

Современные проблемы физических наук

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук, 30 ноября 2011 г.

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208f.0869

30 ноября 2011 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева Российской академии наук (РАН) состоялась научная сессия Отделения физических наук РАН.

Объявленная на web-сайте ОФН РАН www.grad.ac.ru повестка заседания содержала следующие доклады:

1. **Ивченко Е.Л.** (Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург). *Спиновая физика в полупроводниковых наносистемах.*

2. **Голуб Л.Е.** (Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург). *Спиновый транспорт в гетероструктурах.*

3. **Левченко А.А.** (Институт физики твёрдого тела РАН, Черноголовка, Московская обл.). *Капиллярная турбулентность на поверхности квантовой жидкости.*

4. **Бабин С.А.** (Институт автоматики и электрометрии СО РАН). *Новые режимы генерации в волоконных лазерах.*

5. **Курт В.Г.** (Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Движение Солнца в межзвёздной среде.*

6. **Лукаш В.Н.** (Астрокосмический центр Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). *Образование космологических потоков материи в общей теории относительности.*

Статьи, написанные на основе докладов 1–3, 5 и 6, публикуются ниже.

PACS numbers: 71.35.–y, 78.47.–p, 78.67.–n
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208g.0869

Спиновая физика в полупроводниковых наносистемах

Е.Л. Ивченко

1. Введение

Бурное развитие нанотехнологий сопровождается в последние два десятилетия неослабевающим ростом интереса к спиновой физике в полупроводниках (см.

обзоры [1–3]). Этот интерес подогревается широко обсуждаемой парадигмой квантовой обработки информации с использованием дополнительной степени свободы электрона — спина. В классическом компьютере базовой единицей информации является бит. Независимо от физической реализации бит предполагает два взаимоисключающих значения: или 0, или 1 (да/нет, ян/инь и т.п.). Кубит (q-бит, или квантовый бит), подобно биту, допускает два собственных состояния, $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Принципиальное различие между битом и кубитом заключается в том, что бит принимает только одно из двух состояний, а кубит может находиться не только в двух базисных состояниях, но и в любой нормированной суперпозиции этих состояний:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1,$$

с комплексными коэффициентами α и β . Одна из многих схем реализации кубита предполагает использование спиновых состояний $\pm 1/2$ носителя заряда, электрона или дырки. Для чистых квантово-механических состояний коэффициенты α , β связаны со средней проекцией электронного спина на оси x , y , z декартовой системы координат известными соотношениями:

$$s_x = \text{Re} \{\alpha^* \beta\}, \quad s_y = \text{Im} \{\alpha^* \beta\}, \quad s_z = \frac{1}{2} (|\alpha|^2 - |\beta|^2). \quad (1)$$

Состояния кубита можно описывать вектором $\mathbf{s}$ на сфере Блоха. В кубите может храниться значительно больше информации, чем в бите, её объём будет зависеть от точности определения положения вектора $\mathbf{s}$. Область науки, изучающая спин-зависимые оптические и транспортные явления, и её прикладные направления, развивающие предполагаемые технологии на основе спин-электронных приборов и устройств, широко известны под общим названием спинтроники. Задачами полупроводниковой спинтроники является исследование спиновой ориентации (инжекции), накопления и детектирования спинов, а также изучение возможностей управления ими как оптическими, так и электрическими методами. Сегодня спинтроника ещё находится в младенческом возрасте и нуждается в новых концептуальных идеях, чтобы инициировать реализацию эффективных спиновых приборов. Однако мир спин-зависимых явлений ярок и привлекателен, он заслуживает изучения, и, как это бывало неоднократно в других областях физики, фундаментальные исследования рано или поздно приведут к практическим приложениям. В данном кратком

Е.Л. Ивченко. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, РФ
E-mail: ivchenko@coherent.ioffe.ru

сообщении вначале будет очерчен "с высоты птичьего полёта" круг спин-зависимых явлений, изучаемых в физике полупроводниковых наноструктур, а затем подробнее будут рассмотрены две группы явлений, связанных с оптическим управлением электронными спинами в планарных массивах квантовых точек и магнитооптикой одиночных квантовых точек.

2. Проблемы спинтроники

На рисунке 1 схематически очерчен круг проблем, решение которых может способствовать практическому применению спинтроники. В этом разделе мы рассмотрим последовательно каждую из этих проблем, а в разделах 3–5 проиллюстрируем на примерах современные возможности управления электронными спинами.

Эффективный g -фактор. Ключевым параметром, описывающим взаимодействие спина электрона с магнитным полем (эффект Зеемана), является эффективный g -фактор, или фактор Ланде. Этот параметр очень чувствителен к ширине запрещённой зоны и величине спин-орбитального расщепления валентной зоны типичных полупроводников. В различных объёмных полупроводниках g -фактор принимает значения от $+2$ до -50 . В наноструктурах, сверхрешётках, квантовых ямах, квантовых проволоках и квантовых точках g -фактор сильно зависит от геометрических размеров и формы нанобъекта. В магнитном поле $\mathbf{B}$ электронный спин вращается вокруг вектора $\mathbf{B}$ с угловой скоростью $\mathbf{\Omega}_B = g\mu_B\mathbf{B}/\hbar$, где μ_B — магнетон Бора (ларморова прецессия).

Теория эффекта Зеемана в гетероструктурах была развита в 1990-х годах [4]. На основе этой теории была выведена формула для поперечного g -фактора электрона $g_{xx} = g_{yy}$ в нижней подзоне зоны проводимости квантовых ямы (QW), проволоки (QWR) и точки (QD) [5]

$$g = g_0 + (g_A(E_{c1}) - g_0) w_A + (g_B(E_{c1}) - g_0) w_B + (g_B(E_{c1}) - g_A(E_{c1})) V_{3-d}(R) f^2(R). \quad (2)$$

Здесь g_0 — g -фактор свободного электрона ($g_0 \approx 2$), d — размерность наноструктуры, $d = 0, 1, 2$ для квантовых точки, проволоки и ямы соответственно, V_n — обобщённый объём, который для сферической квантовой точки радиусом R_{QD} равен $4\pi R_{QD}^3/3$, для цилиндрической проволоки с радиусом сечения R_{QWR} равен πR_{QWR}^2 , для квантовой ямы шириной $a \equiv 2R_{QW}$ равен $2R_{QW}$; композиционные материалы ямы и барьера обозначены как А и В, E_{c1} — энергия размерного квантования электрона в



Рис. 1. Цели (в центре) и проблемы спинтроники.

основном состоянии $e1$, отсчитанная от дна зоны проводимости материала А, w_A и w_B — вероятности найти электрон в материалах А и В, $g_A(E) = g(E)$ и $g_B(E) = g(E - \Delta E_c)$,

$$g(E) = g_0 - \frac{4}{3} \frac{|p_{cv}|^2}{m_0} \frac{\Delta}{E_g(E_g + \Delta)} + \Delta g, \quad (3)$$

E_g , Δ — ширина запрещённой зоны и величина спин-орбитального расщепления валентной зоны соответственно, ΔE_c — разрыв зоны проводимости на границе материалов А и В, $p_{cv} = \langle S | \hat{p}_x | X \rangle$ — межзонный матричный элемент оператора импульса, рассчитанный между орбитальными блоховскими функциями Γ_1 и Γ_{15} , Δg — вносимый далёкими зонами вклад в g -фактор, рассматриваемый как небольшой подгоночный параметр; наконец, $f(R)$ — значение огибающей волновой функции электрона на границе.

На рисунке 2 представлено выполненное в [6] сопоставление экспериментальных данных по электронному g -фактору в структурах с квантовыми ямами с результатами расчёта, основанного на теории [4, 5]. Теория продольного g -фактора g_{zz} лёгких дырок в квантовых ямах представлена в недавно опубликованной статье [7].

Спиновое расщепление подзон размерного квантования. В средах без центра инверсии размерность $d = 1, 2, 3$ состояния свободных носителей расщеплены по спину. В частности, в структурах с квантовыми ямами в эффективном гамильтониане электронов в нижней подзоне размерного квантования $e1$, наряду со стандартной параболической дисперсией $\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)/2m^*$ (m^* — эффективная масса), присутствуют спин-зависимые, линейные по волновому вектору члены [8, 9]

$$\mathcal{H}_k^{(1)} = \beta_{lm} \sigma_l k_m, \quad (4)$$

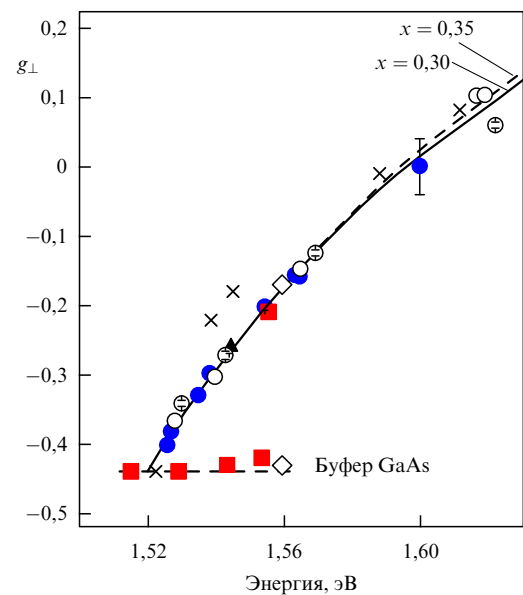


Рис. 2. Зависимость поперечного электронного g -фактора ($g_{\perp}$) в структурах с квантовыми ямами GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от энергии оптического резонанса. Разными символами показаны экспериментальные значения, полученные на разных образцах. Сплошные и штриховые кривые рассчитаны для структур с составом $x = 0,30$ и $x = 0,35$. Горизонтальная штриховая линия указывает значение электронного g -фактора в объёмном кристалле GaAs [6].

где σ_l — матрицы Паули. Вследствие наличия этого дополнительного слагаемого спин электрона в состоянии с волновым вектором $\mathbf{k}$ прецессирует с угловой частотой $\Omega_{\mathbf{k}}$ с компонентами $\Omega_{kl} = 2\beta_{lm}k_m/\hbar$ даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Так как компоненты псевдотензора β_{lm} зависят от электрического поля, появляется возможность оказывать воздействие на спин не только магнитным, но и электрическим полем. Теория спинового расщепления электронных подзон и ссылки на основные публикации приведены в книге [10]. В центросимметричных объёмных полупроводниках, например в кристаллах Si, такого расщепления нет ввиду симметрии. Однако в кремниевой квантовой яме с нечётным числом атомных плоскостей центр инверсии отсутствует и спинное расщепление отлично от нуля; компоненты соответствующего тензора β рассчитаны микроскопическим методом сильной связи в работе [11].

Спиновая релаксация. Время спиновой релаксации — ещё один ключевой параметр спинтроники. В полупроводниковых квантовых ямах основным механизмом спиновой релаксации является механизм Дьяконова–Переля, который обусловлен уже упомянутой прецессией спина с угловой частотой $\Omega_{\mathbf{k}}$. После рассеяния электрона из состояния с волновым вектором $\mathbf{k}$ в состояние с другим волновым вектором $\mathbf{k}'$ ось вращения меняет направление. Таким образом, при многократном последовательном рассеянии электрона вектор его спина

совершает случайное диффузионное движение по сфере Блоха — это и является спиновой релаксацией, так как при диффузионном блуждании среднее значение спина экспоненциально убывает. До появления работы [12] считалось, что время такой спиновой релаксации определяется транспортным временем релаксации на дефектах или фононах, т.е. временем, определяющим подвижность. В [12–14] показано, что электрон-электронные столкновения, не влияя на подвижность, оказывают влияние на время спиновой релаксации. Действительно, для изменения направления волнового вектора электрона, а значит, и направления оси прецессии спина неважно, рассеивается ли электрон на дефекте, фононе или другом электроны. Как видно из рис. 3, на котором проведено сравнение результатов теории и эксперимента, в совершенных легированных структурах с квантовыми ямами в области температур от 10 К до 100 К спиновая релаксация Дьяконова–Переля контролируется электрон-электронными столкновениями.

Тонкая структура энергетического спектра экситонов. Механическим экситоном принято называть связанное состояние электрона и дырки в полупроводнике, рассчитанное при учёте только прямого кулоновского двухчастичного взаимодействия. Вследствие двукратного спинового вырождения состояний электрона и дырки в квантовой яме основное состояние механического экситона четырёхкратно вырождено. Включение

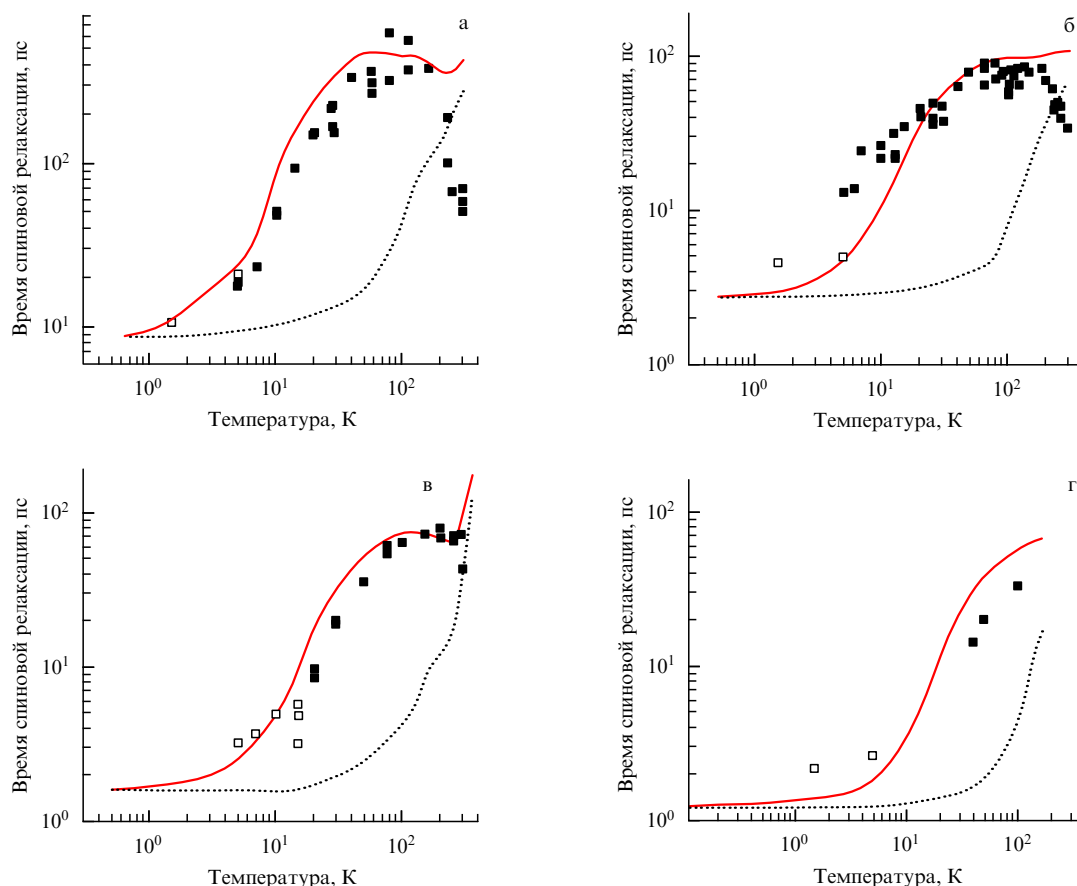


Рис. 3. Температурная зависимость времени спиновой релаксации электронов в четырёх структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с концентрациями: $1,75 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (а), $2,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (б), $3,1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (в), $3,3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (г). Экспериментальные результаты показаны квадратами. Сплошные и штриховые кривые рассчитаны соответственно с учётом и без учёта электрон-электронных столкновений. В обоих случаях учитывалось рассеяние электронов на статических дефектах и фононах, описываемое временем релаксации по импульсу τ_p , найденным независимо из транспортных измерений [14].

обменного электрон-дырочного взаимодействия приводит к снятию (по крайней мере, частичному) вырождения экситонного уровня. Теория тонкой структуры экситонных состояний в полупроводниковых структурах изложена в книгах [10, 15] и обзорной статье [16] (см. также оригинальную статью [17]). В разделе 5 мы обсудим, как характер расщепления экситонных подуровней зависит от формы наноструктурного потенциала и ориентации квантовой точки относительно кристаллографических осей, и представим новые результаты экспериментального и теоретического изучения спиновых свойств ненапряжённых квантовых точек (111)GaAs/AlGaAs [18].

Излучение пар запутанных фотонов. В квантовых точках с симметрией D_{2d} (D_{3h} , C_{3v}) экситонные подуровни, оптически активные в направлениях, перпендикулярных оси роста, двукратно вырождены. Фотoluminesценция биэкситонов в таких точках позволяет генерировать пару запутанных фотонов (entangled photons), описываемых волновой функцией

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|\sigma_+\rangle_{\text{biexc}} |\sigma_-\rangle_{\text{exc}} + |\sigma_-\rangle_{\text{biexc}} |\sigma_+\rangle_{\text{exc}}), \quad (5)$$

где $|\sigma_{\pm}\rangle_{\text{biexc}}$ — фотон с поляризацией σ_+ или σ_- , испускаемый при рекомбинации биэкситона с рождением фотона и экситона, $|\sigma_{\pm}\rangle_{\text{exc}}$ — второй фотон, излучаемый при рекомбинации оставшегося экситона, с поляризацией, противоположной поляризации первого фотона. Вследствие межчастичного взаимодействия энергии первого и второго фотонов различаются (на 1–2 мэВ) и спектрально разделяются на опыте. В квантовых точках с пониженной симметрией радиационный дублет расщеплён на два линейно поляризованных диполя и, если это расщепление превышает неопределённость $\hbar/\tau$ (τ — время жизни экситона), запутанность, т.е. когерентность между двумя состояниями в скобках выражения (5), исчезает. В [19, 20] рассмотрены два независимых механизма, парамагнитный и диамагнитный, подавления магнитным полем исходного расщепления радиационного дублета.

Связанные спин-спиновые системы. Квантовая точка отличается от квантовых ям (или проволок), в частности, тем, что в ней отсутствует свободное двумерное (или одномерное) движение и механизм спиновой релаксации Дьяконова – Переля не действует. Однако в этом случае электронный спин подвержен воздействию случайного ядерного спина, так как в типичной квантовой точке содержится $10^5 - 10^6$ ядер основной решётки [21]. В условиях оптической ориентации электронов ядерные спины также могут поляризоваться и возникает связанная спин-спиновая система, активно исследуемая в последние годы (см., например, [22, 23]).

Спиновый шум. Шумы определяют нижние пределы величин сигналов, которые могут быть обработаны средствами электроники, в частности спинтроники. Кроме того, изучение спиновых флуктуаций позволяет получать независимую информацию о свойствах спиновой системы в равновесных и неравновесных условиях. Начало теории флуктуаций спиновой поляризации свободных носителей в полупроводниках было положено в 1970-е годы [24]. Однако экспериментально спиновый шум в полупроводниках удалось измерить сравнительно недавно (см. обзор [25]), хотя в атомной физике это было сделано [26] ещё в 1981 г. В равновесных условиях

спектральная плотность флуктуаций имеет вид лоренциана

$$\langle \delta s_i^2 \rangle_{\omega} = \frac{1}{2} \frac{n\tau_s}{1 + (\omega\tau_s)^2}, \quad (6)$$

где n — концентрация электронов, τ_s — время их спиновой релаксации, $i = x, y, z$. В магнитном поле $\mathbf{B}$ флуктуации поперечных составляющих спиновой поляризации $\delta \mathbf{s} \perp \mathbf{B}$ описываются формулой (6), в которой частоту ω нужно заменить разностью $\omega - \Omega_B$. В результате положение спектрального пика смещается от точки $\omega = 0$ к частоте ларморовой прецессии Ω_B , что и наблюдается экспериментально в газе двумерных электронов [25]. В работе [27] аналогичное явление обнаружено для ансамбля квантовых точек. Особенности спиновых флуктуаций в квантовых проволоках теоретически исследованы в недавно опубликованной статье [28].

Спиновая фотогальваника. Гиротропные среды допускают преобразование, прямое и обратное, углового момента в поступательное движение, аналогичное преобразованию вращательного движения пропеллера или колеса в поступательное. Наличие спин-зависимых линейных по $\mathbf{k}$ членов (4) в электронном гамильтониане предполагает такое преобразование и допускает циркулярный фотогальванический эффект, предсказанный [29] в 1978 г. (см. подробнее статью [30], а также книги [10, 15, 31]).

3. Спиновые эффекты Фарадея и Керра

В настоящее время в оптической спектроскопии для изучения спиновой ориентации электронов в наноструктурах широко применяется двухлучевой метод "накачка – зондирование" (pump – probe). Этот метод, по-видимому, впервые предложен для объёмных полупроводников в теоретической работе [32], где рассмотрены два монохроматических пучка: один из них, интенсивный, поляризованный циркулярно, осуществляет оптическую ориентацию электронных спинов, а другой, поляризованный линейно, является зондирующим. Изучается поворот плоскости поляризации зондирующего пучка, пропорциональный наведённому электронному спину, в геометрии на пропускание (так называемый спиновый эффект Фарадея) или на отражение (спиновый эффект Керра). В современной постановке опыта для накачки и зондирования используются короткие (пикосекундные) импульсы и изучается угол вращения θ плоскости поляризации зондирующего импульса в зависимости от времени задержки t между импульсами (рис. 4а).

4. Спиновая синхронизация

в ансамбле заряженных квантовых точек

На рисунке 4б показаны биения сигнала спин-фарадеевского вращения и наведённой эллиптичности, измеренные при температуре 4 К, в зависимости от задержки t на массиве заряженных квантовых точек InGaAs/GaAs. Образец, к которому прикладывалось поперечное магнитное поле $B = 4$ Тл (период ларморовой прецессии ≈ 33 пс), возбуждался периодически короткими циркулярно поляризованными импульсами накачки с периодом повторения $T_R = 13,2$ нс, периодическая последовательность зондирующих импульсов была сдвинута на время t (см. [34]). При проведении опыта можно было

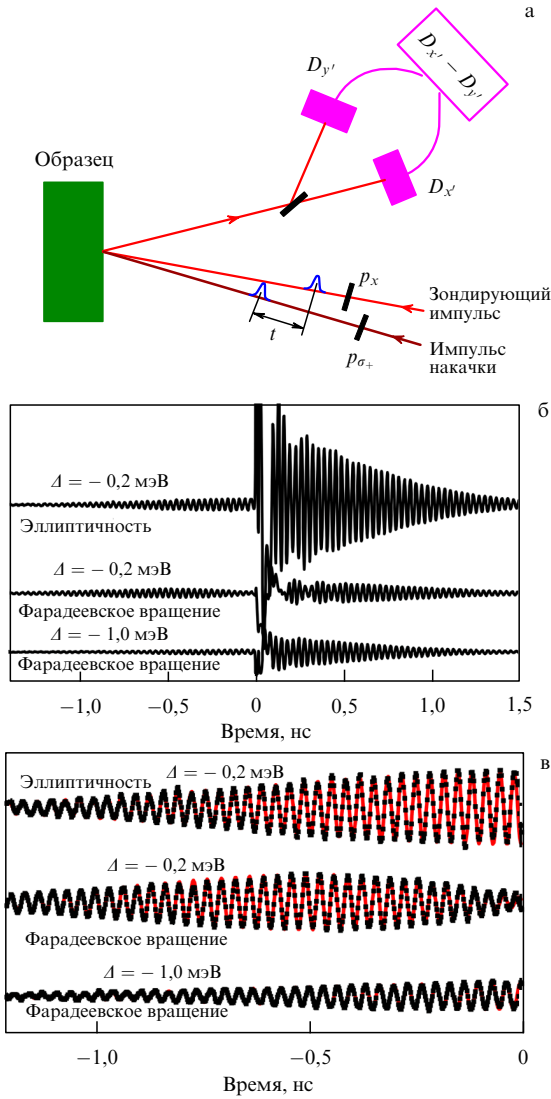


Рис. 4. (а) Схема установки для измерения угла вращения плоскости поляризации пробного луча в спин-фардеевском эффекте, индуцированном циркулярно поляризованным лучом накачки. (б) Временные сигналы эллиптичности и фардеевского вращения, измеренные при близких частотах накачки и зондирования с расстройкой $\Delta \equiv \hbar(\omega_p - \omega_{pr}) = -0,2$ мэВ и $\Delta = -1,0$ мэВ. (в) Сравнение результатов теории (сплошные кривые) и эксперимента (точки) в области отрицательных временных задержек: точки и кривые почти сливаются [33].

изменять расстройку между несущими частотами импульсов накачки (ω_p) и зондирования (ω_{pr}). Импульс накачки может возбуждать в квантовой точке трион, образованный двумя электронами с противоположными спинами и тяжёлой дыркой. Так как время рекомбинации триона составляет $\approx 0,4$ нс, основное время квантовые точки содержат по одному электрону, оптическая ориентация которого и приводит к спиновому эффекту Фарадея. С возрастанием задержки t амплитуда спиновых биений убывает. Эта потеря спиновой когерентности связана не с временем реальной спиновой релаксации, которое намного больше периода повторения T_R , а с разбросом значений частоты ларморовой прецессии электрона в возбуждаемых квантовых точках, резонансная частота ω_0 которых отличается от несущей частоты ω_p не более чем на величину τ_p^{-1} , обратную длительности импульса. На первый взгляд неожидан-

ным представляется появление сигнала при отрицательных значениях t (рис. 4б). Для описания этого необычного эффекта в [35] была построена микроскопическая теория возбуждения и измерения долгоживущей спиновой когерентности, а также управления ею короткими оптическими импульсами в однократно заряженных квантовых точках в режиме накачка–зондирование. На рисунке 4в представлены результаты расчёта, проведённого в рамках развитой теории, для отрицательных значений t . Как видно, получено хорошее согласие результатов теории и эксперимента. Ниже мы кратко перечислим основные этапы теоретического рассмотрения.

Вначале изучается воздействие короткого импульса на одну заряженную квантовую точку. В резонансном приближении такое действие описывается следующими уравнениями:

$$i\hbar\dot{\psi}_{3/2} = \hbar\omega_0\psi_{3/2} + V_+(t)\psi_{1/2}, \quad i\hbar\dot{\psi}_{1/2} = V_+^*(t)\psi_{3/2},$$

$$i\hbar\dot{\psi}_{-3/2} = \hbar\omega_0\psi_{-3/2} + V_-(t)\psi_{-1/2}, \quad i\hbar\dot{\psi}_{-1/2} = V_-^*(t)\psi_{-3/2}.$$

Здесь $\psi_{\pm 1/2}$ и $\psi_{\pm 3/2}$ — амплитуды вероятности нахождения в квантовой точке одного электрона со спином $\pm 1/2$ или триона с дырочным спином $\pm 3/2$, $V_{\pm}(t) = -\int d\mathbf{r} E_{\sigma\pm}(\mathbf{r}, t) d^3r$ — матричные элементы взаимодействия с электрическим полем световой волны $E_{\sigma\pm}(\mathbf{r}, t)$ с правой и левой циркулярной поляризацией, $\psi \equiv \partial\psi/\partial t$. Эффективность взаимодействия характеризуется дипольным моментом оптического перехода

$$d(\mathbf{r}) = -i \frac{ep_{cv}}{\omega_0 m_0} F(\mathbf{r}, \mathbf{r}), \quad (7)$$

где e — заряд электрона, m_0 — масса свободного электрона. Двухчастичная огибающая F определена как

$$F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \varphi_e(\mathbf{r}) \varphi_c^{(tr)}(\mathbf{r}') \int d^3r' \varphi_c(\mathbf{r}') \varphi_c^{(tr)}(\mathbf{r}'), \quad (8)$$

где $\varphi_c^{(tr)}$ и φ_h — электронная и дырочная одночастичные огибающие функции в трионе, φ_c — огибающая одиночного (резидентного) электрона в квантовой точке.

Спин электрона после действия импульса накачки S^+ линейно связан со спином S^- в момент прихода импульса с поляризацией σ_+ :

$$S_\alpha^+ = \mathcal{L}_{\alpha\beta} S_\beta^- + \frac{Q^2 - 1}{4} \delta_{\alpha z},$$

$$\mathcal{L} = \begin{bmatrix} Q \cos \Phi & Q \sin \Phi & 0 \\ Q \cos \Phi & -Q \sin \Phi & 0 \\ 0 & 0 & \frac{Q^2 + 1}{2} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Для импульсов прямоугольной формы с $f(t) \equiv V_{\pm}(t) \times \exp(i\omega_p t)/\hbar = f_0$ при $|t| < \tau_p/2$ и $f(t) = 0$ вне этого интервала получаем

$$Q = \sqrt{1 - \frac{\Theta^2}{x^2} \sin^2 \frac{x}{2}}, \quad \Phi = \pi y - \phi, \quad (10)$$

где $\Theta = 2f_0\tau_p$, $x = \sqrt{(2\pi y)^2 + \Theta^2}$ — эффективная частота Раби, $y = (\omega_p - \omega_0)\tau_p/2\pi$ — безразмерная расстройка частоты, $\sin \phi = (y/Qx) \sin(x/2)$. В магнитном поле $\mathbf{B} \parallel x$ поперечные компоненты спина осциллируют: $S_\beta(\Delta t) = \mathcal{M}_{\beta\gamma}(\Delta t) S_\gamma^+$, где время Δt отсчитывается от момента прихода одного из периодических импульсов накачки,

отличные от нуля компоненты матрицы $\mathcal{M}$ имеют вид $\mathcal{M}_{yy} = \mathcal{M}_{zz} = \cos(\Omega_B \Delta t)$, $\mathcal{M}_{zy} = -\mathcal{M}_{yz} = \sin(\Omega_B \Delta t)$, $\mathcal{M}_{xx} = 1$. В итоге для стационарного значения вектора S^+ получаем замкнутое линейное уравнение

$$S_\alpha^+ = \mathcal{L}_{\alpha\beta} \mathcal{M}_{\beta\gamma}(T_R) S_\gamma^+ + \delta_{\alpha z} \frac{Q^2 - 1}{4}.$$

Аналогично рассчитываются поправки $\delta\psi_{\pm 1/2}$, $\delta\psi_{\pm 3/2}$ к амплитудам вероятности, линейные по электрическому полю зондирующего импульса. Это позволяет найти спин-зависимые поправки к амплитуде прошедшего или отражённого зондирующего луча, просуммировать их по квантовым точкам и в итоге рассчитать угол поворота θ .

В квантовых точках, у которых период ларморовой прецессии кратен T_R , т.е. $\Omega_B T_R = 2\pi N$ (N — целое число), происходит резонансное накопление спина, и эти точки вносят главный вклад в спин-фарадеевское вращение. Вследствие разброса частоты Ω_B условию соизмеримости удовлетворяют квантовые точки со значениями N , различающимися на $\pm 1, \pm 2, \dots$. Таким образом, затухание сигнала при возрастании $t > 0$ обусловлено тем, что в квантовых точках с различными значениями N спины электронов вращаются с разными угловыми скоростями. Однако к приходу очередного импульса накачки происходит постепенное выстраивание спинов в направлении z . Это явление аналогично синхронизации лазерных мод [36].

5. Спектроскопия одиночных квантовых точек

В выращенной вдоль оси [001] квантовой точке, характеризующейся точечной симметрией C_{2v} , основные состояния электрона и дырки преобразуются по эквивалентным

спинорным представлениям Γ_5 (или в других обозначениях — E'). В отсутствие обменного взаимодействия основное состояние экситона $e1-hh1$ в квантовой точке четырёхкратно вырождено [37]. Обменное взаимодействие между электроном и дыркой приводит к полному снятию вырождения и расщеплению экситонного уровня на подуровни $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ (или соответственно A_1, B_1, A_2, B_2 в других обозначениях неприводимых представлений группы C_{2v}). В декартовой системе координат ($x_1 \parallel [1\bar{1}0], y_1 \parallel [110], z \parallel [001]$) состояния Γ_2 и Γ_4 оптически активны при поляризации $e \parallel x_1$ и $e \parallel y_1$, а переходы в два других состояния, Γ_1, Γ_3 , запрещены при $e \perp z$. В продольном магнитном поле $B \parallel z$ происходит смешивание как состояний Γ_1, Γ_3 , так и состояний Γ_2, Γ_4 , но между собой эти пары подуровней не смешиваются. Поэтому в спектрах поглощения или излучения наблюдаются две линии, линейно поляризованные в отсутствие магнитного поля и циркулярно поляризованные в сильном продольном магнитном поле. По аналогичной причине при излучательной рекомбинации триона X^- (два электрона в синглетном состоянии и тяжёлая дырка) или X^+ (две дырки в синглетном состоянии и электрон) во внешнем продольном магнитном поле из каждой четвёрки процессов $(X^-, j) \rightarrow (e1, s)$ и $(X^+, s) \rightarrow (hh1, j)$ разрешены только два и в спектре излучения наблюдаются не квартеты, а дублеты. Здесь s, j — индексы расщеплённых зеемановских подуровней триона или одиночного носителя в квантовой точке.

Совсем другие правила отбора действуют в квантовых точках GaAs/AlGaAs, выращенных в направлении [111]. На рисунке 5 показаны спектры фотолюминесценции выделенной квантовой точки при стационарном

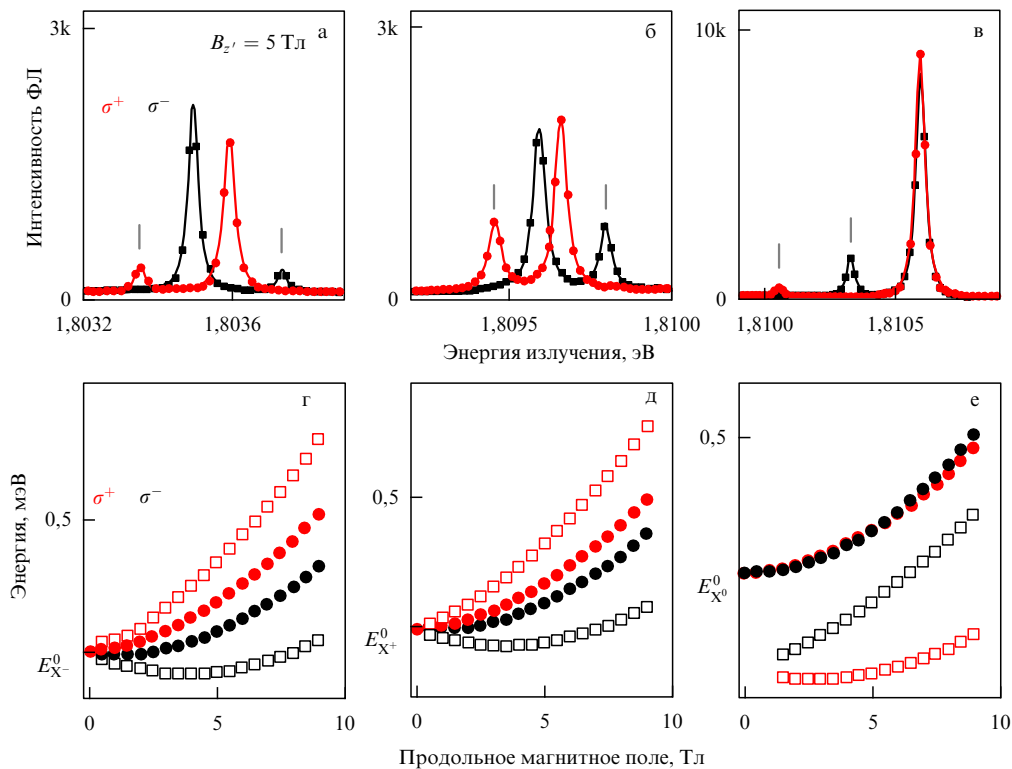


Рис. 5. Спектр фотолюминесценции (ФЛ) одиночной квантовой точки (111) GaAs/AlGaAs, измеренный в магнитном поле $B_z = 5$ Тл в области излучения триона X^+ (а), триона X^- (б) и нейтрального экситона X^0 (в); к означает условную единицу измерения интенсивности. Кругами и квадратами показаны циркулярно право- и левополяризованные линии излучения соответственно. (г–е) Изменение положения соответствующих линий излучения с возрастанием магнитного поля [18].

надбарьерном оптическом возбуждении. В этом случае в проинтергрированных по времени спектрах присутствуют линии излучения как нейтральных экситонов X^0 , так и трионов X^- и X^+ . Как видно из рисунка, в продольном магнитном поле $\mathbf{B} \parallel [111]$ вместо дублетов, состоящих из циркулярно поляризованных линий σ_+ и σ_- , наблюдается квартет, две линии которого поляризованы по правому кругу, σ_+ , и две другие — по левому кругу, σ_- . Различие в структуре спектров фотолюминесценции квантовых точек, выращенных вдоль осей $[001]$ и $[111]$, естественно объясняется различием их точечных групп симметрии C_{2v} и C_{3v} . Напомним, что в группе C_{2v} состояния тяжёлых дырок $|\pm 3/2\rangle$ преобразуются по двумерному неприводимому представлению Γ_5 и прямое произведение $\Gamma_5 \times \Gamma_5^* = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_4$ содержит лишь одно представление Γ_3 , по которому преобразуется компонента магнитного поля B_z . В группе C_{3v} состояния $|\pm 3/2\rangle$ образуют базис приводимого представления $\mathcal{D} = \Gamma_5 + \Gamma_6$ и прямое произведение $\mathcal{D} \times \mathcal{D}^* = 2\Gamma_1 + 2\Gamma_2$ включает в себя два представления Γ_2 , по которому в данной группе преобразуется компонента $B_{z'}$ ($z' \parallel [111]$). В результате зеемановский гамильтониан в поле $\mathbf{B} \parallel [111]$ описывается двумя линейно независимыми параметрами, g_{h1} , g_{h2} , и в базисе $|\pm 3/2\rangle$ имеет вид 2×2 -матрицы:

$$\mathcal{H}_{\mathbf{B}} = \frac{1}{2} \mu_B B_{z'} \begin{bmatrix} g_{h1} & g_{h2} \\ g_{h2} & -g_{h1} \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Собственные числа матрицы (11)

$$E_{\pm} = \pm g_h \mu_B B_{z'}, \quad g_h \equiv \sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}, \quad (12)$$

а соответствующие собственные функции можно привести к виду

$$\begin{aligned} |h, +\rangle &= C_1 \left| \frac{3}{2} \right\rangle + C_2 \left| -\frac{3}{2} \right\rangle, \\ |h, -\rangle &= -C_2 \left| \frac{3}{2} \right\rangle + C_1 \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \end{aligned}$$

с коэффициентами

$$\begin{aligned} C_1 &= \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{g_{h1}}{\sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}} \right)}, \\ C_2 &= \text{sign}(g_{h2}) \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 - \frac{g_{h1}}{\sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}} \right)}. \end{aligned}$$

Заметим, что коэффициенты C_1 , C_2 не зависят от магнитного поля. При $C_2 \neq 0$ электрон со спином $1/2$ (или $-1/2$) может рекомбинировать как с дыркой $|h, +\rangle$, так и с дыркой $|h, -\rangle$ с излучением σ_- -фотона (или σ_+ -фотона). Таким образом, все четыре перехода оказываются оптически активными, тогда как в квантовых точках (001) параметр g_{h2} равен нулю, а значит $C_2 \equiv 0$, и разрешены только два рекомбинационных процесса. Подчеркнём, что эффект смешивания состояний $\pm 3/2$ в продольном магнитном поле может проявляться в тригональных системах с произвольной размерностью $d = 0-3$, включая экситон в кристаллах Ge, образованный из электрона в L-долине и дырки Γ_8^+ и связанный на нейтральном доноре [38].

Отличное от нуля значение g -фактора g_{h2} можно получить, учитывая, что в объёмных полупроводниках с решёткой цинковой обманки зеемановское взаимодействие дырок Γ_8 с магнитным полем описывается гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\mathbf{B}}^{(\Gamma_8)} = -2\mu_B \left[\kappa \mathbf{J} \mathbf{B} + q(J_x^3 B_x + J_y^3 B_y + J_z^3 B_z) \right], \quad (13)$$

содержащим два безразмерных коэффициента, κ и q . Здесь x, y и z — кристаллографические оси $[100]$, $[010]$ и $[001]$, J_x, J_y, J_z — матрицы углового момента в базисе Γ_8 . Перейдём в гамильтониане (13) к координатам $x' \parallel [112]$, $y' \parallel [110]$, $z' \parallel [111]$ и введём базисные функции $|3/2\rangle$, $|-3/2\rangle$, которые преобразуются по приводимому представлению $\mathcal{D} = \Gamma_5 + \Gamma_6$ группы C_{3v} . Тогда зеемановское расщепление в поле $\mathbf{B} \parallel [111]$ будет описываться матрицей 2×2 , где $g_{h1} = -6\kappa$, $g_{h2} = 2\sqrt{2}q$.

Работа поддержана программой Президиума РАН и грантами РФФИ. Автор благодарен М.М. Глазову за полезное обсуждение рукописи.

Список литературы

1. Dyakonov M I (Ed.) *Spin Physics in Semiconductors* (Berlin: Springer, 2008)
2. Kusrayev Yu, Landwehr G (Guest Eds) *Semicond. Sci. Technol.* **23** (11) (2008), Special issue on optical orientation
3. *ФТП* **42** (8) (2008), спец. выпуск к 80-летию В.И. Переля
4. Ивченко Е Л, Киселев А А *ФТП* **26** 1471 (1992) [Ivchenko E L, Kiselev A A *Sov. Phys. Semicond.* **26** 827 (1992)]
5. Kiselev A A, Ivchenko E L, Rössler U *Phys. Rev. B* **58** 16353 (1998)
6. Yugova I A et al. *Phys. Rev. B* **75** 245302 (2007)
7. Durnev M V, Glazov M M, Ivchenko E L *Physica E* **44** 797 (2012); arXiv:1111.6837
8. Рашба Э И *ФТТ* **2** 1224 (1960) [Rashba E I *Sov. Phys. Solid State* **2** 1109 (1960)]
9. Бычков Ю А, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **39** 66 (1984) [Bychkov Yu A, Rashba E I *JETP Lett.* **39** 78 (1984)]
10. Ivchenko E L *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Harrow, UK: Alpha Sci. Intern. Ltd, 2005)
11. Nestoklon M O, Golub L E, Ivchenko E L *Phys. Rev. B* **73** 235334 (2006)
12. Глазов М М, Ивченко Е Л *Письма в ЖЭТФ* **75** 476 (2002) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP Lett.* **75** 403 (2002)]
13. Глазов М М, Ивченко Е Л *ЖЭТФ* **126** 1465 (2004) [Glazov M M, Ivchenko E L *JETP* **99** 1279 (2004)]
14. Leyland W J H et al. *Phys. Rev. B* **75** 165309 (2007)
15. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995); *Superlattices and other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena* 2nd ed. (Berlin: Springer, 1997)
16. Ivchenko E L *Phys. Status Solidi A* **164** 487 (1997)
17. Гупалов С В, Ивченко Е Л, Кавокин А В *ЖЭТФ* **113** 703 (1998) [Gupalov S V, Ivchenko E L, Kavokin A V *JETP* **86** 388 (1998)]
18. Sallen G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 166604 (2011)
19. Stevenson R M et al. *Phys. Rev. B* **73** 033306 (2006)
20. Glazov M M et al. *Phys. Rev. B* **76** 193313 (2007)
21. Кусраев Ю Г *УФН* **180** 759 (2010) [Kusrayev Yu G *Phys. Usp.* **53** 725 (2010)]
22. Glazov M M, Yugova I A, Efros A I L *Phys. Rev. B* **85** 041303(R) (2012); arXiv:1103.3249
23. Глазов М М *ФТТ* **54** 3 (2012) [Glazov M M *Phys. Solid State* **54** 1 (2012)]
24. Ивченко Е Л *ФТП* **7** 1489 (1973) [Ivchenko E L *Sov. Phys. Semicond.* **7** 998 (1973)]
25. Müller G M et al. *Physica E* **43** 569 (2010)
26. Aleksandrov E B, Zapasskii V S *ЖЭТФ* **81** 132 (1981) [*Sov. Phys. JETP* **54** 64 (1981)]
27. Crooker S A et al. *Phys. Rev. Lett.* **104** 036601 (2010)
28. Glazov M M, Sherman E Ya *Phys. Rev. Lett.* **107** 156602 (2011)

29. Ивченко Е Л, Пикус Г Е *Письма в ЖЭТФ* **27** 640 (1978) [Ivchenko E L, Pikus G E *JETP Lett.* **27** 604 (1978)]
30. Ивченко Е Л *УФН* **172** 1461 (2002) [Ivchenko E L *Phys. Usp.* **45** 1299 (2002)]
31. Ivchenko E L, Ganichev S D, in *Spin Physics in Semiconductors* (Ed. M I Dyakonov) (Berlin: Springer, 2008) p. 245
32. Аронов А Г, Ивченко Е Л *ФТТ* **15** 231 (1973) [Aronov A G, Ivchenko E L *Sov. Phys. Solid State* **15** 160 (1973)]
33. Glazov M M et al. *Phys. Rev. B* **82** 155325 (2010)
34. Greilich A et al. *Science* **313** 341 (2006)
35. Yugova I A et al. *Phys. Rev. B* **80** 104436 (2009)
36. Haken H *Light Vol. 2 Laser Light Dynamics* (Amsterdam: North-Holland, 1985) [Хакем Г *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988)]
37. Джиоев Р И и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 766 (1997) [Dzhioev R I et al. *JETP Lett.* **65** 804 (1997)]
38. Аверкиев Н С и др. *ФТТ* **23** 3117 (1981) [Averkiev N S et al. *Sov. Phys. Solid State* **23** 1815 (1981)]

PACS numbers: 72.25.Hg, 72.25.Pn, 72.25.Rb, 73.63.Hs
DOI: 10.3367/UFNr.0182.201208h.0876

Спиновый транспорт в гетероструктурах

Л.Е. Голуб

1. Введение. Спиновые расщепления

В отсутствие внешнего магнитного поля электронные состояния могут быть расщеплены по спину, если в системе нет центра пространственной инверсии. Причиной этих спиновых расщеплений является спин-орбитальное взаимодействие. Простейший пример нецентросимметричной среды представляет собой поверхность. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в полубесконечной среде имеет вид, предложенный Рашбой [1, 2]:

$$H_{so} = \alpha(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{k}) \mathbf{n}. \quad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули, $\mathbf{k}$ — волновой вектор электрона, α — некоторое число, $\mathbf{n}$ — единичный вектор нормали к поверхности. Спин-орбитальное взаимодействие такого вида имеет место в различных нецентросимметричных полупроводниках, металлах и сверхпроводниках.

Помимо взаимодействия (1), в гетероструктурах, выращенных из нецентросимметричных полупроводников (например, GaAs), существует другое взаимодействие — Дрессельхауза. Гамильтонианы любого взаимодействия такого типа имеют вид $H_{so} \propto \sigma_i k_j$, $\sigma_i k_j k_l k_m$, и их удобно представить в зеемановском виде

$$H_{so} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}). \quad (2)$$

Здесь эффективная ларморова частота $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ — псевдовектор, нечётный по $\mathbf{k}$. Спиновое расщепление $\Delta_{so}(\mathbf{k}) = \hbar|\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})|$. Направления $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ в $\mathbf{k}$ -пространстве для взаимодействия Рашбы обозначены стрелками на рис. 1а. В реальных гетероструктурах существуют расщепления обоих видов. В результате их интерференции

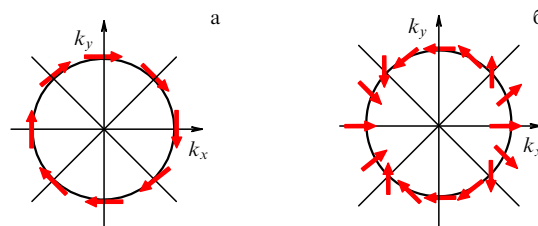


Рис. 1. Эффективное магнитное поле $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$ для электронов (а) и поляритонов (б).

подавляется спиновая релаксация электронов для одной из ориентаций спина в плоскости структуры, выращенной вдоль направления [001], если величины полей Рашбы и Дрессельхауза равны [3–5]. На основе этих идей была предложена модель спинового транзистора, в котором реализуется диффузионный спиновый транспорт [6].

2. Слабая локализация электронов и экситонных поляритонов

Одно из транспортных явлений, в котором ярко выражены спиновые расщепления, — эффект слабой локализации. Слабая локализация — это усиление рассеяния назад, возникающее из-за интерференции падающей и рассеянной волн. Волна может проходить систему рассеивателей различными путями, и среди этих путей есть особый класс — траектории с самопересечением, т.е. содержащие петлю. Траектории с обходом петли по часовой стрелке и против неё учитываются независимо, а фазы, набираемые волной при прохождении этих траекторий, совпадают. В результате волны, отражённые после прохождения двух таких траекторий, интерферируют и вероятность прохождения сквозь систему рассеивателей уменьшается по сравнению с результатом классического расчёта. Такое уменьшение прохождения носит характер локализации, хотя и имеет место для свободно распространяющихся частиц. Поэтому вышеописанное явление — усиление рассеяния назад — получило название эффекта *слабой локализации*.

Поскольку электроны обладают волновыми свойствами, эффект в небольшой мере имеет место и для них. В электронных системах слабая локализация проявляется в уменьшении проводимости по сравнению с классической величиной σ_{cl} , которую даёт теория Друде. Величина поправки к проводимости за счёт слабой локализации $\Delta\sigma_{WL} \sim (\lambda/l)\sigma_{cl}$, где λ — длина волны де Бройля, l — длина свободного пробега. В результате имеем $\Delta\sigma_{WL} \sim e^2/h$ [7].

Поправка $\Delta\sigma_{WL}$ замечательна тем, что она чувствительна к классически-слабому магнитному полю, которое не приводит к существенной силе Лоренца. Зависимость от поля обусловлена тем, что фазы электронных волн, прошедших траекторию с самопересечением в двух противоположных направлениях, различаются на поток магнитного поля сквозь петлю. В результате интерференция волн разрушается полем, а проводимость возвращается к своему классическому значению, т.е. возрастает. Положительная магнитопроводимость или отрицательное магнетосопротивление наблюдаются в различных полупроводниках, металлах и гетероструктурах. Это магнетосопротивление ввиду его резкой зависимости от магнитного поля и температуры называется *аномальным*.