

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ОПТИЧЕСКУЮ ОРИЕНТАЦИЮ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.К.Калевич, В.Л.Коренев

Показано, что в кристаллах с линейным по импульсу спиновым расщеплением зон протекание тока сопровождается возникновением эффективного магнитного поля, действующего на спины электронов. Это поле зарегистрировано по изменению оптической ориентации фотовозбужденных носителей. Расчет и эксперимент выполнены для гетероструктуры с изолированными квантовыми ямами.

Линейное по импульсу спиновое расщепление зоны проводимости, допускаемое симметрией одноосно деформированных или выращенных в виде гетероструктур с квантовыми ямами кристаллов без центра инверсии, а также гиротропных кристаллов, приводит к появлению ряда новых эффектов. Так, например, в <sup>1</sup> теоретически предсказывается возникновение фототока в результате спиновой релаксации оптически ориентированных электронов в квантовых ямах. В <sup>2,3</sup> рассматривается обратный эффект – возникновение поляризации носителей при протекании тока в гиротропных <sup>2</sup> и в деформированных типа  $A_3B_5$ , <sup>3</sup> кристаллах.

В настоящей работе показано, что в квантово-размерных структурах типа GaAs/AlGaAs протекание электрического тока сопровождается появлением эффективного магнитного поля, действующего на спины дрейфующих электронов. Предложено это поле регистрировать по его влиянию на оптическую ориентацию электронов во внешнем магнитном поле.

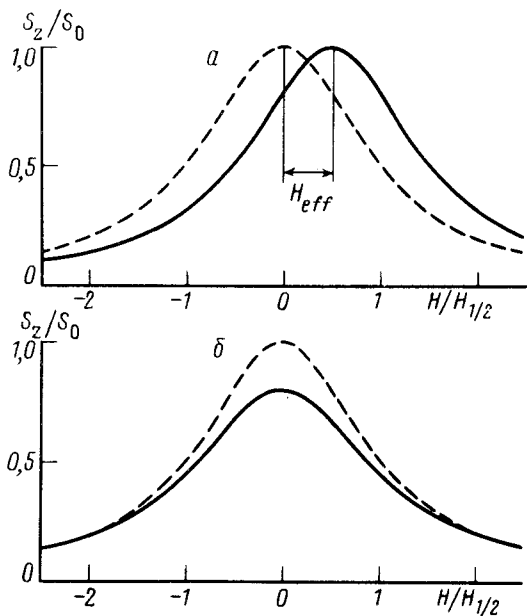


Рис. 1. Кривые Ханле, построенные по формуле (5) для двух ориентаций поля  $\mathbf{H}_{eff}$ : ..... –  $H_{eff} = 0$ , ——— –  $H_{eff} = -0,5H_{1/2}$ . а –  $\mathbf{H}_{eff} \parallel \mathbf{H}$ , б –  $\mathbf{H}_{eff} \perp \mathbf{H}$

Предлагаемый эффект допускает простую интерпретацию. Как известно <sup>4,5</sup>, спиновое расщепление зоны проводимости действует на спин электрона как эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff}^*$  величина и направление которого определяются величиной и направлением импуль-

са электрона  $\mathbf{p}$ . В двумерном случае, когда спиновое расщепление линейно по импульсу, поле  $\mathbf{H}_{eff}^* \sim \mathbf{p}$  <sup>5</sup>. В результате процессов рассеяния по импульсу это поле хаотически меняется, что в термодинамическом равновесии приводит к отсутствию регулярного поля, действующего на электронный спин. Прецессия спинов электронов в случайно меняющемся магнитном поле вызывает их дополнительную спиновую релаксацию <sup>5</sup>. При пропускании электрического тока в плоскости квантовой ямы на хаотическое движение электронов накладывается регулярный дрейф с импульсом  $\mathbf{p}_{др}$ . В этом случае наряду с флуктуирующей частью  $\mathbf{H}_{eff}^*$  по-прежнему обуславливающей спиновую релаксацию, возникает регулярное эффективное магнитное поле  $\mathbf{H}_{eff} \sim \mathbf{p}_{др}$ . Это поле вызывает прецессию среднего спина дрейфующих электронов и может быть обнаружено по изменению оптической ориентации фотовозбужденных электронов.

Покажем, что при протекании тока, возникает прецессия неравновесного среднего спина  $\mathbf{S}$  оптически ориентированных двумерных электронов в эффективном магнитном поле  $\mathbf{H}_{eff}$ . Гамильтониан  $\mathcal{H}$  электронов в симметричной квантовой яме с нормалью  $z \parallel [001]$  в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , направленном в плоскости квантового слоя, имеет вид <sup>5</sup>:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + \frac{1}{2} \hat{\sigma} \epsilon \mathbf{p} + \frac{1}{2} \mu_B g \hat{\sigma} \mathbf{H}. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{p} = (p_x, p_y, 0)$  – квазиимпульс электронов (ось  $x \parallel [100]$ ),  $m$  и  $g$  – их эффективные масса и  $g$ -фактор,  $\mu_B$  – магнетон Бора ( $\mu_B > 0$ ). Псевдотензор второго ранга

$$\hat{\epsilon} = \frac{2\pi^2 \gamma_c}{\hbar a^2} \begin{bmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

где  $\gamma_c$  – константа кубического по  $\mathbf{p}$  спинового расщепления зоны проводимости в объемном GaAs,  $a$  – ширина ямы.

Прецессия неравновесного спина  $\mathbf{S}$  в эффективном магнитном поле определяется из уравнения:

$$\left( \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)_{ток} = \frac{i}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}} \text{Sp} \left( \frac{1}{2} \hat{\sigma} [\hat{\rho}, \frac{1}{2} \hat{\sigma} \epsilon \mathbf{p}] \right). \quad (2)$$

Матрица плотности  $\hat{\rho}$  складывается из равновесной по импульсу части  $\hat{\rho}_0$  и малой неравновесной по импульсу добавки  $\hat{\rho}_1$ . В случае невырожденной статистики  $\hat{\rho}_0 = \{0.5 + \hat{\sigma} \mathbf{S}, Z^{-1} \times \times \exp(-\mathcal{H}/kT)\}_{\text{симм}}$  <sup>1</sup>, где  $Z$  – статистическая сумма.

В термодинамическом равновесии  $\hat{\rho}_1 = 0$  и  $(\partial \mathbf{S} / \partial t)_{ток} = 0$ . При включении тока, в случае слабого отклонения от равновесия  $\hat{\rho}_1 = \tau_p e E \nabla_{\mathbf{p}} \hat{\rho}_0$  <sup>3</sup>, где  $\tau_p$  – время импульсной релаксации,  $E$  – напряженность электрического поля. Тогда

$$\left( \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} \right)_{ток} = \frac{-1}{\hbar} \sum_{\mathbf{p}} \text{Sp} \left( \hat{\rho}_1 \left( \frac{1}{2} \hat{\sigma} \times \hat{\epsilon} \mathbf{p} \right) \right) = \left( \frac{\hat{\epsilon} \mathbf{p}_{др}}{\hbar} \right) \times \mathbf{S} \quad (3)$$

Из (3) следует, что при протекании тока возникает дополнительная прецессия электронных спинов в эффективном магнитном поле

$$\mathbf{H}_{eff} = \frac{\hat{\epsilon} \mathbf{p}_{др}}{\mu_B g} = \frac{2\pi^2 \gamma_c m}{\hbar a^2 \mu_B g} \mu_n \begin{pmatrix} E_x \\ -E_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где  $\mathbf{p}_{др} = -m\mu_n \mathbf{E}$  — дрейфовый импульс электронов,  $\mu_n$  — их подвижность. Отметим, что поле  $\mathbf{H}_{eff}$  направлено в плоскости квантовой ямы и по величине пропорционально подвижности электронов и напряженности электрического поля.

Оценим величину эффективного поля. Для ямы шириной  $a = 10^{-6}$  см при  $m = 0,066m_0$ ,  $|g| = 0,44$ ,  $\gamma_c = 2,45 \cdot 10^{-23}$  эВ · см<sup>3</sup>,  $\mu_n = 10^4$  см<sup>2</sup>/В · с и  $E = 10$  В/см находим, что  $H_{eff} = 1,1 \cdot 10^{-2} \mu_n E \approx 1$  кЭ. Поле такой величины способно вызвать значительную деполяризацию оптически ориентированных электронов, что должно проявиться на зависимости их степени поляризации от величины внешнего магнитного поля.

Таким образом, при наличии внешнего магнитного поля и тока средний спин  $\mathbf{S}$  прецессирует в суммарном магнитном поле  $\mathbf{H} + \mathbf{H}_{eff}$ . В этом случае в обычном выражении, описывающем эффект Ханле, поле  $\mathbf{H}$  заменяется на  $(\mathbf{H} + \mathbf{H}_{eff})$ :

$$\frac{S_z}{S_0} = \frac{1}{1 + (\mathbf{H} + \mathbf{H}_{eff})^2 / H_{1,2}^2}, \quad (5)$$

где  $S_0$  — средний спин электронов в отсутствие магнитного поля и тока ( $S_0 \parallel z$ ), полуширина кривой Ханле  $H_{1,2} = \hbar / \mu_B |g| T_S$ ,  $T_S$  — время существования оптической ориентации (спиновая релаксация предполагается изотропной).

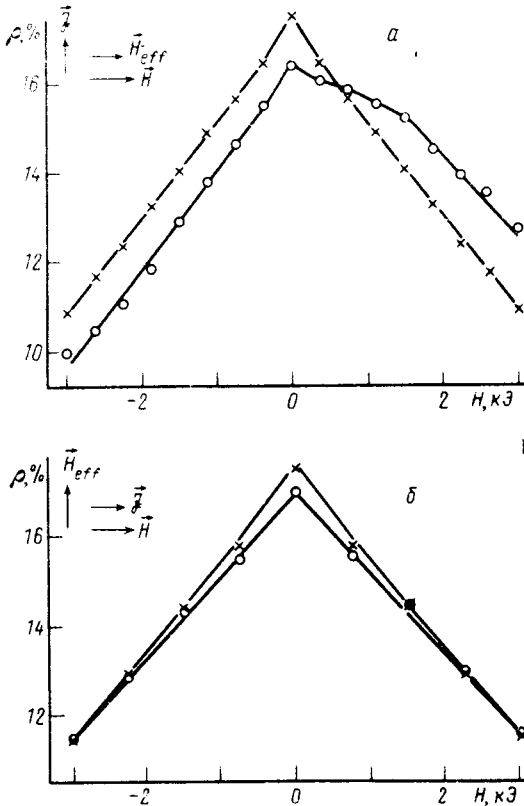


Рис. 2. Экспериментальные кривые Ханле при включенном и выключенном токе через образец для двух ориентаций кристалла.  $T = 77$  К. (При интенсивности света  $2$  Вт/см<sup>2</sup> и  $77$  К фототок превышал темновой ток более чем в  $100$  раз).  $a$  —  $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$  ( $\mathbf{H}_{eff} \parallel \mathbf{H}$ ),  $b$  —  $\mathbf{J} \parallel \mathbf{H}$  ( $\mathbf{H}_{eff} \perp \mathbf{H}$ ).  $\times$  —  $J = 0$ ,  $\circ$  —  $J = +150$  мкА. Сплошные линии проведены для наглядности

Интересны два случая:  $\mathbf{H}_{eff} \parallel \mathbf{H}$  и  $\mathbf{H}_{eff} \perp \mathbf{H}$ . В первом случае поле  $H_{eff}$  складывается с внешним полем или вычитается из него, что приводит к сдвигу исходной кривой Ханле на величину  $H_{eff}$  (рис. 1, а). Во втором случае поле  $H_{eff}$  ускоряет деполяризацию электронов при всех значениях поля  $H$ , оставляя при этом кривую  $S_z(H)$  симметричной относительно смены знака  $H$  (рис. 1, б).

Эксперимент, результаты которого качественно объясняются в рамках изложенной теории, был выполнен на выращенной в направлении [001] гетероструктуре, состоящей из 100 слоев GaAs, разделенных барьерами  $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ , с толщиной 100Å и 110Å, соответственно<sup>7</sup>. Оптическая ориентация квазидвумерных электронов в квантовых ямах создавалась лучом  $\sigma$ -света с  $\lambda = 7525\text{Å}$ , направленным по оси  $z \parallel [001]$ . Измеряемой величиной являлась степень  $\rho$  круговой поляризации люминесценции,  $\rho \sim S_z$ . Для измерения  $\rho$  использовался анализатор поляризации света<sup>8</sup>. Электрические контакты к слоям GaAs изготавливались путем напыления на поверхность кристалла золота с германием в виде двух узких параллельных полосок и последующего их вжигания. Контакты были расположены так, что ток  $J$  протекал вдоль оси [110] кристалла. Внешнее магнитное поле  $H$  было направлено горизонтально вдоль плоскости гетерослоев.

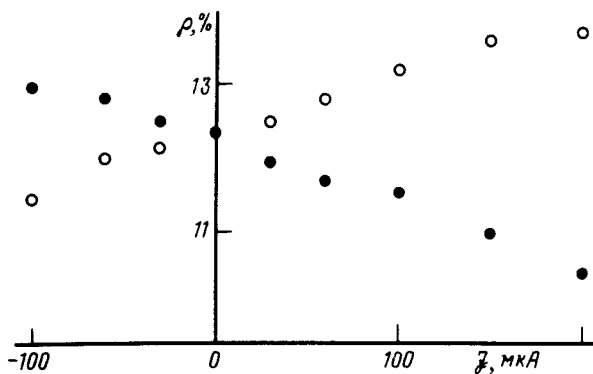


Рис. 3. Зависимость  $\rho$  от фототока через образец для геометрии, когда  $J \perp H$  ( $H_{eff} \parallel H$ ).  
 ●  $T = 77 \text{ K}$ .  $H$ : ○ —  $(2250 \pm 2) \text{ Э}$ , ● —  $(2250 \pm 2) \text{ Э}$

Эксперимент заключался в измерении кривых Ханле при включенном и выключенном токе через образец. На рис. 2 приведены начальные участки кривых  $\rho(H)$ , полученных для двух ориентаций кристалла, когда ток  $J \perp H$  и  $J \parallel H$ . Эти кривые резко асимметричны относительно оси ординат для  $J \perp H$  (рис. 2, а) и с точностью до ошибки измерения совпадают при смене знака  $H$  для  $J \parallel H$  (рис. 2, б).

Такой вид кривых Ханле можно объяснить с учетом эффективного поля  $H_{eff}$ . Действительно, при протекании тока  $J$  ( $J \parallel p_{др} \parallel E$ ) вдоль оси [110], согласно (4), поле  $H_{eff} \perp J$ . Тогда  $H_{eff} \parallel H$  при  $J \perp H$  и  $H_{eff} \perp H$  при  $J \parallel H$ . В первом случае поле  $H_{eff}$  замедляет деполяризацию электронов при  $H > 0$  и ускоряет ее при  $H < 0$ . Это приводит к асимметрии кривой  $\rho(H)$  (рис. 2, а). Отметим, что величина поля  $H_{eff}$ , оцененная по асимметрии кривых  $\rho(H)$  на рис. 2, а, составила  $(0,6 \pm 0,2)$  кЭ. В случае, когда  $H_{eff} \perp H$ , деполяризующее воздействие поля  $H_{eff}$  не зависит от направления поля  $H$ . При этом кривая  $\rho(H)$  должна остаться симметричной при смене знака  $H$ , что и наблюдается на опыте (рис. 2, б).

Дополнительное подтверждение возникновения поля  $H_{eff}$  получено из зависимостей  $\rho$  от тока через образец. Такие зависимости для геометрии  $J \perp H$  в поле  $H = +2,25 \text{ кЭ}$  и  $H = -2,25 \text{ кЭ}$  приведены на рис. 3. Как видно из рисунка, изменение поляризации  $\Delta\rho = \rho(+H) - \rho(-H)$  линейно зависит от тока и меняет знак при смене знака  $J$ . Такое поведение  $\rho$  также объясняется влиянием поля  $H_{eff}$ . Действительно, согласно (4), в такой геометрии поле  $H_{eff} \parallel H$  и, кроме того, по величине прямо пропорционально току и меняет направление при смене направления тока. Тогда увеличение тока должно приводить к сдвигу кривой  $\rho(H)$  по оси абсцисс, что в области линейной зависимости  $\rho$  от  $H$  в случае небольших (в масштабе  $H_{1,2}$ ) величин  $H_{eff}$  должно сопровождаться линейным изменением  $\rho$ : ростом  $\rho$  при  $H > 0$  и падением  $\rho$  при  $H < 0$  для  $J > 0$ , и, наоборот, уменьшением  $\rho$  при  $H > 0$  и увеличением  $\rho$  при  $H < 0$  для  $J < 0$ .

Обратим внимание, что поскольку поле  $H_{eff}$  пропорционально подвижности электронов (см. (4)), его измерение (при известных ширине квантовой ямы и напряженности приложен-

ного электрического поля) может служить методом определения подвижности носителей в квантово-размерных структурах.

В заключение отметим, что эффективное поле  $H_{eff}$  может наблюдаться не только по изменению поляризации электронов, ориентированных светом. Так, например, предсказанная в <sup>3</sup> ориентация электронов током в деформированном GaAs фактически является результатом намагничивания электронов в поле  $H_{eff}$ . При этом их степень поляризации  $\mathcal{P}_T \sim \mu_B g H_{eff} / kT$ . Кроме того, поле  $H_{eff}$  может приводить к сдвигу линии ЭПР свободных электронов (аналог сдвига Оверхаузера) и, аналогично <sup>2</sup>, повороту плоскости линейно поляризованного света (эффект Фарадея).

Авторы выражают благодарность Б.П.Захарчене и В.Г.Флейшеру за постоянный интерес к работе, Г.Е.Пикусу, И.А.Меркулову, А.Г.Аронову, Ю.Б.Лянда-Геллеру за полезные обсуждения, П.С.Копьеву за предоставление кристалла, И.Р.Дайновой за изготовление контактов к образцу.

#### Литература

1. *Ивченко Е.Л., Лянда-Геллер Ю.Б., Пикус Г.Е.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 156.
2. *Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Пикус Г.Е. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, 485.
3. *Аронов А.Г., Лянда-Геллер Ю.Б.* Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 398.
4. *D'yakonov M.I., Perel' V.I.* In: Optical prrientation, Ed. by F.Meier, B.P.Zakharchenya. North-Holland, 1984, ch. 2, p. 11.
5. *Дьяконов М.И., Качоровский В.Ю.* ФТП, 1986, 20, 178.
6. *Пикус Г.Е. и др.* ФТП, 1988, 22, 185.
7. *Алферов Ж.И. и др.* ФТП, 1985, 19, 715.
8. *Кульков В.Д., Калевич В.К.* ПТЭ, 1980, 5, 196.