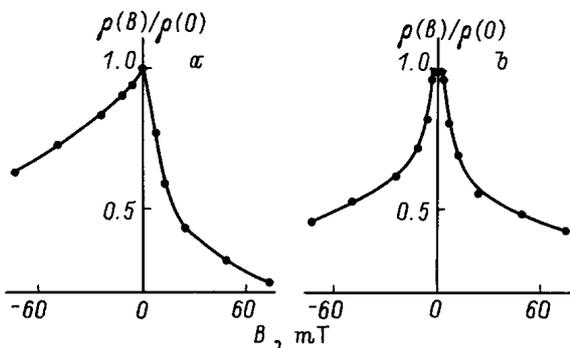


Рис. 4. Кривые Ханле для квантовой ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 100 \AA . $T = 2 \text{ K}$. Угол между направлениями возбуждения и регистрации вне кристалла равен 85° , при этом $\theta = 10.5^\circ$. Сплошные линии проведены для наглядности. *a* — возбуждение $2D$ электронов из обеих валентных зон светом, энергия квантов которого превышает энергию легкого экситона на 60 meV ; *b* — рождение электронов из зоны тяжелых дырок при возбуждении, близком к резонансному с тяжелым экситоном.

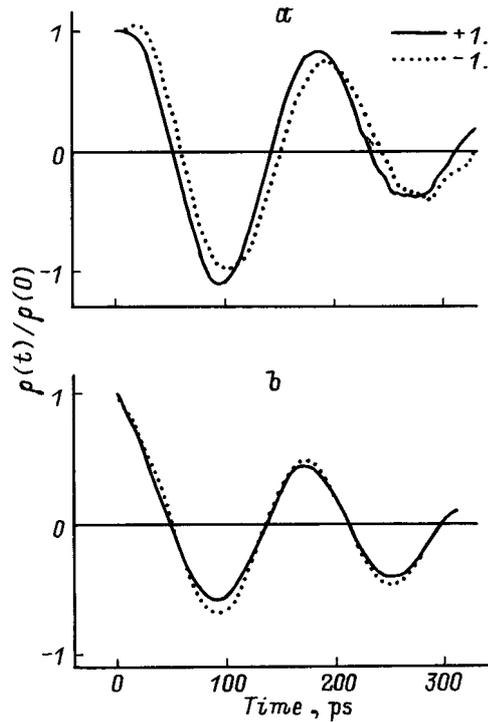


Рис. 5. Колебания поляризации люминесценции для квантовой ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 120 \AA при энергии квантов возбуждающего света больше (*a*) и меньше (*b*) энергии легкого экситона. $T = 1.7 \text{ K}$. Угол падения света на образец равен 45° . Ось регистрации люминесценции параллельна возбуждающему лучу. $XL - XH = 9 \text{ meV}$. *a* — $h\nu - XL = 58 \text{ meV}$; *b* — $h\nu - XH = 6 \text{ meV}$.

Таким образом, в настоящей работе рассмотрен способ измерения знака компоненты g -фактора электронов проводимости в плоскости квантовой ямы по форме кривых Ханле или по сдвигу фазы квантовых биений электронного спина. С его помощью для квантовых ям GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As определено, что $g_{\perp} < 0$ в яме шириной 120 и 100 \AA и $g_{\perp} > 0$ в ямах шириной 45 , 30 и 10 \AA . Показано, что в квантовых пленках направление среднего спина оптически ориентированных электронов в момент рождения может не совпадать с направлением возбуждающего света.

Авторы признательны Е.Л. Ивченко, И.А. Меркулову за полезные обсуждения. Данная работа частично финансировалась в рамках проекта РФФИ № 96-02-16941 и гранта НАТО № NTECH CR6 950377.

Приложение. Квантовые биения и эффект Ханле при анизотропной спиновой релаксации

Пониженная симметрия структур с квантовыми ямами приводит к зависимости величины расщепления спиновых подуровней электрона от направления магнитного поля и к зависимости скорости релаксации среднего спина от его направления. Формально эта анизотро-

пия выражается заменой в дифференциальном уравнении (4), описывающем динамику среднего спина, скалярных g -фактора g и скорости спиновой релаксации $w = 1/\tau_s$ на тензоры второго ранга \hat{g} и \hat{w} соответственно:

$$\dot{\mathbf{S}} = \mathbf{\Omega} \times \mathbf{S} - \hat{w}\mathbf{S}, \tag{П1}$$

где $\mathbf{\Omega} = \frac{\mu_B}{\hbar} \hat{g}\mathbf{B}$.

При отсутствии дополнительной анизотропии в плоскости квантовой ямы эти тензоры имеют по две различных ненулевых компоненты: $g_{zz}, g_{xx} = g_{yy}; w_{zz} = 1/\tau_z, w_{xx} = w_{yy} = 1/\tau_{\perp}$, где τ_z, τ_{\perp} — времена релаксации компонент среднего спина вдоль нормали и в плоскости квантовой ямы. Будем считать магнитное поле направленным вдоль y , а направление возбуждения — лежащим в плоскости xz . Тогда S_y остается равным нулю, а для S_z и S_x получаем из (П1) следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \dot{S}_x = \Omega S_z - w_{xx} S_x \\ \dot{S}_z = -\Omega S_x - w_{zz} S_z, \end{cases} \tag{П2}$$

где $\Omega = \frac{\mu_B}{\hbar} g_{yy} B$. Систему (П2) удобно переписать в матричной форме:

$$\dot{\mathbf{s}} = \hat{A}\mathbf{s}, \tag{П3}$$

где

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} S_z \\ S_x \end{pmatrix}, \quad \hat{A} = \begin{pmatrix} -w_{zz} & -\Omega \\ \Omega & -w_{xx} \end{pmatrix} = -w - \delta w \cdot \hat{\sigma}_z - \Omega \cdot i\hat{\sigma}_y,$$

$$w = \frac{w_{zz} + w_{xx}}{2}, \quad \delta w = \frac{w_{zz} - w_{xx}}{2},$$

$\hat{\sigma}_z$ и $\hat{\sigma}_y$ — матрицы Паули. Уравнение (П3) имеет следующее формальное решение:

$$\mathbf{s}(t) = e^{\hat{A}t} \mathbf{s}(0), \tag{П4}$$

где $\mathbf{s}(0) = \mathbf{s}_0$. Воспользовавшись свойствами матриц Паули [18], можно записать матричную экспоненту в (П4) в явном виде:

$$e^{\hat{A}t} = e^{-wt} \left(\cos \omega t - \hat{\sigma}_z \frac{\delta w}{\omega} \sin \omega t - i\hat{\sigma}_y \frac{\Omega}{\omega} \sin \omega t \right), \tag{П5}$$

где $\omega = \sqrt{\Omega^2 - \delta w^2}$.

Теперь легко найти степень циркулярной поляризации люминесценции по формуле (7): $\rho(t) = 4\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}(t)$. Поскольку векторы \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_0 лежат в плоскости xz , перепишем их в двумерном виде:

$$\mathbf{s}_0 = |S_0| \cdot \begin{pmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \end{pmatrix}, \quad \mathbf{s}_1 = |S_1| \cdot \begin{pmatrix} \cos \gamma \\ \sin \gamma \end{pmatrix},$$

где $\beta(\gamma)$ — угол между осью z и вектором \mathbf{S}_0 (\mathbf{S}_1), отсчитанный против часовой стрелки от оси z . Восполь-

зовавшись (П5), получаем:

$$\begin{aligned} \rho(t) &= 4|S_0||S_1|e^{-wt} \left[\cos(\beta - \gamma) \cos \omega t \right. \\ &\quad \left. - \cos(\beta + \gamma) \frac{\delta w}{\omega} \sin \omega t - \frac{\Omega}{\omega} \sin(\beta - \gamma) \sin \omega t \right] \\ &= 4|S_0||S_1|e^{-wt} \frac{\cos(\beta - \gamma)}{\cos \Delta} \cos(\omega t + \Delta), \end{aligned} \tag{П6}$$

где $\text{tg } \Delta = \frac{\Omega}{\omega} \text{tg}(\beta - \gamma) + \frac{\delta w \cos(\beta + \gamma)}{\omega \cos(\beta - \gamma)}$.

Формула (П6) в целом подобна выражению (5) для квантовых биений в объемном случае. Анизотропия спиновой релаксации проявляется в следующих особенностях: 1) перенормировке частоты, вплоть до срыва осцилляций при $\Omega = \delta w$; 2) появлении дополнительного фазового сдвига.

Проанализируем интересный для эксперимента случай достаточно больших Ω , когда период ларморовой прецессии много короче времени спиновой релаксации. В этом случае $\delta w/\Omega \ll 1$ и $\omega \approx \Omega$. Учитывая также, что вследствие большого показателя преломления полупроводника эффективные направления возбуждения и регистрации (векторы \mathbf{S}_0 и \mathbf{S}_1) не могут сильно отклоняться от оси z , так что углы β и γ близки к 0 либо к 180°, получаем следующее упрощенное выражение для временной зависимости степени циркулярной поляризации:

$$\rho(t) \propto e^{-wt} \cos \left[\Omega \left(t + \frac{\beta - \gamma}{\Omega} + \frac{\delta w}{\Omega^2} \right) \right]. \tag{П7}$$

Так же как в формулу (5) входит угол α между реальными направлениями возбуждения и регистрации, в (П7) входит угол $(\beta - \gamma)$ между их эффективными направлениями. Анизотропия спиновой релаксации приводит к дополнительному сдвигу кривой $\rho(t)$ вдоль оси времени на величину $\delta w/\Omega^2$. Поскольку знак этого сдвига определяется только механизмом спиновой релаксации и не зависит от знака магнитного поля, его появление не изменяет разности фаз между колебаниями $\rho(t, B)$ и $\rho(t, -B)$, которую удобно использовать для определения направления ларморовой прецессии электронных спинов. В то же время сдвиг фазы $\delta w/\Omega$ может быть использован для экспериментального определения анизотропии спиновой релаксации.

Выражение для зависимости степени поляризации от магнитного поля при постоянном возбуждении (эффект Ханле) получается интегрированием $\rho(t)$ по времени с весом $\frac{1}{\tau} e^{-t/\tau}$, где τ — время жизни электронов:

$$\begin{aligned} \rho(B) &= 4|S_0||S_1| \cdot \frac{T_x + T_z}{2\tau} \cdot \frac{1}{1 + \Omega^2 T_x T_z} \\ &\quad \times \left(\cos(\beta - \gamma) - \frac{T_x - T_z}{T_x + T_z} \cos(\beta + \gamma) - \frac{2\Omega T_x T_z}{T_x + T_z} \sin(\beta - \gamma) \right), \end{aligned} \tag{П8}$$

где $T_x = (w_{xx} + 1/\tau)^{-1}$, $T_z = (w_{zz} + 1/\tau)^{-1}$. Легко видеть, что, как и в изотропном случае, зависимость ρ от B

является лоренцевской и при $(\beta - \gamma) \neq 0$ асимметричной относительно точки $B = 0$. Когда $T_x = T_z = T_s$, (П9) переходит в обычное выражение (1) для эффекта Ханле.

Список литературы

- [1] Оптическая ориентация. Современные проблемы науки о конденсированных средах / Под ред. Б.П. Захарчени, Ф. Майера. Л. (1989). 408 с., главы 2, 5, 9, 11.
- [2] В.Л. Векуа, Р.И. Джиоев, Б.П. Захарченя, Е.Л. Ивченко, В.Г. Флейшер. ЖЭТФ **66**, 5, 1790 (1974).
- [3] В.К. Калевич, В.Д. Кульков. Оптика и спектроскопия **52**, 2, 200 (1982).
- [4] В.К. Калевич, В.Л. Коренев, О.М. Федорова. Письма в ЖЭТФ **52**, 6, 964 (1990).
- [5] M.J. Snelling, G.P. Flinn, A.S. Plaut, R.T. Harley, A.C. Tropper, R. Eccleston, C.C. Phillips. Phys. Rev. **B44**, 20, 11345 (1991).
- [6] В.К. Калевич, Б.П. Захарченя, О.М. Федорова. ФТТ **37**, 1, 283 (1995).
- [7] V.K. Kalevich, B.P. Zakharchenya. Proc. 23 ICPS, Berlin, v. 3, 2455 (1996).
- [8] A.P. Heberle, W.W. Ruhle, K. Ploog. Phys. Rev. Lett. **72**, 24, 3887 (1994). R.M. Hannak, M. Oestreich, A.P. Heberle, W.W. Ruhle, K. Kohler. Sol. State Comm. **93**, 4, 313 (1995).
- [9] P. Le Jeune, D. Robart, X. Marie, T. Amand, M. Brousseau, J. Barrau, V.K. Kalevich, D. Rodichev. Sem. Sci. Tech., in press.
- [10] M. Oestreich, W.W. Ruhle. Phys. Rev. Lett. **74**, 12, 2315 (1995).
- [11] M. Oestreich, S. Hallstein, W.W. Ruhle. Proc. 23 ICPS, Berlin, v. 1, 677 (1996).
- [12] S.N. Jasperson, S.F. Schnatterly. Rev. Scient. Instrum. **40**, 761 (1969).
- [13] М.И. Дьяконов, В.И. Перель. ФТП **7**, 12, 2335 (1973).
- [14] И.А. Меркулов, В.И. Перель, М.Е. Портной. ЖЭТФ **99**, 1202 (1991).
- [15] М.И. Дьяконов, В.Ю. Качоровский. ФТП **20**, 178 (1986).
- [16] В.А. Марушак, А.Н. Титков. ФТТ **27**, 5, 1423 (1985).
- [17] E. Perez, L. Munoz, L. Vina, E.S. Koteles, K.M. Lau. Proc. 23 ICPS, Berlin, v. 3, 1975 (1996).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика Наука. М. (1989).