

реализуется обратная ситуация. В процессе туннелирования участвуют в основном *sp*-электроны с импульсом, направленным почти перпендикулярно поверхности раздела слоя ферромагнитного металла и изолятора. Если эта поверхность шероховатая, то за счет *sd*-рассеяния вероятность туннелирования *sp*-электронов уменьшается, но одновременно присутствуют и процессы рассеяния *d*-электронов в *sp*-зону, которые приводят к некоторому увеличению туннельного тока. Эта ситуация рассмотрена в [17], где было получено следующее выражение для полного тока с учетом рассеяния на интерфейсе в случае параллельной ориентации намагниченностей ферромагнитных электродов:

$$j^P \sim (\rho_s^\uparrow)^2 + (\rho_s^\downarrow)^2 + \Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow \rho_s^\uparrow + \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow \rho_s^\downarrow,$$

и в случае антипараллельной ориентации

$$j^{AP} \sim 2\rho_s^\uparrow \rho_s^\downarrow + \Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow \rho_s^\downarrow + \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow \rho_s^\uparrow,$$

где $\rho_{s(d)}^{\uparrow(\downarrow)}$ — плотность *s(d)*-состояний электронов со спином $\uparrow(\downarrow)$, $\Gamma^{\uparrow(\downarrow)}$ — безразмерная величина меньше 1, характеризующая интенсивность рассеяния электронов на шероховатостях интерфейса. Для идеального интерфейса она равна нулю и возрастает с увеличением амплитуды рассеяния на интерфейсе. Отсюда следует, что

$$j^P - j^{AP} \sim (\rho_s^\uparrow - \rho_s^\downarrow)^2 + (\Gamma^\uparrow \rho_d^\uparrow - \Gamma^\downarrow \rho_d^\downarrow)(\rho_s^\uparrow - \rho_s^\downarrow).$$

В этом выражении первый член всегда положителен, а второй ввиду выполнения условий $\rho_s^\uparrow > \rho_s^\downarrow$ и $\rho_d^\uparrow < \rho_d^\downarrow$ отрицателен. Таким образом, с ухудшением качества интерфейса туннельное магнетосопротивление убывает, что было неоднократно подтверждено экспериментально.

Наконец, для решения проблемы увеличения туннельного магнетосопротивления с одновременным уменьшением сопротивления было предложено использовать в качестве туннельного контакта систему с тремя барьерами, между которыми должны быть расположены тонкие ферромагнитные металлические слои. Тогда движение электронов в этих средних слоях квантовано, причем положение квантовых уровней зависит от направления спина электрона. Таким образом, при параллельной ориентации намагниченностей слоев электрон с одним из направлений спина туннелирует резонансным образом, в то время как при антипараллельной ориентации положения резонансных уровней в металлических слоях не совпадают, и туннельный ток уже не имеет резонансного характера. Однако реализация подобного устройства может быть осуществлена только в случае почти идеальной поверхности раздела ферромагнетика и изолятора, что при современном уровне технологий пока трудно реализовать.

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 01-02-16965 и 01-02-17378).

Список литературы

1. Prinz G A *Science* **282** 1660 (1998)
2. DiVincenzo D P *Science* **270** 255 (1995)
3. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988); Binasch G et al. *Phys. Rev. B* **39** 4828 (1989)
4. Schad R et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 3500 (1994)
5. Barnas J et al. *Phys. Rev. B* **42** 8110 (1990)

6. Camley R E, Barnas J *Phys. Rev. Lett.* **63** 664 (1989)
7. Dieny B J. *Phys.: Condens. Matter* **4** 8009 (1992); *Europhys. Lett.* **17** 261 (1992)
8. Barthélémy A, Fert A *Phys. Rev. B* **43** 13124 (1991)
9. Hood R Q, Falicov L M *Phys. Rev. B* **46** 8287 (1992)
10. Levy P M, Zhang S, Fert A *Phys. Rev. Lett.* **65** 1643 (1990); Zhang S, Levy P M, Fert A *Phys. Rev. B* **45** 8689 (1992)
11. Vedyayev A V, Dieny B, Ryzhanova N *Europhys. Lett.* **19** 329 (1992); Vedyayev A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **5** 8289 (1993)
12. Camblong H E, Levy P M *Phys. Rev. Lett.* **69** 2835 (1992)
13. Julliere M *Phys. Lett. A* **54** 225 (1975)
14. Slonczewski J C *Phys. Rev. B* **39** 6995 (1989)
15. Moodera J S, Mathon G J. *Magn. Magn. Mater.* **200** 248 (1999)
16. Elliott R J *Phys. Rev.* **96** 266 (1954); Yafet Y, in *Solid State Physics* (Eds F Seitz, D Turnbull) Vol. 14 (New York: Academic Press, 1963) p. 1
17. Bagrets D et al. *Phys. Rev. B* **65** 064430 (2002)
18. Vedyayev A et al. *J. Phys.: Condens. Matter* **12** 1797 (2000)

PACS numbers: 68.65.-k, 73.50.Mx, 78.30.Fs

Циркулярный фотогальванический эффект в наноструктурах

Е.Л. Ивченко

1. Введение. Феноменологическое описание

В последние годы спиновые явления в физике гетероструктур вызывают повышенный интерес (см., например, обзор [1]). Успехи, достигнутые при изучении оптической ориентации в полупроводниках [2–4] и спиновых явлений в металлических гетероструктурах [5], создают базу для разработки твердотельных электронных устройств, таких как спиновый транзистор [6] и квантовый компьютер [7–9], в которых используется дополнительная степень свободы электрона — спин. В основе создания приборов спинтроники лежат эффекты инжекции и детектирования спин-поляризованных носителей, достаточно длительное время их спиновой релаксации в процессах электронного транспорта и управление спиновой поляризацией внешним электрическим полем [10–13].

Один из наиболее изученных и распространенных способов спиновой инжекции — использование циркулярно поляризованного света, поглощение которого в полупроводниках приводит к спиновой ориентации носителей заряда [2]. Недавно было обнаружено [14, 15], что оптическая ориентация в полупроводниковых гетероструктурах сопровождается генерацией электрического тока. Такое возникновение постоянной электродвижущей силы, наведенной светом, зависящей от знака циркулярной поляризации света, не связанной с пространственной неоднородностью освещения или неоднородностью среды и ранее изученной в объемных кристаллах (см. [16–18]), получило название циркулярного фотогальванического эффекта (ЦФГЭ). Эффект физически представляет собой преобразование углового момента фотонов в трансляционное движение свободных носителей заряда и феноменологически описывается соотношением

$$j_\lambda = \gamma_{\lambda\mu} i(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_\mu. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{j} — плотность наведенного фототока, \mathbf{E} — комплексная амплитуда электрического поля световой

волны; для поперечной волны выполняется тождество $i(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*) = E_0^2 P_{\text{circ}} \hat{\mathbf{e}}$, где E_0 — амплитуда $|\mathbf{E}|$, P_{circ} — степень циркулярной поляризации и $\hat{\mathbf{e}}$ — единичный вектор в направлении распространения света. Согласно (1) ЦФГЭ разрешен в системах без центра инверсии, точечная симметрия которых не делает различия между какими-либо компонентами полярного и аксиального векторов. Именно этим свойством обладают гиротропные кристаллы. ЦФГЭ был предсказан независимо в работах [19, 20] и впервые обнаружен в теллуре [18]. Он может возникать и в двумерных (2D) наноструктурах [21], что и было продемонстрировано экспериментально в полупроводниковых квантовых ямах [14, 15, 22]. Изучение ЦФГЭ и его динамики позволяет получать информацию о временах спиновой релаксации в полупроводниковых наноструктурах [23] и величине спинового расщепления, играющего важную роль в управлении спиновыми процессами, а также дает новый инструмент для изучения симметрии гетероструктур и процессов спиновой инжекции.

Более того, в низкосимметричных гетероструктурах неравновесная спиновая ориентация приводит к возникновению тока независимо от того, каким образом она была достигнута [21, 24]. Поскольку элементы спинтроники предполагают наличие сильной поляризации, очевидно, что этот новый класс спин-гальванических явлений должен приниматься во внимание при разработке электронных устройств. В докладе изложены результаты совместного теоретического и экспериментального исследования ЦФГЭ в квантовых ямах и обсуждается механизм этого эффекта в одномерных системах, а именно в киральных углеродных нанотрубках.

2. ЦФГЭ в 2D структурах с решеткой цинковой обманки

Объемные полупроводники с решеткой цинковой обманки негиротропны (кристаллический класс T_d), и в них ЦФГЭ запрещен. В гетероструктурах с квантовыми ямами, выращенных из таких полупроводников, точечная симметрия понижена до D_{2d} в симметричной квантовой яме с осью роста $[001]$, C_{2v} в асимметричной квантовой яме или одиночном гетеропереходе с осью роста $[001]$ и C_s в 2D структуре, выращенной вдоль низкосимметричной оси $[hhl] \neq [001]$, $[111]$. Во всех трех случаях тензор γ в соотношении (1) имеет отличные от нуля компоненты. В дальнейшем мы используем декартовы координаты x, y, z , параллельные кристаллографическим направлениям $[1\bar{1}0]$, $[l\sqrt{2}h]$ и $[hhl]$. Так как барьеры препятствуют движению носителей заряда вдоль оси роста, то в квантовых ямах индекс λ в (1) пробегает значения только двух координат x и y . Заметим, что ЦФГЭ по определению не связан с пространственной неоднородностью квантовой ямы в плоскости интерфейсов (или аперриодичностью квантовой проволоки в случае одномерной структуры).

В квантовых ямах симметрии C_{2v} ЦФГЭ характеризуется двумя линейно независимыми компонентами γ_{xy} и γ_{yx} и возникает только при наклонном падении циркулярно поляризованного света. В этом случае векторное соотношение (1), записанное в проекциях, принимает вид

$$j_x = \gamma_{xy} \hat{e}_y P_{\text{circ}} E_0^2, \quad j_y = \gamma_{yx} \hat{e}_x P_{\text{circ}} E_0^2. \quad (2)$$

В квантовой яме симметрии D_{2d} компоненты γ_{xy} и γ_{yx} совпадают. В структурах низкой симметрии C_s с плоскостью отражения (110) к соотношению (2) добавляется слагаемое

$$j_z = \gamma_{xz} \hat{e}_z P_{\text{circ}} E_0^2 \quad (3)$$

и циркулярный фототок возникает также при нормальном падении.

2.1. Микроскопические механизмы ЦФГЭ

Преобразование углового момента фотонов в трансляционное движение свободных носителей становится возможным благодаря спин-орбитальному взаимодействию. Оно описывается спин-зависимыми слагаемыми в эффективном гамильтониане электронов, ответственными за линейное по волновому вектору \mathbf{k} расщепление спиновых веток на дисперсионной кривой. Эти слагаемые имеют вид $\sum_{\lambda\mu} \beta_{\lambda\mu} k_\lambda \sigma_\mu$, где σ_λ — спиновые матрицы Паули, а тензор β по симметричным свойствам аналогичен тензору γ . Качественно природу возникновения ЦФГЭ можно пояснить следующим образом: поглощение циркулярно поляризованного света приводит к оптической ориентации электронных спинов, а связь между спином и вектором \mathbf{k} , описываемая тензором β , — к направленному движению носителей заряда, электронов или/и дырок, т.е. к электрическому току.

Микроскопически плотность тока ЦФГЭ, или просто циркулярного фототока, связана с неравновесной функцией распределения свободных носителей стандартным выражением $\mathbf{j} = e \sum_{n\mathbf{k}} \mathbf{v}_{n\mathbf{k}} f_{n\mathbf{k}}$, где e — заряд электрона, $\mathbf{v}_{n\mathbf{k}}$ — групповая скорость в состоянии $|n, \mathbf{k}\rangle$, индекс n нумерует и зоны, и спиновые состояния. Необходимым условием для появления тока является асимметрия функции распределения, точнее, наличие составляющей $f_{n\mathbf{k}}^-$, антисимметричной к обращению волнового вектора и спина электрона. В общем случае два различных механизма вносят вклад в ЦФГЭ: асимметрия оптического возбуждения [19, 25] и асимметрия спиновой релаксации оптически ориентированных носителей [21, 24]. Первый вклад j_1 вызван асимметрией распределения по квазиимпульсу носителей в момент их фотовозбуждения циркулярно поляризованным светом. Второй вклад j_2 возникает в процессе спиновой релаксации оптически ориентированных термализованных носителей. По порядку величины токи j_1 и j_2 можно оценить как $e W s_0 (\beta/\hbar) \tau_p$, где W — вероятность поглощения фотонов в единицу времени в единице d -мерного объема ($d = 3, 2, 1$ соответственно в объемном кристалле, квантовой яме, квантовой проволоке), s_0 — средний спин фотовозбуждаемых носителей, β — одна из компонент тензора β , τ_p — время релаксации свободных носителей по импульсу. Хотя значения j_1 и j_2 могут быть одного порядка, физическое различие между этими вкладами становится очевидным при резком выключении фотовозбуждения: ток j_1 спадает за время τ_p , тогда как затухание тока j_2 определяется временем спиновой релаксации τ_s , которое обычно много больше времени τ_p .

Полезно отметить, что ЦФГЭ — электронный аналог механических систем, которые преобразуют вращательное движение в поступательное. Существует два различных способа такого преобразования, один реализуется в

системах с винтом, например в самолете с пропеллером, а другой — в системах, в которых имеется контакт между круглой и плоской поверхностями, например между колесом машины и поверхностью земли. Электронный аналог эффекта пропеллера описывается диагональными компонентами тензора β , в частности слагаемым $\beta_{\lambda\lambda}k_\lambda\sigma_\lambda$. В этом случае при распространении света вдоль оси λ циркулярный фототок генерируется в том же направлении. В такой геометрии наблюдался ЦФГЭ в объемных кристаллах: теллуре, силленитах $\text{Bi}_{12}\text{RO}_{20}$ ($R = \text{Ge}, \text{Si}, \text{Ti}$) и германате свинца $\text{Pb}_5\text{Ge}_3\text{O}_{11}$ (см. [17]). Аналог эффекта колеса описывается недиагональными компонентами тензора β . Согласно (3) в квантовой яме симметрии C_s при нормальном падении света реализуется именно этот эффект: электронные спины ориентируются вдоль оси z и за счет спин-орбитальной связи $\beta_{xz}k_x\sigma_z$ возникает ток в поперечном направлении x , перпендикулярном плоскости отражения ($1\bar{1}0$). В квантовой яме с осью роста $[001]$ в частном случае $\gamma_{xy} = -\gamma_{yx}$ циркулярный фототок перпендикулярен плоскости падения света вне зависимости от ее ориентации относительно кристаллографических осей. Если $\gamma_{xy} \neq -\gamma_{yx}$, то угол между направлением фототока и плоскостью падения не фиксирован и меняется при вращении плоскости падения света. Теория ЦФГЭ при межзонных оптических переходах в квантовых ямах построена в работе [26].

2.2. Эксперимент

На рисунке 1 представлены экспериментальные данные, демонстрирующие ЦФГЭ в структурах с квантовыми

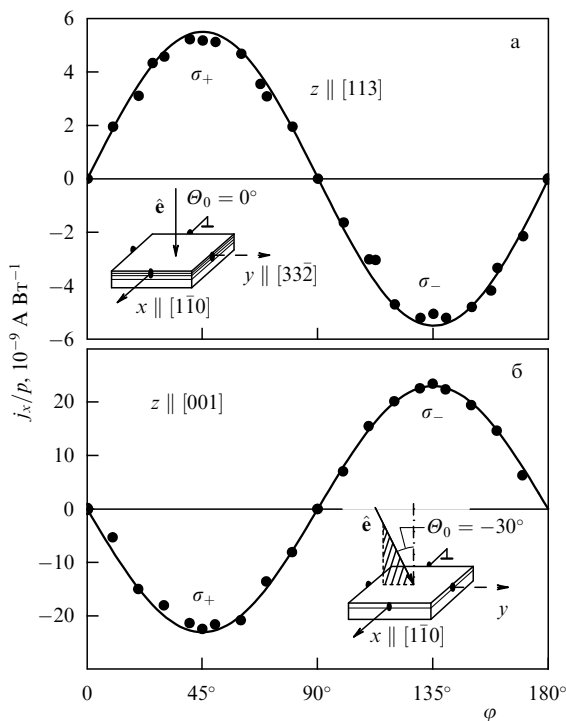


Рис. 1. Фототок в гетероструктуре, отнесенный к мощности оптической накачки, в зависимости от угла φ , определяющего спиральность фотонов: (а) нормальное падение света на структуру с квантовыми ямами р-GaAs/AlGaAs[113]А (точная симметрия C_s), (б) наклонное падение света под углом $\Theta = 30^\circ$ на структуру с квантовыми ямами n-InAs/AlGaSb[001] (точная группа C_{2v}). Сплошные кривые рассчитаны по формулам (2), (3). На вставках показана геометрия эксперимента.

ямами GaAs/AlGaAs р-типа и InAs/AlGaSb n-типа, выращенными соответственно вдоль осей $[113]$ и $[001]$. В качестве источника использовался мощный импульсный субмиллиметровый лазер на NH_3 с оптической накачкой. Линейно поляризованное излучение пропусклось через четвертьволновую пластинку, и на образец падал эллиптически поляризованный свет со степенью циркулярной поляризации $P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi$, где φ — угол между плоскостью поляризации лазерного света и оптической осью пластинки $\lambda/4$. Кривые на рис. 1 измерены при комнатной температуре и длине волны света $\lambda = 76$ мкм. Подчеркнем, что к образцам не прикладывалось никакого внешнего напряжения.

В соответствии с феноменологическими формулами (2), (3) фототок пропорционален $\sin 2\varphi$, т.е. достигает экстремума при циркулярной поляризации света и меняет полярность при изменении знака циркулярной поляризации. В первом образце циркулярный фототок наблюдается и при нормальном падении, тогда как во втором он возникает только при отклонении возбуждающего луча от нормали к внешней поверхности.

3. Насыщение циркулярного и линейного фотогальванического эффекта в структурах р-типа

В средах с точечной симметрией, допускающей пьезоэлектричество, помимо циркулярного наблюдается также линейный фотогальванический эффект (ЛФГЭ), описываемый тензором третьего ранга $\mathcal{X}_{\lambda\mu\nu}$, симметричным по отношению к перестановке двух последних индексов: $j_\lambda = \mathcal{X}_{\lambda\mu\nu}(E_\mu E_\nu^* + E_\nu E_\mu^*)/2$ (см. [14, 16–18]). При нормальном падении эллиптически поляризованного света на гетероструктуру с осью роста $[113]$ в направлении оси $x \parallel [1\bar{1}0]$ генерируется суммарный ток

$$j_x = (\gamma_{xz} \hat{e}_z P_{\text{circ}} + \mathcal{X}_{xxy} P_{\text{lin}} \sin 2\alpha) E_0^2, \quad (4)$$

где P_{lin} — степень линейной поляризации, $P_{\text{lin}}^2 + P_{\text{circ}}^2 = 1$, α — угол между главной осью эллипса поляризации и осью x . В геометрии эксперимента, проиллюстрированной на вставке к рис. 1а, угол α равен нулю и в направлении x генерируется только циркулярный фототок. Линейный фототок максимален при возбуждении светом, линейно поляризованным вдоль оси $[100]$, когда $\alpha = \pi/4$.

В работах [22, 23] обнаружено насыщение ЛФГЭ и ЦФГЭ с ростом интенсивности возбуждения I , которое удовлетворительно описывается сублинейными зависимостями

$$j_L \propto \frac{I}{1 + I/I_L}, \quad j_C \propto \frac{I}{1 + I/I_C},$$

где I_L, I_C — характерные интенсивности насыщения фототока j_x для линейно и циркулярно поляризованного света. На рисунке 2 представлены зависимости отношений

$$\frac{j_L}{I} = \frac{A_L}{1 + I/I_L}, \quad \frac{j_C}{I} = \frac{A_C}{1 + I/I_C} \quad (5)$$

от интенсивности I , измеренные в образцах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, выращенными по оси $[113]$ ($A_{L,C}$ — постоянные коэффициенты).

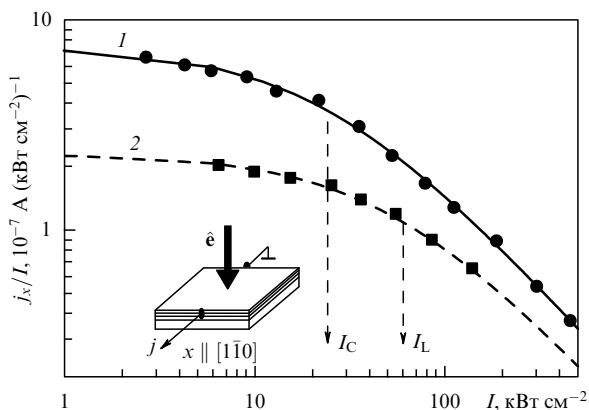


Рис. 2. Фототок j_x в квантовых ямах p-GaAs/AlGaAs[113]A, отнесенный к интенсивности накачки I , в зависимости от I для циркулярной (1) и линейной (2) поляризации возбуждающего света. На вставке показана геометрия опыта. Точки — экспериментальные данные, кривые 1 и 2 рассчитаны по формуле (5) для значений I_L и I_C , указанных вертикальными стрелками. ЛФГЭ измерялся для света с плоскостью линейной поляризации, ориентированной под углом 45° с оси x .

Так как ток ЛФГЭ пропорционален вероятности оптического поглощения W при прямых межподзонных переходах, то параметр насыщения I_L связан с фотоиндуцированным эффективным нагревом двумерных дырок и уменьшением заселенности начальных состояний дырок, участвующих в оптических переходах. Различие между I_L и I_C можно объяснить только ориентацией дырочных спинов при прямом межподзонном поглощении циркулярно поляризованного света. Равновесные дырки заселяют нижнюю подзону размерного квантования тяжелых дырок $hh1$ с угловым моментом (спином) $m = \pm 3/2$. При циркулярной поляризации света, например σ_+ -поляризации, скорости фотовозбуждения дырок из состояний $(hh1, 3/2)$ и $(hh1, -3/2)$ в верхние подзоны различаются: $W_{3/2} \neq W_{-3/2}$. Фотовозбужденные дырки в процессе энергетической релаксации назад в подзону $hh1$ теряют свой направленный спин. Поэтому при отсутствии спиновой релаксации в нижней подзоне будет происходить фотоиндуцированная перекачка дырок из одного спинового состояния в другое, пока вероятности $W_{+3/2}$ и $W_{-3/2}$ не выравняются. Так как циркулярный фототок пропорционален разности $W_{+3/2} - W_{-3/2}$, то отношение j_x/I будет убывать с течением времени до нуля. При конечном времени (τ_s) спиновой релаксации между ветками $(hh1, 3/2)$ и $(hh1, -3/2)$ это отношение при стационарном возбуждении не зависит от времени и остается конечным, но убывает с ростом I по формуле (5), где $I_C = (p_s/\tau_s)(I/W^{(0)})$, p_s — двумерная концентрация дырок ($2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$), $W^{(0)}$ — скорость оптических переходов в линейном по интенсивности света приближении. Из сравнения теории с экспериментом удалось оценить время τ_s для тяжелых дырок, которое в области температур 5–50 К имеет порядок 10 пс и меняется по закону $\tau_s \propto T^{-1/2}$.

4. Спин-гальванический эффект

ЦФГЭ, обусловленный асимметрией процессов спиновой релаксации (см. раздел 2.1), можно описать более

общим соотношением

$$j_\lambda = Q_{\lambda\mu} S_\mu, \quad (6)$$

связывающим сторонний ток \mathbf{j} с неравновесным суммарным спином \mathbf{S} термализованных носителей. В гетероструктурах, выращенных вдоль оси [001], отличны от нуля две компоненты Q_{xy}, Q_{yx} тензора \mathbf{Q} . Спин \mathbf{S} может быть ориентирован путем оптической накачки, с помощью инжекции из встроенного в структуру ферромагнитного слоя или каким-либо еще способом. Поэтому соотношение (6) описывает эффект, который можно назвать спин-гальваническим по аналогии с гальваномагнитными и фотогальваническими эффектами.

Для наблюдения спин-гальванического эффекта в [24] использовался оптический способ ориентации электронов в одиночном гетеропереходе n-GaAs/AlGaAs вдоль оси роста [001] во внешнем магнитном поле \mathbf{B} (см. вставку к рис. 3). В отсутствие поля при нормальном падении циркулярно поляризованного света происходит оптическая ориентация спинов электронов вдоль оси z , однако фототок не возникает, поскольку в такой геометрии ЦФГЭ отсутствует. Магнитное поле $\mathbf{B} \parallel x$ разворачивает спины вокруг оси x и у них появляется y -компонента (поперечный эффект Ханле)

$$S_y = -\frac{\omega_L T_s^2}{1 + (\omega_L T_s)^2} \dot{S}_z, \quad (7)$$

где ω_L — частота ларморовой прецессии, \dot{S}_z — скорость оптической генерации спинов, $T_s = \sqrt{T_{s,\parallel} T_{s,\perp}}$, $T_{s,\parallel}$ и $T_{s,\perp}$ — продольное и поперечное времена жизни спина. Подставляя (7) в (6), получаем, что в зависимости фототока от магнитного поля B_x должен прямо проявляться поперечный эффект Ханле: фототок в области малых полей пропорционален B_x , при дальнейшем росте поля достигает максимума и затем убывает до нуля. Предсказываемое теорией немонотонное поведение фототока действительно наблюдалось экспериментально (см. рис. 3). Наблюдение спин-гальванического эффекта позволило определить время T_s для электронов в исследованных гетероструктурах. В связи с данным исследо-

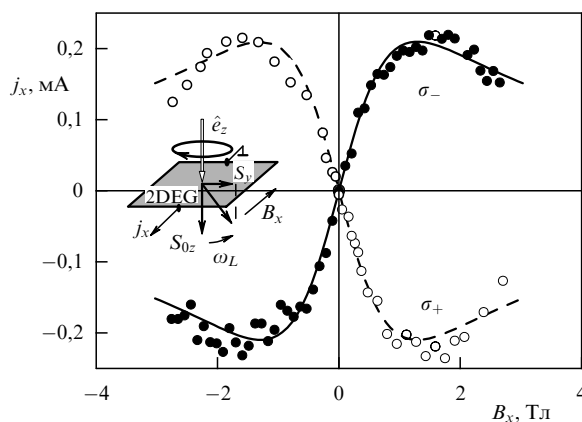


Рис. 3. Зависимость фототока j_x от магнитного поля при нормальном возбуждении структуры с квантовыми ямами n-GaAs/AlGaAs[001] циркулярно поляризованным светом σ_+ или σ_- ($\lambda = 148 \text{ мкм}$, мощность 20 кВт, $T = 4,2 \text{ К}$). На вставке показана оптическая ориентация электронных спинов и их поворот в магнитном поле.

ванием возникла необходимость в расчете оптической ориентации спинов электронов при внутризонном поглощении. Теория монополярной внутризонной оптической ориентации развита в [27].

5. ЦФГЭ в структурах с квантовыми ямами SiGe

Кристаллы с решеткой алмаза, в частности полупроводники Ge и Si, обладают центром инверсии и в них запрещены как циркулярный, так и линейный ФГЭ. Однако это не препятствует выращиванию на основе таких полупроводников нецентросимметричных гетероструктур. В работе [28] представлены результаты экспериментального обнаружения ЦФГЭ в структурах с двуслойными квантовыми ямами $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$ (4 нм)/ $\text{Si}_{0,55}\text{Ge}_{0,45}$ (2,4 нм), ограниченными барьерами из Si, и в асимметрично легированных структурах с квантовыми ямами $\text{Si}_{0,75}\text{Ge}_{0,25}$, выращенными вдоль осей [001] и [113]. Для проверки измерения проводились также в композиционно симметричной и легированной симметрично структуре с 60 квантовыми ямами $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$. Фототок в этом образце не обнаружен, несмотря на то, что в нем число ям было намного больше, чем в других, асимметричных, структурах.

В [28] проанализированы возможные механизмы появления спин-зависимых, линейных по \mathbf{k} членов в гетероструктурах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ р-типа: (а) слагаемые Рашбы, индуцированные встроенным электрическим полем, (б) смешивание на неэквивалентных интерфейсах состояний тяжелых и легких дырок, (в) слагаемые типа $\sigma_z k_x$, возникающие в асимметричных структурах с осью роста [113] при размерном квантовании гамильтониана Латтинжера.

6. ЦФГЭ в углеродных нанотрубках

ЦФГЭ может быть удобным эффектом для изучения одномерных структур, таких как углеродные нанотрубки. За исключением "зигзагообразных" и "креслообразных", все остальные нанотрубки киральные, т.е. имеют спиральную симметрию и допускают фототок $j_z = \gamma i(\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_z$, где z — главная ось структуры. Теория ЦФГЭ в таких системах развита в [29]. В отличие от рассмотренных выше механизмов, в углеродных нанотрубках ЦФГЭ не связан со спином, поскольку в углероде спин-орбитальное взаимодействие очень мало. Появление циркулярного фототока j_z обусловлено связью между волновым вектором k_z и орбитальным

угловым моментом электрона m , характеризующим симметрию электронной волновой функции по отношению к винтовому вращению вокруг оси z . Наличие такой связи приводит к поправкам к энергии электрона, пропорциональным произведению mk_z и описывающим электронный аналог эффекта пропеллера.

Данная работа поддержана программой Президиума РАН, а также грантами РФФИ и INTAS. Автор благодарен С.Д. Ганичеву и С.А. Тарасенко за полезное обсуждение рукописи.

Список литературы

1. Wolf S A et al. *Science* **294** 1488 (2001)
2. *Оптическая ориентация* (Под ред. Б П Захарчени, Ф Майера) (Л.: Наука, 1989)
3. Fiederling R et al. *Nature* **402** 787 (1999)
4. Awschalom D D, Kikkawa J M *Phys. Today* **52** (6) 33 (1999)
5. Prinz G A J. *Magn. Magn. Mater.* **200** 57 (1999)
6. Datta S, Das B *Appl. Phys. Lett.* **56** 665 (1990)
7. Kane B E *Nature* **393** 133 (1998)
8. Loss D, DiVincenzo D P *Phys. Rev. A* **57** 120 (1998)
9. DiVincenzo D P et al. *Nature* **408** 339 (2000)
10. Ohkawa F J, Uemura Y J. *Phys. Soc. Jpn* **37** 1325 (1974)
11. Васью Ф Т *Письма в ЖЭТФ* **30** 574 (1979)
12. Бычков Ю А, Рашба Э И *Письма в ЖЭТФ* **39** 66 (1984)
13. Averkiev N S, Golub L E *Phys. Rev. B* **60** 15582 (1999)
14. Ganichev S D et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 3146 (2000)
15. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 4358 (2001)
16. Белиничер В И, Стурман Б И *УФН* **130** 415 (1980)
17. Стурман Б И, Фридкин В М *Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления* (М.: Наука, 1992)
18. Ivchenko E L, Pikus G E *Superlattices and other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena* (Berlin: Springer-Verlag, 1995; 2nd ed. — 1997) Ch. 10
19. Ивченко Е Л, Пикус Г Е *Письма в ЖЭТФ* **27** 640 (1978)
20. Belinicher V I *Phys. Lett. A* **66** 213 (1978)
21. Ивченко Е Л, Лянда-Геллер Ю Б, Пикус Г Е *Письма в ЖЭТФ* **50** 156 (1989); *ЖЭТФ* **98** 989 (1990)
22. Ganichev S D et al. *Physica E* **10** 52 (2001)
23. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 057401 (2002)
24. Ganichev S D et al. *Nature* **417** 153 (2002)
25. Ganichev S D, Ivchenko E L, Prettl W *Physica E* **14** 166 (2002)
26. Golub L E, in *Proc. of the 10th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* St. Petersburg, Russia, 17–21 June 2002 p. 477
27. Tarasenko S A, Ivchenko E L, cond-mat/0202471; in *Proc. of the 10th Intern. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* St. Petersburg, Russia, 17–21 June 2002
28. Ganichev S D et al. *Phys. Rev. B* **66** 75328 (2002)
29. Ivchenko E L, Spivak B *Phys. Rev. B* **66** 155404 (2002)