Слабая антилокализация и спин-орбитальное взаимодействие в квантовой яме $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ в режиме замороженной фотопроводимости

© Д.Д. Быканов¶, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев

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

(Получена 10 июня 2002 г. Принята к печати 17 июня 2002 г.)

Исследовано квантовое магнитосопротивление двумерного электронного газа в слабом магнитном поле на гетерогранице $In_{0.53}Ga_{0.46}As/InP$ в режиме замороженной фотопроводимости. Знакопеременный характер зависимостей магнитосопротивления от магнитного поля свидетельствует о влиянии спин-орбитального взаимодействия на проводимость квантовой ямы. Показано, что основным вкладом в величину частоты спин-орбитального рассеяния $1/\tau_{so}$ является механизм, определяемый встроенным на гетерогранице электрическим полем, — линейным по волновому вектору электрона механизмом Рашбы. Полученные данные позволяют на основе существующих теорий оценить параметры спин-орбитального расщепления энергетического спектра $\alpha = (84 \pm 10)\,Å^2$ (по механизму Рашбы) и $\gamma = (73 \pm 5)\,эВ \cdot Å^3$ (по механизму Дьяконова–Переля и Дрессельхауза).

1. Введение

Как известно, в полупроводниках и полупроводниковых структурах с двумерным электронным газом (2DEG) классическое (лоренцовское) магнитосопротивление отсутствует при низких (гелиевых) температурах. На изоляторной стороне перехода металла–изолятор в области низких температур вместо классического магнитосопротивления наблюдают экспоненциально растущее с магнитным полем магнитосопротивление, обусловленное спиновой перестройкой зон Хаббарда [1], либо сжатием волновых функций электронов [2]. На металлической стороне перехода отсутствие лоренцовского магнитосопротивления связано с вырождением электронного газа [3]. Вместо этого в слабом магнитном поле при $\omega_c\tau \ll 1$ наблюдается квантовое отрицательное магнитосопротивление (ОМС). Оно обусловлено подавлением эффекта слабой локализации магнитным полем и соответственно возрастанием проводимости [4]. В приведенных выше неравенствах: ω_c — циклотронная частота, τ — транспортное время (время релаксации импульса электрона). В более сильном магнитном поле проявляется положительное квантовое магнитосопротивление, обусловленное другим типом квантовых поправок к проводимости. Это поправки, связанные с модифицированным электрон-электронным взаимодействием, характерным для проводников с разупорядоченным электронным газом [4–7]. При $\omega_c\tau \gg 1$ начинаются осцилляции Шубникова–де-Гааза.

Уменьшение проводимости в отсутствие магнитного поля (слабая локализация) вызывается интерференцией волновых функций электронов, прошедших один и тот же путь в прямом и обратном направлениях. Такая интерференция зависит от общего спина J двух электронных волн. При спин-орбитальном (СО) взаимодействии только интерференция находящихся в триплетном состоянии волн с $J = 1$ дает эффект слабой локализации, т. е. уменьшает проводимость. Синглетное состояние интерферирующих волн с общим числом $J = 0$ приводит к увеличениию проводимости (эффект антилокализации). Соответственно подавление магнитным полем интерференции волн с $J = 1$ увеличивает проводимость (эффект ОМС), а подавление интерференции волн с общим спином $J = 0$ — уменьшает. В последнем случае происходит подавление слабой антилокализации, что приводит к положительному магнитосопротивлению (ПМС).

В первых работах по теории слабой локализации и антилокализации в качестве параметров, определяющих зависимости магнитосопротивления от магнитного поля, рассматривались времена сбоя фазы волновой функции электрона (*phase-breaking time, dephasing time*) τ_φ и τ_{so}. Первое время (τ_φ) — из-за сбоя фазы за счет неупругого рассеяния типа электрон-электронного или электрон-фононного взаимодействий. Второе (τ_{so}) — из-за сбоя фазы за счет спин-орбитального рассеяния электронов. Предполагалось, что τ_{so} определяется только одним механизмом СО взаимодействия. В качестве процесса, определяющего время τ_{so}, рассматривался либо механизм спиновой релаксации Эллиота–Яфета [8], либо — Дьяконова–Переля, возникающий в полупроводниках без центра инверсии (часто называемый механизмом Дрессельхауза) [4,9]. Впоследствии появились теоретические разработки, показавшие, что при действии нескольких механизмов СО взаимодействия они влияют различным образом на зависимость проводимости 2DEG от магнитного поля [10,11], и был предложен новый тип зависимости, учитывающий это различное влияние. В результате путем анализа экспериментальных зависимостей оказалось возможным оценивать раздельно вклады различных механизмов СО рассеяния.

¶ E-mail: dbyk@mail.ioffe.ru

В данной работе мы представляем результаты исследования магнитосопротивления 2DEG на гетерогранице $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ при заполнении одной подзоны размерного квантования в режиме замороженной проводимости и сравнение этих данных с теориями [10,11]. Ранее подобное экспериментальное исследование было выполнено для 2DEG на гетерогранице $GaAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As$ и на образцах, находящихся в равновесном состоянии (в темноте) [11].

2. Теоретические предпосылки

Теория квантовых поправок справедлива для слабо разупорядоченного электронного газа при выполнении условия

$$k_F l > 1, \tag{1}$$

где k_F — волновой вектор электрона на уровне Ферми, l — длина свободного пробега. Теоретические зависимости магнитопроводимости от магнитного поля справедливы только до величины магнитного поля, соответствующей неравенству

$$L_B < l, \tag{1a}$$

где $L_B = (\hbar c/2eB)^{1/2}$ — магнитная длина.

Возникновение знакопеременной зависимости квантового магнитосопротивления можно проиллюстрировать, используя теоретическую зависимость магнитопроводимости (*magnetoconductivity*) 2DEG от магнитного поля из работы [8]:

$$\frac{\sigma(B)-\sigma(0)}{G_0} = \frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = f_2\left(\frac{B}{H_s+H_\varphi}\right) + \frac{1}{2} f_2\left(\frac{B}{2H_s+H_\varphi}\right) - \frac{1}{2}(1+\beta) f_2\left(\frac{B}{H_\varphi}\right), \tag{2}$$

где B — магнитное поле, $G_0 = e^2/2\pi\hbar$, β — коэффициент, определяющий величину поправки Маки-Томпсона [12]:

$$\Delta\sigma_{MT}(B) = -\beta G_0 f_2\left(\frac{B}{H_\varphi}\right); \tag{3}$$

функция $f_2(x)$ определяется диаграмма-функцией $\Psi(z)$:

$$f_2(x) = \Psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{x}\right) + \ln x.$$

Параметр H_φ связан со временем сбоя фазы τ_φ;

$$H_\varphi = \frac{\hbar c}{4eD\tau_\varphi}, \tag{4}$$

параметр H_s — со временем релаксации СО взаимодействий τ_{so}:

$$H_s = \frac{\hbar c}{4eD\tau_{so}}. \tag{5}$$

Если частота СО рассеяния $1/\tau_{so}$ много меньше частоты $1/\tau_\varphi$, то $2/H_s + H_\varphi \approx H_\varphi$, и, складывая члены в правой части (2), получаем

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = (1-\beta) f_2\left(\frac{B}{H_{\varphi_\varphi}}\right) > 0,$$

т. е. квантовая поправка к проводимости положительна и наблюдается эффект ОМС, определяемый временем сбоя фазы.

В дальнейшем, как и в большинстве теоретических [10,11] и экспериментальных исследований, мы не будем учитывать поправку Маки–Томпсона (3), считая $\beta \to 0$.

Для полупроводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием электронов, как например полупроводники A^{IV} и $A^{III}B^{V}$ p-типа, а также для квантовых ям с дырочной проводимостью на их основе справедливо обратное неравенство $1/\tau_{so} \gg 1/\tau_\varphi$, т. е.

$$H_s \ll H_\varphi \tag{6}$$

и основную роль играет последний член в правой части (2). Квантовая поправка к проводимости становится отрицательной, т. е. наблюдается ПМС. Этот эффект, как и ОМС, определяется только величиной и температурной зависимостью времени τ_φ:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\frac{1}{2} f_2\left(\frac{B}{H_\varphi}\right) < 0. \tag{7}$$

Если частоты $1/\tau_{so}$ и $1/\tau_\varphi$ сравнимы по величине, то

$$H_s \gtrsim H_\varphi \tag{8}$$

и в слабом магнитном поле также основную роль играет последний член в правой части (2) с бóльшим значением аргумента, обеспечивая эффект ПМС. По мере возрастания магнитного поля и насыщения этой зависимости начинают превалировать первые слагаемые и магнитопроводимость изменяет знак, а магнитосопротивление становится отрицательным. Такое знакопеременное магнитосопротивление удается наблюдать в структурах на основе $A^{III}B^{V}$ с двумерным элекронным газом (см., например, [9,11,13]). Оно проявляется в виде пика положительного магнитосопротивления в области слабого магнитного поля с последующей сменой знака и переходом в ОМС.

Как было показано в работе [10], вид зависимости (2) должен быть изменен, если в гамильтониане для спинового расщепления зоны проводимости

$$H = \frac{k^2}{2m^*} + (\boldsymbol{\sigma}\boldsymbol{\Omega}) \tag{9}$$

присутствуют линейные по k члены, описывающие СО взаимодействие (рассматривалась плоскость гетерограницы [100] в $A^{III}B^{V}$). В выражении (9) $\hbar = 1$, $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$, $\boldsymbol{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y)$ — двумерные вектора с компонентами в плоскости квантовой ямы;

σ_i — компоненты матрицы Паули. Вектор $2\Omega/\hbar$ имеет физический смысл вектора прецесии: его длина равна частоте прецесии спина и его направление определяет ось прецесии. Расщепление энергии по спину равно 2Ω.

В рассматриваемом случае расчет времени релаксации спина производится как

$$\frac{1}{\tau_{\text{so}}} = 2\left(\Omega_1^2\tau_1 + \Omega_{1\text{R}}^2\tau_1 + \Omega_3^2\tau_3\right), \tag{10}$$

где

$$\frac{1}{\tau_n} = \int W(\theta)(1-\cos n\theta)d\theta, \quad n = 1, 3;$$

$$\Omega_1 = \gamma k\left(\langle k_z^2\rangle - \frac{1}{4}k^2\right) \tag{11}$$

— член, линейный по волновому вектору (механизм Дьяконова–Переля) [14]. Здесь $\langle k_z^2\rangle$ — средняя величина квадрата волнового вектора в направлении, перпендикулярном плоскости 2DEG.

$$\Omega_3 = \gamma\,\frac{k^3}{4} \tag{12}$$

— член кубический по волновому вектору в плоскости гетерограницы (механизм Дрессельхауза). В дальнейшем будем обозначать $\tau_1 = \tau$ — транспортное время релаксации. Следует отметить, что выражение для магнитопроводимости (2) справедливо, если в СО рассеянии присутствует только вклад Ω_3.

Кроме того, в асимметричной квантовой яме возникает дополнительный член в гамильтониане, также линейный по волновому вектору электрона

$$\Omega_{1\text{R}} = \alpha F k \tag{13}$$

(F — электрическое поле на гетерогранице), предложенный Рашбой [15]. Коэффициенты α и γ являются константами, характеризующими энергетический спектр полупроводника со слоем 2DEG.

Теоретический анализ [10] показал, что для учета линейных членов при расчете квантовых поправок, связанных со слабой локализацией, неправильно использовать просто суммарное время для релаксации спина в выражении (2). В этой работе представлено аналитическое выражение для магнитопроводимости:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\frac{1}{a_0} - \frac{2a_0 + 1 + \frac{H_s}{B}}{a_1\left(a_0 + \frac{H_s}{B}\right) - 2\,\frac{H_{s1}}{B}}$$
$$+\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{3}{n} - \frac{3a_n^2 + 2a_n\frac{H_s}{B} - 1 - 2(2n+1)\frac{H_{s1}}{B}}{\left(a_n + \frac{H_s}{B}\right)a_{n-1}a_{n+1} - 2((2n+1)a_n - 1)\frac{H_{s1}}{B}}\right)$$
$$-2\ln\frac{H_{\text{tr}}}{B} - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\varphi}{B}\right) - 3C, \tag{14}$$

где $a_n = n + \frac{1}{2} + \frac{H_\varphi}{B} + \frac{H_s}{B}$, C — константа Эйлера. В зависимости (14) в отличие от выражения (2) есть два характерных магнитных поля для описания спин-орбитального рассеяния: кроме H_s, определяемого суммарной величиной времени релаксации спина τ_{so} (10):

$$H_s = \frac{2}{4\hbar eD}\left(\Omega_1^2\tau + \Omega_3^2\tau_3 + \Omega_{1R}^2\tau\right), \tag{15}$$

возникает дополнительный параметр H_s, который определяется наибольшим из членов (11) или (13), линейными по волновому вектору

$$H_{s1} = \frac{2\tau\,\max\{\Omega_1^2, \Omega_{1\text{R}}^2\}}{4\hbar eD}. \tag{16}$$

Условие (1a) для применимости всех теоретических зависимостей магнитопроводимости от магнитного поля для 2DEG может быть записано в виде

$$B < H_{\text{tr}} = \frac{\hbar c}{4eD\tau}. \tag{16a}$$

3. Образцы и методика эксперимента

Селективно легированные гетероструктуры $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ изготавливались методом жидкофазной эпитаксии [16]. На подложке из полуизолирующего InP, легированного железом, выращивался буферный слой фосфида индия p-типа, легированного самарием (с концентрацией дырок $p \approx 10^{15}$ см$^{-3}$ при комнатной температуре) толщиной порядка 1.5 мкм, затем слой InP n-типа (источник электронов в квантовой яме) толщиной 0.5–0.6 мкм, легированный Si ($N_{\text{Si}} \approx (2{-}3)\cdot 10^{17}$ см$^{-3}$), и слой твердого раствора $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ p-типа толщиной 4–5 мкм (с концентрацией дырок $p \approx 10^{15}$ см$^{-3}$). Методом фотолитографии из структур изготавливались образцы для гальваномагнитных измерений в виде двойных холловских крестов с 6 контактами. На контактные площадки образцов были вплавлены капли In в вакууме при 450°C, что обеспечивало омический контакт к слою 2DEG. Концентрация электронов в образцах варьировалась импульсами света от GaAs-светодиода с помощью эффекта замороженной фотопроводимости (неравновесного, но квазистационарного процесса), который сопровождается перераспределением зарядов и уменьшением встроенного электрического поля на

Таблица 1. Характеристики исследованных образцов в равновесном состоянии при $T = 1.8$ K

Образец	R, Ом	n_s, 10^{11} см$^{-2}$	μ, 10^4 см^2/(В · с)	τ, пс	H_{tr}, Гс	$k_{\text{F}}l$
1	552	2.93	3.86	0.90	28	47
2	649	4.06	2.37	0.55	53	40
3	717	3.38	2.573	0.60	54	36

Примечание. R — сопротивление на квадрат пленки, n_s и μ — холловские концентрация и подвижность электронов, τ — время упругого рассеяния, H_{tr} — параметр (16a), $k_{\text{F}}l$ — параметр (1).

гетерогранице [17]. В диапазоне изменения концентрации в образцах уровень химического потенциала ε_F находился в 1-й подзоне размерного квантования.

Измерения были выполнены в диапазоне $T = 1.8{-}4.2\,\text{K}$ на образцах с исходной концентрацией 2DEG от $n_s = 2.9 \cdot 10^{11}$ до $n_s = 4.1 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$. Методика гальваномагнитных измерений описана в работе [18]. Параметры двумерного электронного газа при температуре $T = 1.8\,\text{K}$ приведены в табл. 1.

4. Результаты эксперимента и их анализ

В слабом магнитном поле для всех состояний образцов (как в темноте, так и при освещении) наблюдались зависимости знакопеременного магнитосопротивления от магнитного поля с максимумом положительного магнитосопротивления при величине магнитного поля $B < 50\,\text{Гс}$. На рис. 1, a, b показаны примеры такого типа зависимостей магнитосопротивления от магнитного поля $[R(B) - R(0)]/R(0) = \Delta R/R_0$. Перерасчет $\Delta R/R_0 = f(B)$ в зависимость магнитопроводимости от магнитного поля $[\sigma(B) - \sigma(0)] = \Delta\sigma(B)$, нормированной на величину $G_0 = e^2/2\pi\hbar$, производился следующим образом:

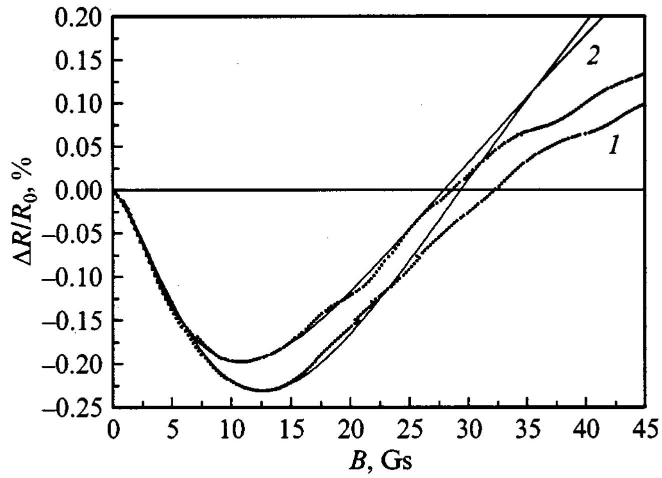

Рис. 2. Зависимости магнитопроводимости $\Delta\sigma/G_0$ от магнитного поля B для образца 1 (см. табл. 1) при концентрации электронов n_s, $10^{11}\,\text{см}^{-3}$: *1* — 3.14, *2* — 3.20. Сплошные линии — подогнанные теоретические зависимости (14).

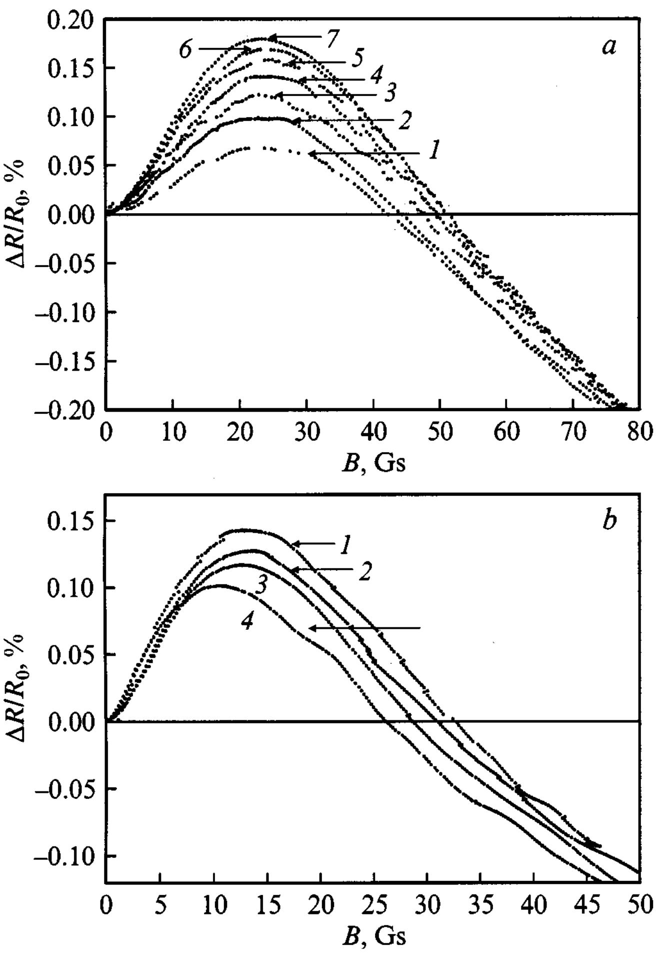

Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления $\Delta R/R_0$ от магнитного поля B для образцов с номерами (см. табл. 1): a — 3, b — 1. На рис. a — при изменении температуры T, K: *1* — 4.21, *2* — 3.74, *3* — 3.27, *4* — 2.78, *5* — 2.45, *6* — 1.99, *7* — 1.81. На рис. b — при изменении концентрации электронов n_s, $10^{11}\,\text{см}^{-3}$: *1* — 2.93, *2* — 3.08, *3* — 3.103, *4* — 3.202.

$$\frac{\sigma(B) - \sigma(0)}{G_0} = \frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\frac{\sigma_0}{G_0}\left[\frac{\Delta R(B)}{R_0} + \left(\frac{\sigma_{xy}(B)}{\sigma_{xx}(B)}\right)^2\right],$$

где

$$\left(\frac{\sigma_{xy}(B)}{\sigma_{xx}(B)}\right)^2 \approx (\mu H)^2,$$

μ — холловская подвижность. Предполагалось, что в слабом магнитном поле $(\mu H)^2 \ll 1$, но может быть сравнимо по величине со значениями $\Delta R(B)/R_0$. Получаемые таким образом зависимости (рис. 2) сопоставлялись с теоретической (14) для нахождения параметров H_φ (4), H_s (15) и H_{s1} (16).

На рис. 1, a представлены данные для одного из образцов в исходном состоянии при изменении температуры; на рис. 1, b и рис. 2 — при разной концентрации 2DEG, варьируемой импульсами подсветки образца с помощью GaAs-диода. На рис. 2 сплошными линиями показаны также теоретические зависимости (14), наиболее хорошо описывающие экспериментальные данные.

Найденные значения H_φ использовались для нахождения времени сбоя фазы τ_φ в соответствии с соотношением (4). Коэффициент диффузии вычислялся как

$$D = \frac{\sigma}{e^2\nu} = \frac{\hbar}{m^* 2\pi G_0 R_0}.$$

Здесь ν — плотность состояний 2DEG. Экспериментальные значения частоты сбоя $1/\tau_\varphi$ показаны точками на

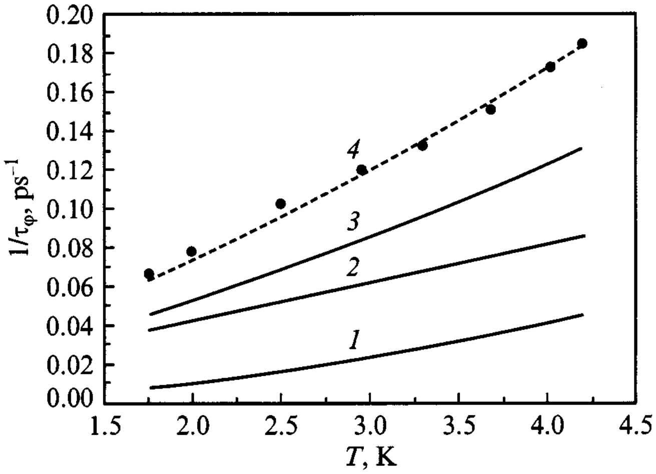

Рис. 3. Зависимости частоты сбоя фазы $1/\tau_\varphi$ от температуры для образца 3 в равновесном состоянии. Экспериментальные значения (точки) получены в результате сопоставления зависимостей $\Delta\sigma(B)/G_0$ с выражением (14). Теоретические зависимости: *1* — $1/\tau_p^{\mathrm{ee}}$ (18), *2* — $1/\tau_{\mathrm{d}}^{\mathrm{ee}}$ (17), *3* — $1/\tau_\varphi^{\mathrm{ee}}$ (19), *4* — $1.5/\tau_\varphi^{\mathrm{ee}}$.

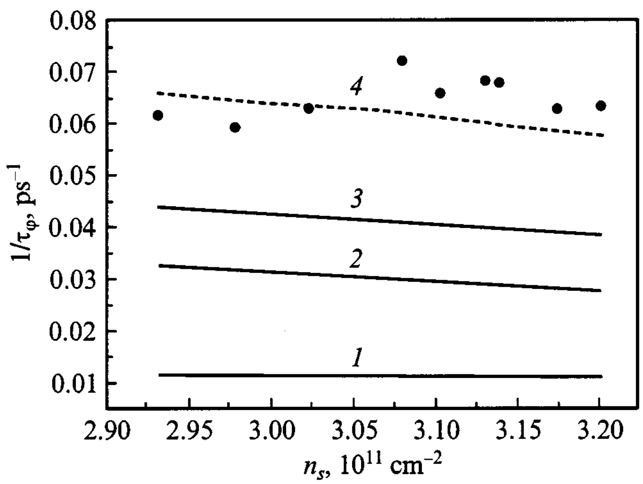

Рис. 4. Зависимости частоты сбоя фазы $1/\tau_\varphi$ от концентрации электронов для образца *1* в режиме замороженной проводимости. Обозначения те же, что и на рис. 3.

рис. 3 — в зависимости от температуры и на рис. 4 — от концентрации электронов.

Перед сравнением этих данных с теоретическими отметим, что в более ранних наших работах, например [19], было показано, что релаксация фазы волновой функции в основной подзоне в гетероструктурах на основе $\mathrm{A^{III}B^{V}}$ при гелиевых температурах определяется электрон-электронным взаимодействием. Первый тип такого взаимодействия, характерный для слабо разупорядоченных проводников, определяется так называемым найквистовским временем [20]:

$$\frac{\hbar}{\tau_{\mathrm{d}}^{\mathrm{ee}}} = \frac{2\pi G_0}{\sigma}\, T \ln\left(\frac{\sigma}{2\pi G_0}\right). \tag{17}$$

Другой тип взаимодействия характерен для идеальной ферми-жидкости. В 2DEG соответствующее время имеет вид [21]

$$\frac{\hbar}{\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{ee}}} = \frac{\pi T^2}{2\varepsilon_{\mathrm{F}}} \ln\left(\frac{\varepsilon_{\mathrm{F}}}{T_M}\right), \quad T_M = \max\left(\frac{\hbar}{\tau}, T\right).$$

При условии $T < \hbar/\tau$, $T_M = \hbar/\tau$. Тогда

$$\frac{\hbar}{\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{ee}}} = \frac{\pi T^2}{2\varepsilon_{\mathrm{F}}} \ln\left(\frac{\sigma}{2\pi G_0}\right). \tag{18}$$

Суммарная частота электрон-электронного взаимодействия вычисляется на основе измеренных значений проводимости образца σ и концентрации электронов n_s как

$$\frac{1}{\tau_\varphi^{\mathrm{ee}}} = \frac{1}{\tau_{\mathrm{d}}^{\mathrm{ee}}} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{p}}^{\mathrm{ee}}}. \tag{19}$$

На тех же рис. 3 и 4 приведены теоретические зависимости времен $1/\tau^{\mathrm{ee}}$ (17)–(19) от температуры и концентрации электронов. Можно видеть качественное совпадение расчетных $1/\tau_\varphi^{\mathrm{ee}}$ и экспериментальных $1/\tau_\varphi$ зависимостей от n_s и T. Количественное расхождение численных значений τ_φ в пределах 50%, как и в нашем случае (см. штриховые кривые *4* на рис. 3 и 4), достаточно часто наблюдается при сравнении экспериментальных и теоретических значений (см. [6], разд. 4.2).

Сбой фазы волновой функции электронов может быть связан и с неупругим электрон-фононным рассеянием. Для теоретической оценки соответствующей частоты мы использовали время релаксации средней энергии электрона при рассеянии на деформационном (DA) и пьезоэлектрическом (PA) потенциале акустических фононов. Соответствующие выражения (на основе теории Карпуса [22]) приведены, например, в работе [23] (разд. 4.3.2). В результате оказалось, что для всех образцов частота электрон-фононных взаимодействий при DA рассеянии изменяется от $\sim 0.004\,\text{пс}^{-1}$ при $T = 1.8\,\mathrm{K}$ до $\sim 0.01\,\text{пс}^{-1}$ при $T = 4.2\,\mathrm{K}$. Частота PA электрон-фононного взаимодействия еще на порядок меньше. Следовательно, эти механизмы неупругого рассеяния практически не дают вклада во время сбоя фазы в исследованных диапазонах температуры и концентрации электронов.

Таким образом, при заполнении нижней подзоны размерного квантования в режиме замороженной фотопроводимости (под воздействием импульсов света) время сбоя фазы τ_φ определяется, как и в стационарном случае (рис. 3), временем электрон-электронного взаимодействия (19).

На рис. 5, 6 (точки *1* и *2*) представлены значения $H_s(n_s)$, $H_s(T)$ и $H_{s1}(n_s)$, $H_{s1}(T)$, определенные путем сопоставления экспериментальных зависимостей магнитопроводимости от магнитного поля с выражением (14).

Концентрационные зависимости этих параметров в режиме замороженной проводимости (рис. 5, *a*, *b*) качественно подобны тем, что наблюдались в работах [18,24]

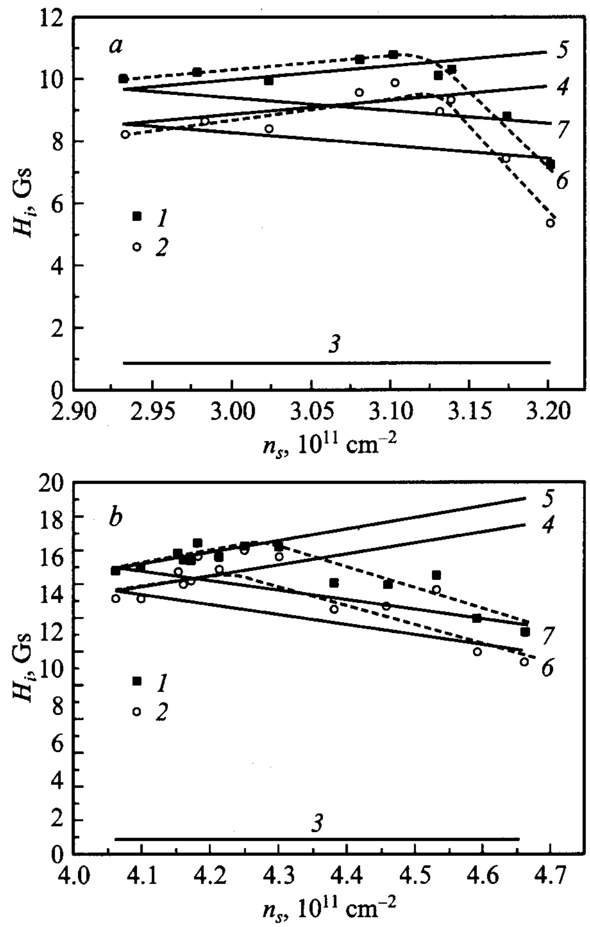

Рис. 5. Параметры спин-орбитального взаимодействия в зависимости от концентрации 2DEG в режиме замороженной проводимости для образцов 1 (*a*) и 2 (*b*) (см. табл. 1). Экспериментальные значения (точки: *1* — H_s (15), *2* — H_{s1} (16)) получены в результате сопоставления зависимостей $\Delta\sigma(B)/G_0$ с выражением (14). Штриховые кривые проведены на глаз через экспериментальные значения. Теоретические зависимости: *3* — $H_{s3\mathrm{D}}$ (23), *4* — $H_{s1\mathrm{D}}$ (20), *5* — $H_{s1\mathrm{D}} + H_{s3\mathrm{D}} + H_{s1\mathrm{R}}$, *6* — $H_{s1\mathrm{R}}^{\mathrm{pp}}$ (25), *7* — $H_{s1\mathrm{D}} + H_{s3\mathrm{D}} + H_{s1\mathrm{R}}^{\mathrm{pp}}$.

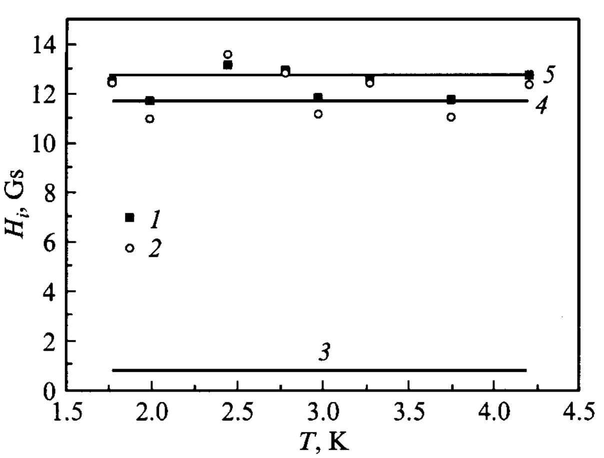

Рис. 6. Параметры спин-орбитального взаимодействия в зависимости от температуры для образца 3 в равновесном состоянии. Обозначения *1–5* такие же, как и на рис. 5.

для величин H_s. Однако следует отметить, что данные, полученные в [18,24] для зависимостей $H_s(n_s)$ и $H_\varphi(n_s)$ в 1-й подзоне размерного квантования, имеют только качественный характер, поскольку обрабатывались по теоретической зависимости (2), справедливой, вообще говоря, только для механизма СО рассеяния (12). Более детальные измерения и анализ на основе теории (14), представленные здесь, показали, что уменьшение параметров СО взаимодействия H_s и H_{s1} с ростом концентрации электронов наступает не сразу: в начале воздействия светом эти параметры продолжают немного возрастать с увеличением n_s, а затем убывают.

Температурные зависимости (рис. 6) измерялись на образце, находящемся в равновесном состоянии. Как и следовало ожидать, параметры, характеризующие СО рассеяние, H_s и H_{s1} не зависят от температуры (в пределах погрешности эксперимента).

Как видно из рис. 5, 6, экспериментальные значения H_{s1} близки по величине к значениям H_s. Это означает, что в сумме (15) последнее слагаемое играет основную роль, т. е. экспериментальные значения H_{s1} (16) определяются механизмом Рашбы:

$$H_{s1} = \frac{2\tau\,\Omega_{1\mathrm{R}}^2}{4\hbar e D}.$$

Для сравнения с теорией расчетные значения параметров H_s (15) и H_{s1} (16) вычислялись следующим образом. Для нахождения величины $\langle k_z^2\rangle$ использовалось выражение [25]

$$\langle k_z^2\rangle = \left[\frac{48\pi m^* e^2\left(N_0 + \frac{11}{32}n_s\right)}{\chi\hbar^2}\right]^{2/3}.$$

Для вычислений принимались значения диэлектрической проницаемости $\chi = 14.1$, эффективной массы электрона $m^* = 0.0141m_0$, концентрации остаточной примеси $N_0 = 5\cdot 10^{10}\,\text{см}^{-2}$. В результате для расчета величины H_{s1D}, определяемой Ω_1^2 (11), получаем

$$H_{s1D} = 1.132\cdot 10^7\gamma^2\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^2 \times\left\{0.0233\left[\frac{m^*}{m_0}\,\frac{1}{\chi}\,\frac{\left(N_0+\frac{11}{32}n_s\right)}{10^{12}}\right]^{2/3} - 1.57\cdot 10^{-4}\,\frac{n_s}{10^{12}}\right\}^2. \qquad (20)$$

Здесь и далее использована подстановка $k = k_{\mathrm{F}} = (2\pi n_s)^{1/2}$, единицы измерения концентрации в (20) и далее — см$^{-2}$, коэффициента γ — Å$^3\cdot$эВ.

Другой член, линейный по k, определяемый $\Omega_{1\mathrm{R}}^2$ (13) и характерный для асимметричной квантовой ямы, можно записать в виде

$$H_{s1\mathrm{R}} = 3710\alpha^2\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^2\frac{1}{\chi^2}\left(\frac{\frac{1}{2}n_s + N_0}{10^{12}}\right)^2. \qquad (21)$$

Единицы измерения коэффициента α — Å^2. Здесь использовано выражение для среднего электрического поля кавановой ямы [25]:

$$F = \frac{4\pi e\left(N_0 + \frac{1}{2}n_s\right)}{\chi}. \qquad (22)$$

Кубический по волновому вектору k член Дрессельхауза, определяемый Ω_3^2 (12), дает значение для параметра СО рассеяния

$$H_{s3D} = 0.283\gamma^2\,\frac{\tau_3}{\tau}\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^2\left(\frac{n_s}{10^{12}}\right)^2. \qquad (23)$$

Далее предполагали, что $\tau_3/\tau = 1$.

Расчетные значения параметров (20), (21) представлены на рис. 5,6 кривыми *3*, *4* соответственно. Кривые *5* показывают вычисленные зависимости величины $H_s = H_{s1D} + H_{s3D} + H_{s1R}$ (15) от концентрации n_s. Для расчета использованы значения констант $\gamma = (73 \pm 5)\text{Å}^3 \cdot$ эВ и $\alpha = (84 \pm 10)\,\text{Å}^2$.

На рис. 5, *a*, *b* приведены также расчеты параметров H_{s1R} в неравновесном режиме (H_{s1R}^{pp}). Эффект замороженной фотопроводимости (*persistence photoconductivity*) в исследованных структурах связан с разделением носителей встроенным электрическим полем F, захватом дырок остаточными ионизованными акцепторами в слое узкозонного материала $In_{0.53}Ga_{0.46}As$, а также захватом поверхностными состояниями — в случае тонкого верхнего слоя [17]. Это означает, что если освещение системы межзонным светом приводит к увеличению n_s на величину Δn_s, то одновременно на ту же величину уменьшается концентрация N_0. В результате для среднего поля в состоянии замороженной фотопроводимости можно записать следующее выражение:

$$F = F_0 - \frac{4\pi e}{2\chi}\,\Delta n_s, \qquad (24)$$

а для параметра СО рассеяния по механизму Рашбы в режиме замороженной фотопроводимости

$$H_{s1R}^{\mathrm{pp}} = 3710\alpha^2\left(\frac{m^*}{m_0}\right)^2\frac{1}{\chi^2}\left(\frac{N_0 + n_{s0} - \frac{1}{2}n_s}{10^{12}}\right)^2. \qquad (25)$$

Здесь обозначено F_0 и n_{s0} — встроенное поле (22) гетероструктуры и концентрация электронов в исходном состоянии, n_s — концентрация электронов в режиме замороженной проводимости. Результаты расчета концентрационных зависимостей H_{s1R}^{pp} (25) показаны на рис. 5, *a*, *b* кривыми *6*, а суммы $H_{s1D} + H_{s3D} + H_{s1R}^{\mathrm{pp}}$ — кривыми *7*. Такое вычисление H_{s1R}^{pp} позволяет лишь качественно объяснить поведение найденных экспериментально параметров как $H_{s1} = H_{s1R}^{\mathrm{pp}}$, так и $H_s \approx H_{s1R}^{\mathrm{pp}}$ в зависимости от концентрации электронов, возрастающей с увеличением количества импульсов освещения образцов (ср. точки *2* с кривыми *6*, точки *1* — с кривыми *7* на рис. 5, *a*, *b*).

Таблица 2. Значения параметров для GaAs, InAs, $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ и $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ по результатам $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-модели и экспериментальные

Параметры зонной структуры	Данные из работы [11]				Наши данные	
	$\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$			Эксперимент	$\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$	Эксперимент
	GaAs	InAs	$In_{0.15}Ga_{0.85}As$		$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	
E_g, эВ	1.519	0.42	1.35		0.8215	
Δ, эВ	0.341	0.38	0.347		0.362	
E'_g, эВ	2.97	3.97	3.12′		3.49	
Δ', эВ	0.171	0.24	0.181		0.207	
P, эВ · Å	10.49	9.2′	10.29		9.81	
P', эВ · Å	4.78	0.87′	4.20		2.80	
Q, эВ · Å	−8.16	−8.33	−8.18		−8.24	
γ, эВ · Å^3	27.5	26.9	27.7	24	36	73 ± 5
α, Å^2	5.33	116.74	7.2	7.2	25	84 ± 8

Весьма приблизительную оценку констант α и γ можно сделать, используя линейную экстраполяцию приведенных в работе [11] параметров 3-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-модели энергетических зон для соединений $In_xGa_{1-x}As$ при $x = 0$, 0.15 и 1 для нахождения значений при $x = 0.53$ (см. табл. 2), а также приведенные в [11] формулы $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-модели:

$$\gamma = -\frac{4}{3}\,\frac{PP'Q}{E_g(E'_g + \Delta')}\left(\frac{\Delta}{E_g + \Delta} + \frac{\Delta'}{E'_g}\right),$$

$$\alpha = \frac{2}{3}\left\{P^2\,\frac{\Delta}{E_g(E_g + \Delta)(E_g + \frac{1}{3}\Delta)} + P'^2\,\frac{\Delta'}{E'_g(E'_g + \Delta')(E'_g + \frac{2}{3}\Delta')}\right\}.$$

В 3-зонной $\mathbf{k}\cdot\mathbf{p}$-модели принимаются во внимание состояния зоны проводимости Γ_6 с функциями Блоха S, валентная зона $\Gamma_8 + \Gamma_7$ с функциями X, Y, Z и более высокая зона $\Gamma_{8c} + \Gamma_{7c}$ с функциями X', Y', Z'. Этим состояниям при $k = 0$ соответствуют $E_{\Gamma_6} = 0$, $E_{\Gamma_8} = -E_g$, $E_{\Gamma_7} = -(E_g + \Delta)$, $E_{\Gamma_{7c}} = -E'_g$, $E_{\Gamma_{8c}} = -E'_g + \Delta'$; $P = (i\hbar/m_0)\langle S|p_z|Z\rangle$, $P' = (i\hbar/m_0)\langle S|p_z|Z'\rangle$, $Q = (i\hbar/m_0)\langle X|p_z|Z'\rangle$ — межзонные матричные элементы; $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$.

Линейная экстраполяция зависимости $E_g(x)$ дает значение $E_g = 0.94$ эВ (рис. 7, *a*, светлые точки *1*). Однако известно экспериментальное значение $E_g = 0.8215$ эВ, определенное с большой точностью в работе [26] (рис. 7, *a*, черные точки *2*). Такое небольшое „провисание“ зависимости $E_g(x)$ приводит к значительному увеличению коэффициента γ для твердого раствора $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ (рис. 7, *b*). Полученные величины параметров для $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ приведены в табл. 2 вместе с данными из работы [11].

В результате для $x = 0.53$ получаем теоретические оценки $\gamma \approx 36\,\text{Å}^3 \cdot$ эВ и $\alpha \approx 25\,\text{Å}^2$. Эти цифры в 2–3 раза

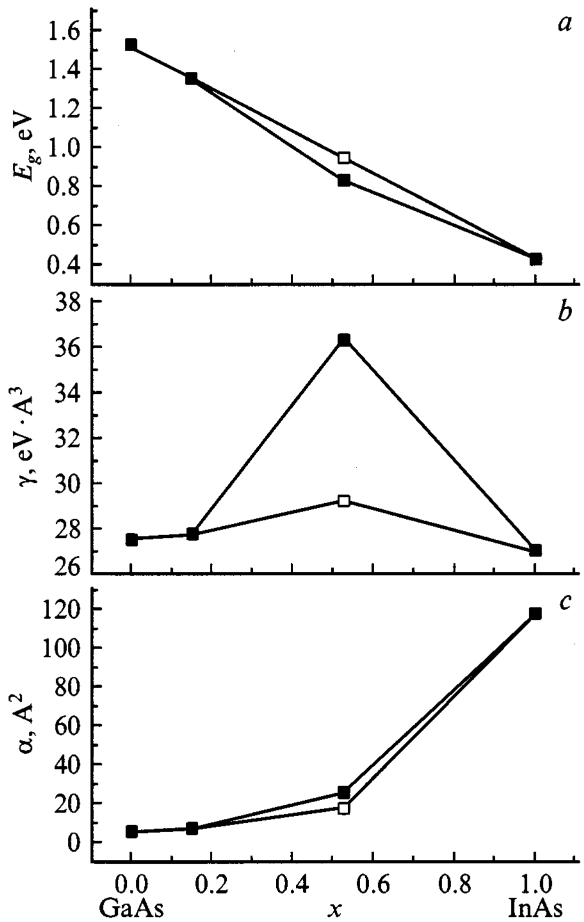

Рис. 7. Зависимости: a — $E_g(x)$, b — $\gamma(x)$ и c — $\alpha(x)$ от содержания индия (x) в твердом растворе $In_xGa_{1-x}As$ по данным [11] и их линейной экстраполяции (светлые точки). Те же зависимости, но с использованием известного для $x = 0.53$ значения $E_g = 0.8215$ эВ [26] — черные точки.

отличаются от найденных в результате подгонки зависимости (14) к экспериментальным данным (см. табл. 2). Однако известно, что и другие параметры зонной структуры, кроме E_g, могут нелинейным образом зависеть от состава твердого раствора в середине интервала $x = 0{-}1$.

В начале этого интервала, для значения $x = 0.15$, линейная экстраполяция во много раз точнее и неудивительно, что расчетные и экспериментальные данные для γ и α в работе [11] практически совпадают. Кроме того, параметры зон вблизи гетерограницы $GaAs/In_{0.15}Ga_{0.85}As$, исследованной в [11], и $InP/In_{0.53}Ga_{0.46}As$ могут быть различны из-за отличающихся постоянных решетки по обе стороны гетерограницы. И наконец, весьма вероятно, что после многократного использования циклов охлаждение–освещение–нагрев, которым подвергались образцы, структура дефектов на гетерогранице претерпевала существенные изменения, так же как и деформация решетки, вследствие чего изменились и параметры энергетических зон, от которых зависят коэффициенты γ и α.

5. Заключение

Исследовано квантовое магнитосопротивление двумерного электронного газа на гетерогранице $In_{0.53}Ga_{0.46}As/InP$ в режиме замороженной фотопроводимости. Знакопеременный характер магнитосопротивления в слабом магнитном поле до 100 Гс свидетельствует о влиянии спин-орбитального взаимодействия на проводимость квантовой ямы.

Показано, что основным вкладом в величину частоты спин-орбитального рассеяния $1/\tau_{so}$ является механизм, определяемый встроенным на гетерогранице электрическим полем, — линейным по волновому вектору электрона механизмом Рашбы. Полученные данные позволяют на основе существующих теорий оценить параметры спин-орбитального расщепления энергетического спектра $\alpha = (84 \pm 4)\,\text{Å}^2$ (по механизму Рашбы) и $\gamma = (73 \pm 3)$ эВ $\cdot\,\text{Å}^3$ (по механизмам Дьяконова–Переля и Дрессельхауза). Частота сбоя фазы волновой функции электронов определяется суммой частот электрон-электронного взаимодействия, характерных для идеальной и разупорядоченной двумерной ферми-жидкости.

Работа выполнена при частичной поддержке программы Министерства науки и промышленности „Физика твердотельных наноструктур“.

Список литературы

[1] N.V. Agrinskaya, V.I. Kozub, T.A. Polyanskaya. Phys. St. Sol., **218** (1), 68 (2000).

[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).

[3] A.C. Beer. *Galvanomagnetic Effects in Semiconductors*. Suppl. 4 to *Solid State Physics* (Academic Press, N.Y., 1963).

[4] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, **81** (8), 768 (1981). [Sov. Phys. JETP, **54**, 411 (1981)].

[5] B.L. Altshuler, A.G. Aronov. *Electron-Electron Interaction In Disorderd Systems*, ed. by A.L. Efros, M. Pollak (North-Holland, Amsterdam, 1985) p. 1 [*Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, v. 10].

[6] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **23** (1), 3 (1989) [Sov. Phys. Semicond., **23** (1), 1 (1989)].

[7] A.M. Paalanen, D.C. Tsui, J.C.M. Hwang. Phys. Rev. Lett., **51** (24), 2226 (1983).

[8] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Prog. Theor. Phys., **44** (2), 707 (1980).

[9] P.D. Dresselhaus, C.M. Papavassiliou, R.G. Wheeler, R.N. Sacks. Phys. Rev. Lett., **68** (1), 106 (1992).

[10] S.V. Iordanskii, Yu.B. Lyanda–Geller, G.E. Pikus. Письма ЖЭТФ, **60** (3), 199 (1994) [JETP Lett., **60**, 206 (1994)].

[11] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin–Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda–Geller. Phys. Rev. B, **53**, 3912 (1996).

[12] А.И. Ларкин. Письма ЖЭТФ, **31**, 239 (1980) [Sov. Phys. JETP Lett., **31**, 219 (1980)].

[13] Ж.И. Алфёров, А.Т. Гореленок, В.В. Мамутин, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, Ю.В. Шмарцев. ФТП. **18** (11), 1999 (1984) [Sov. Phys. Semicond., **18** (11), 1247 (1984)].
[14] М.И. Дьяконов, Ю.Ю. Качоровский. ФТП, **20**, 210 (1986) [Sov. Phys. Semicond., **20**, 110 (1986)].
[15] Yu.L. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C, **17**, 6093 (1984).
[16] Л.В. Голубев, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. ФТП, **22** (11), 1948 (1988) [Sov. Phys. Semicond., **22** (11), 1238 (1988)].
[17] Н.А. Берт, В.В. Воробьева, М.В. Воронцова, А.М. Крещук, С.В. Новиков, К.Ю. Погребицкий, И.Г. Савельев, Д.Ж. Сайфидинов, Н.П. Сошников, А.Я. Шик. ФТП, **24** (4), 653 (1990) [Sov. Phys. Semicond., **24** (4), 410 (1990)].
[18] Д.Д. Быканов, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. ФТП, **32** (9), 1100 (1998) [Semiconductors, **32** (9), 985 (1998)].
[19] И.Г. Савельев, Т.А. Полянская. ФТП, **22** (10), 1818 (1988) [Sov. Phys. Semicond., **22** (10), 1150 (1988).]
[20] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmelnitskii. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).
[21] H. Fukuyama, E. Abrahams. Phys. Rev. B, **27** (10), 5976 (1983).
[22] В. Карпус. ФТП, **22** (3), 439 (1988) [Sov. Phys. Semicond., **22** (3), 268 (1988)].
[23] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, В.Д. Каган, А.М. Крещук, Т.А. Полянская и др. ФТП, **31** (11), 1357 (1997) [Semiconductors, **31** (11), 1170 (1997)].
[24] D.D. Bykanov, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev. In: *Proc. 24th Int. Conf. on the Physics of Semiconductors* (Jerusalem, Israel, 1999), ed. by D. Gershenson (World Scientific, 1999) CD-ROM, papers No 0219.
[25] T. Ando. Rev. Mod. Phys., **54** (2), 437 (1982).
[26] E. Zelinski, H. Shweizer, K. Sruebel, H. Eisele, G. Weimann. J. Appl. Phys., **59** (6), 2196 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Weak antilocalization and spin-orbit interaction in a $In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP$ quantum well in the persistence photoconductivity state

D.D. Bykanov, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St.Petersburg, Russia

Abstract Low-field quantum magnetoresistance of two-dimensional electron gas on the $In_{0.53}Ga_{0.46}As/InP$ interface has been investigated in the persistent photoconductivity state. The sign-changed character magneto-field dependencies of magnetoresistance is an evidence in favour of spin-orbit interaction in quantum well conductivity. It is shown that the main contribution to the value of spin-orbital scattering frequence $1/\tau_{so}$ is made by a mechanism induced by the built-in electrical field on the interface. It is the Rashba mechanism that is linear along the electron wave vector. Data obtained allow us to find the parameters of energy spectrum spin-orbital splitting: $\alpha = (84 \pm 10)\,\text{Å}^2$ (for the Rashba mechanism) and $\gamma = (73 \pm 5)\,\text{eV} \cdot \text{Å}^3$ (for the Dyakonov–Perel and Dresselhaus mechanisms).