

Релаксация спина и слабая локализация двумерных электронов в несимметричных квантовых ямах

© А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев

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

(Получена 13 августа 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

Экспериментально исследован эффект аномального знакопеременного магнитосопротивления в двумерном электронном газе на гетерогранице $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ при гелиевых температурах в широком диапазоне концентрации электронов, включая случай заполнения двух подзон размерного квантования. Анализ полученных данных проведен в рамках теории, учитывающей как кубический, так и линейные по волновому вектору члены в спиновом расщеплении электронного спектра. Линейный член связан с несимметричностью квантовой ямы, т.е. наличием электрического поля на гетерогранице. Показано, что новая теоретическая модель лучше описывает эксперимент.

1. Введение

Теория слабой локализации электронов, связанной с интерференцией волновых функций при их диффузионном движении по замкнутой траектории, была разработана в начале 80-х годов в работах [1–3] и объяснила аномальное отрицательное магнитосопротивление. Этот эффект давно наблюдался в веществах с металлическим типом проводимости в слабых магнитных полях при низких температурах, когда классическое (лоренцовское) магнитосопротивление отсутствует (в условиях $kT \ll \varepsilon_F$, ε_F — энергия Ферми; $\omega_c \tau \ll 1$, ω_c — циклотронная частота, τ — время релаксации импульса). Тогда же было показано [4,5], что из-за различного поведения триплетного и синглетного членов интерференционной волновой функции электронов конкретное проявление этого эффекта в эксперименте зависит от соотношения характерных времен: релаксации фазы волновой функции электрона из-за неупругих или квазиупругих столкновений τ_ϕ и релаксации спина в результате спин-орбитального взаимодействия. Если релаксация спина происходит очень быстро при $\tau_s \ll \tau_\phi$, то аномальное магнитосопротивление становится положительным, что и наблюдается в экспериментах на вырожденных полупроводниках p -типа проводимости, где скорость спиновой релаксации практически равна скорости упругого рассеяния и много больше $1/\tau_\phi$. В случае $\tau_s \leq \tau_\phi$ теория предсказывает знакопеременное магнитосопротивление (МС), т.е. в слабом магнитном поле B преобладает синглетный член и наблюдается положительное МС, которое при возрастании B сменяется отрицательным, так как вклад от синглетного члена в МС насыщается и начинает "работать" триплетный член.

Размерность проводника с точки зрения эффекта слабой локализации определяется соотношением размеров проводника с длиной диффузии электрона за время сбоя фазы волновой функции электронов $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ (D — коэффициент диффузии). Если толщина пленки меньше l_ϕ , но плотность состояний носителей является трехмерной, то говорят о квазидвумерном характере проводимо-

сти пленки. Двумерными, в отличие от квазидвумерных будем называть структуры, в которых толщина проводящего слоя сопоставима с длиной волны электрона и в которых наблюдается размерное квантование энергетического спектра.

Проявление спин-орбитального рассеяния в эффектах слабой локализации в квазидвумерных проводниках подробно изучалось экспериментально на примере металлических пленок [6] с толщиной меньше l_ϕ . При этом было показано, что основным механизмом рассеяния спина в этих пленках является рассеяние на ядрах примесей (механизм Эллиота–Яффета (ЭЯ)) [7]. Однако из теории [4] следует, что для этого механизма существенным является рассеяние в направлении нормали к проводящему слою. Поэтому в двумерных структурах с одной заполненной подзоной размерного квантования механизм ЭЯ не должен проявляться. Размерное квантование никогда не наблюдается в металлических пленках из-за очень малой длины волны электронов и довольно легко достигается в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами. Действительно, длительное время знакопеременное магнитосопротивление в гетероструктурах с двумерным электронным газом (2МЭГ) наблюдалось только в структурах с двумя [8] или большим количеством заполненных подзон размерного квантования [9], где возможно рассеяние в направлении нормали к поверхности. Однако в последнее время появились экспериментальные работы [10,11], в которых исследовалось магнитосопротивление в очень слабых магнитных полях в гетероструктурах с 2МЭГ на основе GaAs и было обнаружено знакопеременное МС в структурах с одной заполненной подзоной размерного квантования. Это интерпретировалось авторами как проявления механизма релаксации спина, связанного со спиновым расщеплением электронного спектра из-за отсутствия центра инверсии в кристаллах — механизм Дьяконова–Переля (ДП механизм). В работе [10] использовался объемный гамильтониан для ДП механизма, учитывающий только член, пропорциональный кубу волнового вектора электрона. Теория же [12] сви-

детельствует о том, что в двумерном случае кроме кубического необходимо учитывать также члены, линейные по волновому вектору и связанные либо с отсутствием центра инверсии кристалла (механизм Дрессельхауза) [13], либо с несимметричностью квантовой ямы, т.е. наличием электрического поля на гетерогранице (механизм Рашбы [14]). В работе [12] учитывался вклад этих членов во время релаксации спина двумерных электронов при анализе спин-орбитального рассеяния. Однако дальнейшее теоретическое рассмотрение [15] показало, что вклад этих трех членов не является аддитивным и выражение для магнитосопротивления, полученное в [4], должно быть модифицировано, если линейные члены сопоставимы с кубическим. В настоящее время существует только одна экспериментальная работа [16], в которой проведен анализ эксперимента на основе этой теории и показана существенная роль линейных членов в гетероструктурах $\text{AlGaAs/In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As/GaAs}$ в области концентраций $(1-1.8) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

В данной работе представлены исследования знакопеременного магнитосопротивления в 2МЭГ, расположенном в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ у гетерограницы в селективно легированных гетероструктурах $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$ и $\text{InAlAs/In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As/InP}$. Предварительные исследования этих структур в сильных магнитных полях [17] показали, что различные спиновые эффекты проявляются в них более ярко, чем в гетероструктурах на основе GaAs. Это позволило исследовать эффект знакопеременного магнитосопротивления и спин-орбитального рассеяния в более широком диапазоне концентраций двумерных носителей n_s от $1.8 \cdot 10^{11}$ до $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и также прояснить вопрос о влиянии заполнения второй подзоны размерного квантования на спин-орбитальное рассеяние двумерных носителей.

2. Теория аномального магнитосопротивления в присутствии спин-орбитального рассеяния

Отрицательное магнитосопротивление в слабых магнитных полях связано с подавлением интерференции волновых функций электронов,двигающихся по замкнутой траектории в противоположных направлениях или, иными словами, с подавлением слабой локализации носителей, т.е. воздействие магнитного поля сводится к нарушению когерентности волновых функций электронов и проявляется, когда магнитная длина $l_H = (\hbar c/eB)^{1/2}$ становится меньше длины пространственной когерентности l_ϕ и, в случае рассеяния с переворотом спина, меньше длины спиновой когерентности $l_s = \sqrt{D\tau_s}$. При этом выражение для квантовых поправок к проводимости в двумерном случае было получено в работе [4] и может

быть представлено в следующем виде:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_{tr}}{B}\right) + \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B} + \frac{H_s}{B}\right) - \frac{1}{2}\left(\Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B}\right) - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B} + \frac{2H_s}{B}\right)\right), \quad (1)$$

$$\frac{\Delta\sigma(0)}{G_0} = \ln\left(\frac{H_\phi + H_s}{H_{tr}}\right) + \frac{1}{2}\ln\left(\frac{H_\phi + 2H_s}{H_\phi}\right), \quad (1a)$$

где $\Psi(x)$ — дигамма функция, B — магнитное поле,

$$G_0 = \frac{e^2}{2\pi^2\hbar}, \quad \frac{H_{tr}}{B} = \frac{l_H^2}{4D\tau}, \quad \frac{H_\phi}{B} = \frac{l_H^2}{4l_\phi^2}, \quad \frac{H_s}{B} = \frac{l_H^2}{4l_s^2}.$$

Как было показано в [15], это выражение справедливо, если в гамильтониане для спинового расщепления зоны проводимости существует только член, кубический по составляющей волнового вектора в плоскости гетерограницы k ,

$$\Omega_3 = \gamma \frac{k^3}{4}. \quad (2)$$

Однако в квантовой яме на основе $A^{III}B^V$ размерное квантование приводит к возникновению члена, линейного по волновому вектору (механизм Дрессельхауза) [13],

$$\Omega_1 = \gamma k \left(\langle k_z^2 \rangle - \frac{1}{4}k^2 \right), \quad (3)$$

где $\langle k_z^2 \rangle$ — средняя величина квадрата составляющей волнового вектора в направлении, перпендикулярном плоскости. Кроме того, в асимметричной квантовой яме возникает дополнительный член в гамильтониане, также линейный по волновому вектору электрона

$$\Omega_{1R} = \alpha F k \quad (4)$$

(F — электрическое поле на гетерогранице), предложенный Рашбой [14]. Коэффициенты α и γ являются константами, характеризующими энергетический спектр конкретного полупроводника. Эти три члена аддитивно входят в выражение для расчета скорости спиновой релаксации

$$\frac{1}{\tau_s} = 2(\Omega_1^2\tau_1 + \Omega_{1R}^2\tau_1 + \Omega_3^2\tau_3), \quad (5)$$

где

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

Здесь $\tau_1 = \tau$ — транспортное время релаксации импульса электрона, $W(\theta)$ — вероятность рассеяния на угол θ .

Однако если гамильтониан для спинового расщепления содержит линейные по k члены, необходимо принимать во внимание корреляцию между движениями электронов в координатном и спиновом пространствах. И в этом случае, как было показано в [15], вклад линейного

и кубического по волновому вектору k членов не аддитивен. Помимо этого, в работе [12] продемонстрировано, что вклады от членов Рашбы и Дрессельхауза также не аддитивны, и магнитопроводимость определяется не их суммой, а скорее их разностью. Аналитическое выражение для магнитопроводимости, когда кубический член сопоставим с одним из линейных членов, а линейные члены существенно различаются по величине, было получено в работе [15] в следующем виде:

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\frac{1}{a_0} - \frac{2a_0 + 1 + \frac{H_s}{B}}{a_1\left(a_0 + \frac{H_s}{B}\right) - 2\frac{H_{s1}}{B}} + \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{3}{n} - \frac{3a_n^2 + 2a_n\frac{H_s}{B} - 1 - 2(2n+1)\frac{H_{s1}}{B}}{\left(a_n + \frac{H_s}{B}\right)a_{n-1}a_{n+1} - 2((2n+1)a_n - 1)\frac{H_{s1}}{B}} \right) - 2\ln\frac{H_{tr}}{B} - \Psi\left(\frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B}\right) - 3C, \quad (6)$$

где $a_n = n + \frac{1}{2} + \frac{H_\phi}{B} + \frac{H_s}{B}$, C — константа Эйлера. В выражении (6) в отличие от выражения (1) есть 2 характерных магнитных поля, существенных для описания спин-орбитального рассеяния. Кроме H_s , определяемого суммарной величиной времени релаксации спина τ_s (5)

$$H_s = \frac{2}{4\hbar eD} (\Omega_1^2\tau_1 + \Omega_{1R}^2\tau_1 + \Omega_3^2\tau_3), \quad (7)$$

возникает дополнительный параметр H_{s1} , который определяется наибольшим членом, линейным по волновому вектору

$$H_{s1} = \frac{2\tau_1 \max\{\Omega_1^2, \Omega_{1R}^2\}}{4\hbar eD}. \quad (8)$$

3. Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта для исследования спин-орбитального рассеяния в эффектах слабой локализации двумерных носителей использовались селективно легированные гетероструктуры, в которых 2МЭГ располагался в треугольной потенциальной яме в слое твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, изопериодического с InP . Для увеличения диапазона параметров 2МЭГ использовались гетероструктуры, в которых источником электронов и одновременно барьерным слоем являлись слои как InP , так и $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Селективно легированные гетероструктуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках полуизолирующего InP (100) и состояли последовательно из буфера InP p -типа проводимости с концентрацией дырок $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $d = 1 \text{ мкм}$; слоя InP — источника электронов с концентрацией доноров от 10^{16} до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, содержащего 2МЭГ и имеющего параметры $p < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $d = 0.3 \text{ мкм}$ [18]. В процессе установления теплового равновесия в такой

структуре электроны с доноров в слое InP переходят в узкозонный слой InGaAs . Здесь они частично захватываются акцепторами в слое, перезаряжают дефекты на поверхности слоя InGaAs , а оставшиеся попадают в потенциальную яму в слое InGaAs у гетерограницы и образуют 2МЭГ. Для исследований были отобраны гетероструктуры с широким диапазоном концентрации двумерных носителей от $1.8 \cdot 10^{11}$ до $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и близкими величинами подвижности от $2.5 \cdot 10^4$ до $3.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, что свидетельствует о несущественном вкладе рассеяния на дальнедействующем потенциале ионизованных примесей в релаксацию импульса электронов в этих структурах. Как показали предварительные исследования [19], основными механизмами упругого рассеяния в этих структурах являются рассеяние на сплавном потенциале и на шероховатости гетерограницы. Гетероструктуры $\text{InP}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ выращивались молекулярно-лучевой эпитаксией. Здесь источником электронов служил легированный слой $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$.

Параметры структур изменялись за счет освещения образцов последовательными импульсами GaAs -светодиода. Измерения проводились на постоянном токе на образцах в форме двойного холловского креста. Контакты к образцам создавались путем вжигания капель индия в вакууме при температуре 400°C , обеспечивающей омичность контактов.

4. Анализ зависимостей магнитосопротивления от магнитного поля

Экспериментальные магнитополевые зависимости магнитосопротивления (MC) $\Delta R/R = [R(B) - R]/R$ (где $R(B)$ и R — нормированное на квадрат сопротивление образца в магнитном поле и без него соответственно) в слабых магнитных полях показаны на рис. 1 для образцов с концентрацией 2МЭГ $n_s = 2.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (a), $2.1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (b), а на рис. 2 — для образца с $n_s = 1.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Видно, что знакопеременный характер магнитосопротивления наблюдается в широком диапазоне концентраций 2МЭГ. Для структуры с низкой концентрацией 2МЭГ наблюдается отрицательное магнитосопротивление во всем диапазоне используемых магнитных полей (рис. 2, кривая 1). Однако и для этой структуры магнитополевая зависимость производной магнитосопротивления по квадрату магнитного поля $\partial(\Delta R/R)/(\partial(B^2))$ является кривой с минимумом (рис. 2, кривая 2), что также свидетельствует о заметном вкладе спинового рассеяния и для этого образца. Величина магнитопроводимости определялась из эксперимента на основе выражения, справедливого в слабых магнитных полях, где для компонент тензора сопротивления имеет место

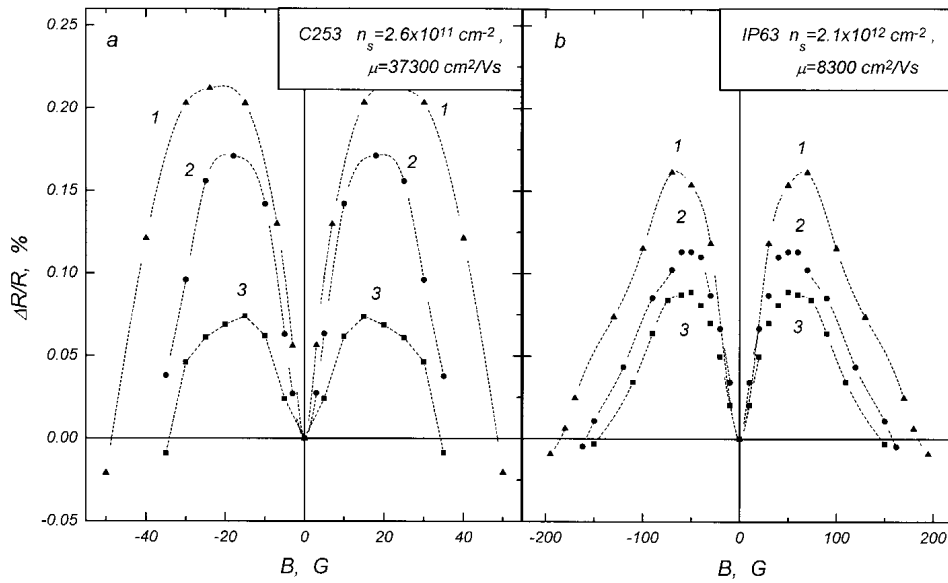


Рис. 1. Зависимости магнитосопротивления $\Delta R/R$ от магнитного поля B для структур InP/InGaAs — образец C253 (a) и InAlAs/InGaAs — образец IP63 (b), измеренные при температуре T , К: 1 — 1.86, 2 — 2.5, 3 — 4.2.

соотношение $\rho_{xy} \ll \rho_{xx}$,

$$\frac{\Delta\sigma(B)}{G_0} = -\frac{[R(B) - R]}{R(B)R G_0},$$

и представлена в виде магнитополевых зависимостей на рис. 3. Первоначальный анализ экспериментальных зависимостей $\Delta\sigma(B)/G_0$ проводился с использованием теории [4], т.е. выражения (1). Из него следует, что величина безразмерной магнитопроводимости в минимуме

определяется отношением величин характерных магнитных полей H_ϕ и H_s . Таким образом, описывая начальный участок экспериментальной зависимости магнитопроводимости от магнитного поля с помощью выражения (1) (рис. 3, штриховые кривые) и добиваясь совпадения экспериментальной и расчетной величин $\Delta\sigma/G_0$ в минимуме, мы определяли подгоночные параметры H_ϕ и H_s , характеризующие время сбоя фазы волновой функции τ_ϕ и спин-орбитального рассеяния τ_s . Во всем исследованном диапазоне параметров 2МЭГ обнаружено, что τ_s не зависит от температуры, а τ_ϕ обратно пропорционально температуре (см. рис. 4, где представлены типичные температурные зависимости характерных времен). Такая температурная зависимость τ_ϕ соответствует теоретической зависимости, предсказанной для межэлектронного рассеяния с малой передачей импульса, характерного для слабо разупорядоченного 2МЭГ в так называемом "грязном" проводнике [20]. Экспериментальные значения коэффициента $K_\phi = h/\tau_\phi T$ для структур с одной заполненной подзоной приведены на вставке к рис. 4 в зависимости от сопротивления образца R . Там же представлена теоретическая зависимость, рассчитанная на основании выражения

$$K_\phi = \frac{\hbar}{\tau_\phi T} = 2\pi G_0 R \ln\left(\frac{1}{2\pi G_0 R}\right) \quad (9)$$

для электрон-электронного рассеяния в грязном двумерном проводнике [20]¹. Видно, что выражение (9) как в качественном, так и в количественном отношении хорошо описывает зависимость τ_ϕ от температуры и параме-

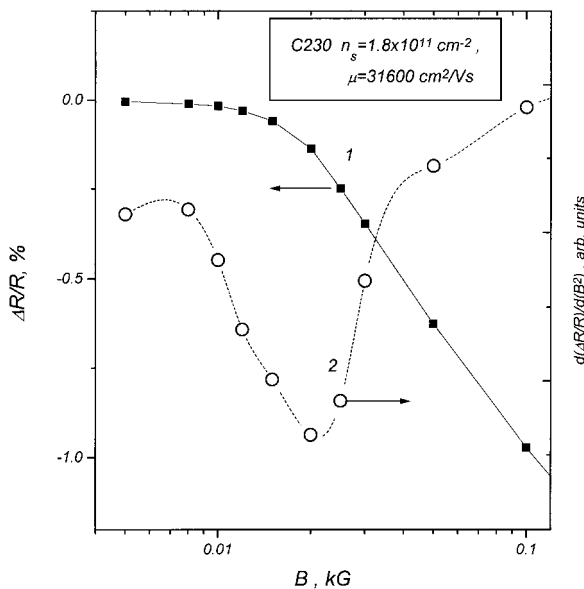


Рис. 2. Зависимость магнитосопротивления $\Delta R/R$ от магнитного поля B для структуры InP/InGaAs — образец C230 (1) вместе с производной от этой зависимости по квадрату магнитного поля (2) при $T = 1.86$ К.

¹ В выражении (9) учтен эмпирический коэффициент, равный 2 [21] и исходно отсутствующий в теоретическом выражении [20] (см. комментарий к рис. 15 из работы [21]).

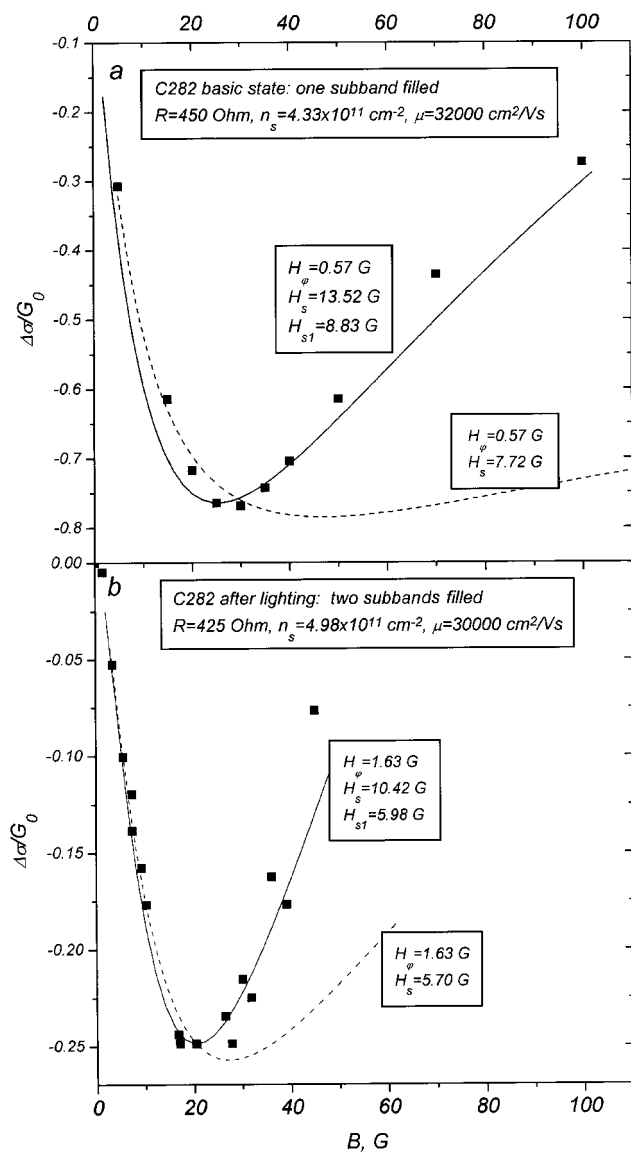


Рис. 3. Сравнение экспериментальных зависимостей нормированной магнитопроводимости $\Delta\sigma/G_0$ от магнитного поля B (значки) с расчетными кривыми, полученными на основании выражения (1) (штриховые кривые), и выражения (6) (сплошные). Данные приведены для двух состояний образца C282: *a* — исходное состояние (заполнена одна подзона размерного квантования), *b* — в режиме замороженной фотопроводимости (заполнены две подзоны с концентрацией носителей $4.45 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $4.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в первой и второй подзоне соответственно).

тров 2МЭГ в случае заполнения только одной подзоны размерного квантования, т. е. можно утверждать, что при низкой температуре основным механизмом релаксации фазы волновой функции двумерных электронов на гетерогранице InP/InGaAs является электрон-электронное рассеяние типа (9), как и в большинстве двумерных проводников. Явления, связанные с заполнением второй подзоны, будут обсуждаться в разд. 6.

Для анализа параметров, характеризующих спин-орбитальное рассеяние, учтем, что выражение (1) получено для случая упрощенного гамильтониана, описывающего спин-орбитальное (СО) рассеяние. Кроме того, из рис. 3 видно, что зависимость, рассчитанная на основе этого выражения (рис. 3, пунктирная кривая), недостаточно хорошо описывает экспериментальную магнитопольную зависимость магнитопроводимости (участок после минимума). Все это указывает на необходимость использовать более сложное выражение (6), учитывающее как кубический, так и линейные по волновому вектору члены в гамильтониане для СО рассеяния. Для этого введем дополнительный подгоночный параметр H_{s1} , связанный с наибольшим членом, линейным по волновому вектору (8). В литературе существует только одна работа [16], в которой проведен анализ магни-

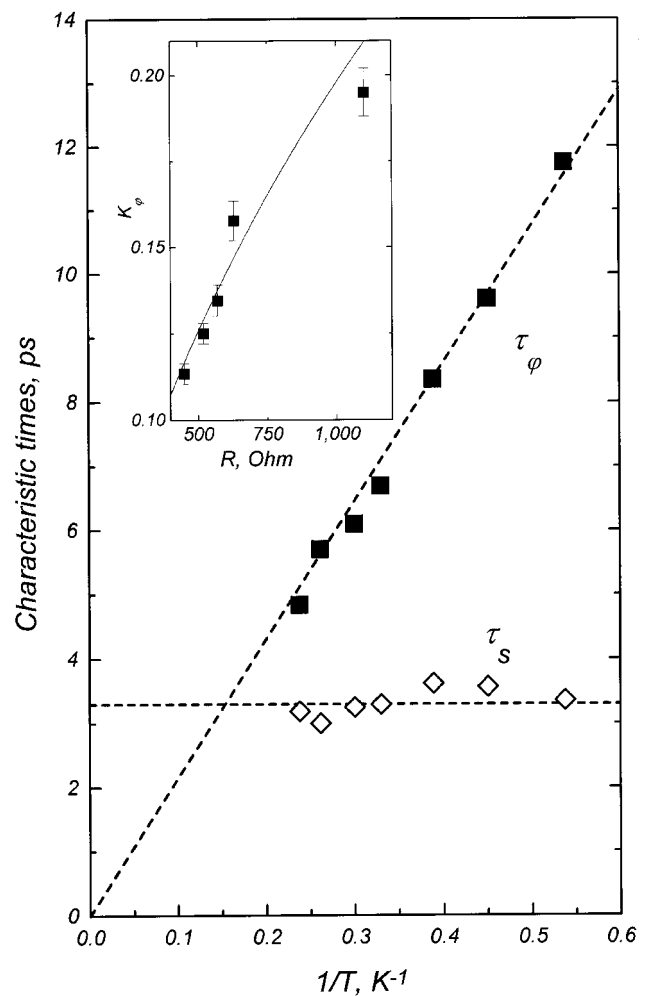


Рис. 4. Зависимости от обратной температуры времен, характеризующих релаксацию фазы τ_ϕ и спина τ_s , определенных из анализа экспериментальных магнитопольных зависимостей магнитопроводимости на основе выражения (1) для образца C282. На вставке приведена зависимость параметра $K_\phi \equiv \hbar/\tau_\phi T$ от сопротивления образцов R с одной заполненной подзоной; экспериментальные данные — значки, расчет на основании выражения (9) — сплошная линия.

тосопротивления 2МЭГ на основе упрощенной (1) и полной (6) теорий подавления магнитным полем слабой локализации в присутствии СО рассеяния. При этом обнаружено практически полное совпадение значений H_ϕ , полученных при описании экспериментальных зависимостей с помощью выражений (1) и (6). О справедливости полученных по описанной выше методике значений H_ϕ свидетельствует также хорошее согласие с теорией величин τ_ϕ (см. рис. 4), найденных нами как подгоночные параметры при сопоставлении экспериментальных кривых с теоретической зависимостью (1). Это позволяет при описании наших данных с помощью теоретического выражения (6) использовать в качестве подгоночных параметров только величины, характеризующие СО рассеяние H_s и H_{s1} , а для величин H_ϕ принять значения, найденные ранее с использованием выражения (1). Таким образом удастся описать практически всю экспериментальную кривую $\Delta\sigma(B)/G_0$ с максимумом, как видно из данных, представленных на рис. 3 сплошными кривыми.

5. Анализ параметров, характеризующих спин-орбитальное рассеяние двумерных электронов

На рис. 5 представлены концентрационные зависимости величин характерных магнитных полей H_s (рис. 5, a) и H_{s1} (рис. 5, b), описывающих СО рассеяние и найденных как подгоночные параметры при описании экспериментальных кривых $\Delta\sigma(B)/G_0$ с помощью теоретической зависимости (6) для всех исследованных образцов. Черные значки на рис. 5 соответствуют образцам с одной заполненной подзоной, а пустые значки — образцы с двумя заполненными подзонами. В этом разделе, также как и ранее, будут анализироваться только данные для образцов с одной заполненной подзоной.

Сопоставляя результаты, представленные на рис. 5, a и 5, b, легко видеть, что как параметр H_s , характеризующий суммарное время релаксации спина, так и параметр H_{s1} , связанный только с линейным по волновому вектору членом в гамильтониане СО рассеяния, быстро возрастают с увеличением концентрации 2МЭГ. Кроме того, значения H_{s1} по порядку величины близки к H_s , что свидетельствует о необходимости учитывать вклад линейного члена при описании магнитопроводимости. В соответствии с выражением (8) для анализа концентрационной зависимости H_{s1} необходимо провести сравнение величин двух членов СО рассеяния, линейных по k и предсказанных теориями Дрессельхауза (выражение (3)) и Рашбы (выражение (4)). Для этого учтем, что в вырожденном электронном газе в проводимости участвуют электроны с энергией Ферми и волновым вектором $k_F = \sqrt{2\pi n_s}$. Кроме того, отметим, что в исследуемых структурах двумерные электроны располагаются в несимметричной квантовой яме у одиночной гетерограницы. Одна из стенок этой потенциальной ямы

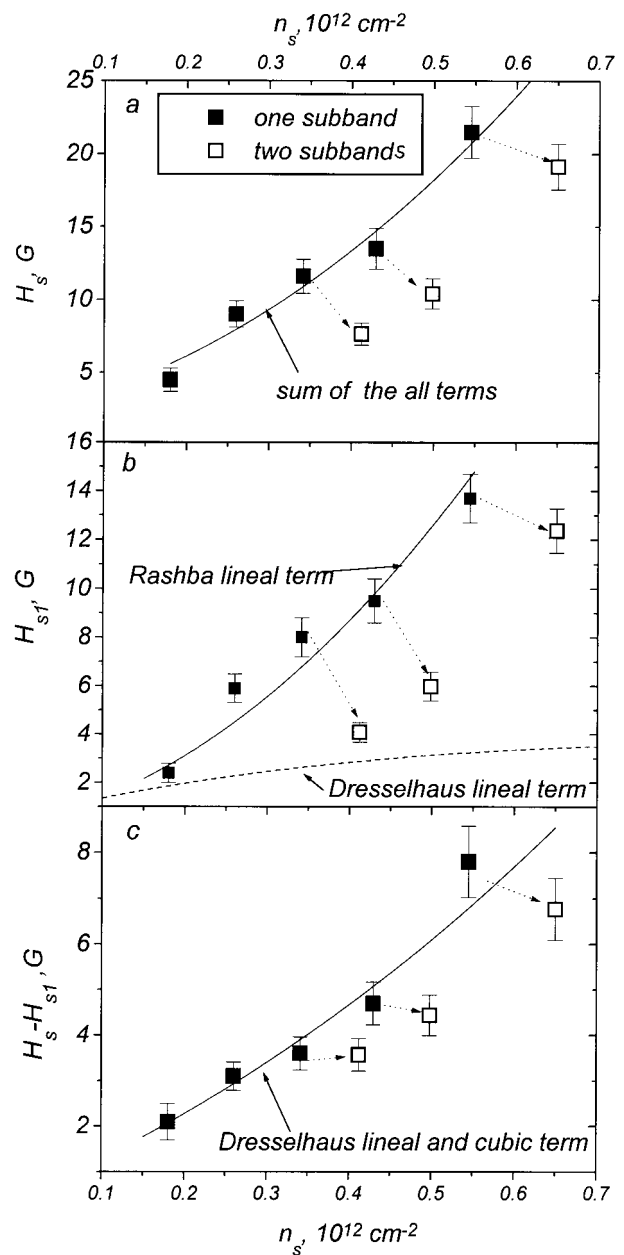


Рис. 5. Сравнение экспериментальных (значки) и расчетных (кривые) концентрационных зависимостей величин магнитных полей, характеризующих релаксацию спина. Черные значки соответствуют структурам с одной, а пустые — с двумя заполненными подзонами.

образована разрывом зоны проводимости на гетерогранице, а вторая — встроенным электрическим полем, определяемым распределением зарядов в структуре, а именно — концентрацией двумерных носителей и заряженных остаточных примесей N_0 в слое $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$:

$$F = 4\pi e(n_s + N_0)/\chi, \tag{10}$$

где χ — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Это позволяет оценить среднее значение волнового

вектора электронов в направлении, перпендикулярном гетерогранице $\langle k_z^2 \rangle$, используя волновую функцию, предложенную Фангом и Ховардом для треугольной потенциальной ямы [22]

$$\langle k_z^2 \rangle = \frac{1}{4} \left[48\pi e^2 m \left(N_0 + \frac{11}{32} n_s \right) / \hbar^2 \chi \right]^{2/3}, \quad (11)$$

где m — эффективная масса двумерных электронов. В результате для линейного члена, связанного с отсутствием центра инверсии кристалла (механизм Дрессельхауза), находим

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

Здесь и далее магнитное поле H измеряется в Гс, а концентрации — в см^{-2} . Для механизма Рашбы, связанного с несимметричностью квантовой ямы, получаем, используя (10),

$$H_{s1R} = 3710 \alpha^2 \left(\frac{m}{m_0} \right)^2 \left(\frac{1}{\chi} \right)^2 \left(\frac{n_s + N_0}{10^{12}} \right)^2. \quad (13)$$

Анализ этих выражений показывает, что в исследованном диапазоне концентраций 2МЭГ при типичных значениях $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ величина H_{s1D} изменяется намного слабее, нежели H_{s1R} . При изменении n_s на порядок H_{s1D} изменяется только в 2 раза, а H_{s1R} возрастает почти на 2 порядка. Из рис. 5, *b* видно, что экспериментальные значения H_{s1} быстро возрастают с увеличением концентрации 2МЭГ. Таким образом, можно утверждать, что параметр H_{s1} в исследованных структурах определяется механизмом Рашбы, т.е. связан с несимметрией квантовой ямы и соответственно, выполняется условие $H_{s1D} < H_{s1R}$. Описывая экспериментальную зависимость H_{s1D} от n_s (черные значки на рис. 5, *b*) с помощью выражения (13)², используя величину α в качестве подгоночного параметра (рис. 5, *b*, сплошная кривая), находим коэффициент $\alpha = (33 \pm 3) (\text{Å})^{-2}$.

Перейдем к анализу 2-го параметра H_s , пропорционального суммарной частоте спин-орбитального рассеяния. Из теории следует, что $H_s = H_{s1R} + H_{s1D} + H_{s3D}$, где параметр H_{s3D} — определяется кубическим по волновому вектору членом гамильтониана (2), характеризующим СО рассеяние в кристалле без центра инверсии. Выражение для этого параметра может быть записано в следующем виде:

$$H_{s3D} = 0.283 \gamma^2 \frac{\tau_3}{\tau_1} \left(\frac{m}{m_0} \right)^2 \left(\frac{n_s}{10^{12}} \right)^2. \quad (14)$$

² Здесь и далее при расчетах использовались параметры $m/m_0 = 0.041$ и $\chi = 14$ для твердого раствора $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Тот факт, что в нашем случае $H_{s1D} \ll H_{s1R}$, позволяет разделить параметры в величине H_s , характеризующие механизм СО рассеяния, связанный с неполной симметрией кристалла (подгоночный параметр γ) и с несимметрией квантовой ямы (подгоночный параметр α). Действительно, величина $H_s - H_{s1}$ в этом случае определяется только параметрами, связанными с отсутствием центра инверсии в кристалле: $H_s - H_{s1} = H_{s3D} + H_{s1D}$. На рис. 5, *c* значками приведены величины $H_s - H_{s1}$, полученные вычитанием экспериментальных данных для H_{s1} (рис. 5, *b*) из данных для H_s (рис. 5, *a*). Расчетная кривая на рис. 5, *c* получена в результате описания экспериментальных данных с помощью суммы теоретических выражений (12) и (14) при использовании коэффициента γ в качестве подгоночного параметра. При этом учитывалось, что $\tau_3/\tau_1 \approx 1$ для преобладающих в исследованных структурах механизма рассеяния импульса как на короткодействующем потенциале шероховатостей гетерограницы, так и на неоднородности состава твердого раствора. Представленное на рис. 5, *c* согласие теории и эксперимента достигается при значении подгоночного параметра $\gamma = (160 \pm 10) \text{ эВ} \cdot (\text{Å})^3$. Зная этот параметр, можно дополнительно проверить утверждение, сделанное выше о том, что $H_{s1D} < H_{s1R}$. Для этого рассчитаем концентрационную зависимость H_{s1D} на основании выражения (12) (рис. 5, *b*, штриховая кривая) и сравним с зависимостью для H_{s1R} , рассчитанной ранее (рис. 5, *b*, сплошная кривая). Видно, что во всем исследованном диапазоне концентраций 2МЭГ условие $H_{s1D} < H_{s1R}$ действительно выполняется, что подтверждает сделанный нами вывод о существенной роли механизма Рашбы, связанного с несимметрией квантовой ямы. Справедливость проведенного анализа подтверждается также хорошим согласием экспериментальных значений H_s (темные значки на рис. 5, *a*) с теоретической зависимостью, рассчитанной как сумма выражений (12), (13) и (14), с полученными выше значениями коэффициентов α и γ (сплошная кривая).

Величины коэффициентов α и γ определяются соотношением различных параметров зонной структуры полупроводника. Нам не удалось найти литературных данных по оценке этих параметров для слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, изопериодичного с InP . Однако существуют теоретические оценки этих параметров для GaAs и InAs [23]. Сопоставляя эти данные с нашими результатами, можно сделать заключение, что величина коэффициента, характеризующего эффект Рашбы $\alpha = 33 (\text{Å})^{-2}$, достаточно хорошо совпадает с теоретическими оценками, т.е. больше, чем предсказывает теория для GaAs , и меньше, чем для InAs . Величина же $\gamma = 160 \text{ эВ} \cdot (\text{Å})^3$, характеризующая эффекты, связанные с симметрией кристалла, существенно превышает значения, предсказанные для трехмерного электронного газа как в GaAs , так и в InAs . Причина такого существенного различия в настоящее время остается неясной.

6. Спин-орбитальное рассеяние в эффектах слабой локализации двумерных электронов, заполняющих две подзоны размерного квантования

Для выяснения роли второй подзоны размерного квантования проводились исследования знакопеременного магнитосопротивления в образцах, в которых в исходном состоянии заполнены две подзоны размерного квантования, в частности, на гетероструктуре, выращенной молекулярно-лучевой эпитаксией с концентрацией $2\text{МЭГ } n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Кроме того, на рис. 3 приведены зависимости магнитопроводимости для образца С282 в исходном состоянии (рис. 3, а) и в состоянии замороженной фотопроводимости (рис. 3, б). Анализ осцилляций Шубникова–де-Гааза показывает, что в исходном состоянии образца двумерные носители заполняют только первую подзону размерного квантования, а освещение межзонным светом изменяет состояние образца и приводит к появлению носителей во второй подзоне. Благодаря эффекту замороженной фотопроводимости это состояние образца при низкой темпера-

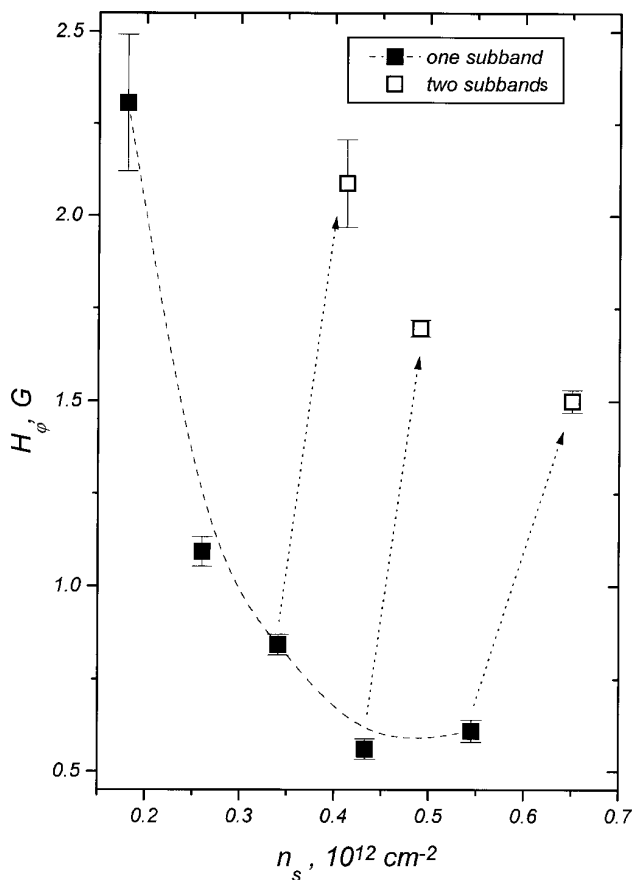


Рис. 6. Концентрационная зависимость величины магнитного поля, характеризующего релаксацию фазы волновой функции электронов для структур с одной (черные значки) и двумя (пустые значки) заполненными подзонами.

туре остается неизменным после выключения света в течение времени проведения эксперимента. Сопоставляя данные на рис. 3, а, б, можно заключить, что появление носителей во второй подзоне приводит к уменьшению так называемого "антилокализационного" минимума в магнитопроводимости. Это свидетельствует о том, что заполнение второй подзоны ведет к уменьшению влияния спин-орбитального взаимодействия на эффект локализации в отличие от результатов работы [8].

Анализ экспериментальных зависимостей магнитопроводимости для структур с двумя заполненными подзонами проводился точно таким же образом и с использованием тех же выражений, как было описано ранее для случая заполнения только одной подзоны³. Результатом явились значения характерных магнитных полей H_ϕ , H_s и H_{s1} , приведенные на рис. 5 и 6 для трех образцов, у которых в режиме замороженной фотопроводимости наблюдается заполнение второй подзоны. Стрелками показан происходящий под воздействием света переход от исходного состояния (темные значки) к состоянию замороженной фотопроводимости (светлые значки). Легко видеть, что появление носителей во второй подзоне приводит к быстрому возрастанию величины H_ϕ (рис. 6) и уменьшению величин, характеризующих спин-орбитальное рассеяние, причем как H_s , так и H_{s1} (рис. 5, а, б).

Возрастание H_ϕ при заполнении второй подзоны размерного квантования наблюдалось ранее в Si-МДП структурах [24] и объяснялось необходимостью учета возрастания плотности состояний и соответственно уменьшения коэффициента диффузии электронов при заполнении второй подзоны. Такой же вывод был сделан в работе [25], где теоретически решалась задача о магнитопроводимости, связанной с подавлением слабой локализации электронов, заполняющих две подзоны. Вопрос о значениях характерных магнитных полей для СО рассеяния электронов в двух подзонах до сих пор не разрешен ни экспериментально, ни теоретически.

Если предположить (как это сделано в работе [25]), что при появлении носителей во второй подзоне величины характерных времен релаксации сохраняются, а изменяется только коэффициент диффузии, то характер изменения величин H_ϕ и H_s по мере заполнения подзон должен совпадать. Из рис. 5 и 6 видно, что в нашем случае это не выполняется. Мы считаем необходимым учесть различие не только коэффициентов диффузии электронов в первой и второй подзонах, но и величин характерных времен релаксации фазы и спина. Так же как и в [25], усреднение предполагаем проводить с весом, равным плотности состояний в первой и второй подзонах, которая одинакова в двумерном случае. Такой подход сводится к простому арифметическому усреднению величин H_ϕ и H_s , пропорциональных скоростям релаксации фазы и спина электронов в первой и второй

³ Такой подход справедлив для случая сильного межподзонного рассеяния носителей, который, как правило, реализуется в гетероструктурах с двумерным электронным газом.

подзонах размерного квантования. Для величины H_ϕ запишем

$$H_\phi = \frac{1}{2} \left(H_\phi^{(1)} + H_\phi^{(2)} \right). \quad (15)$$

Здесь и далее верхний индекс в скобках соответствует номеру подзоны. Рассмотрим, к чему может привести такое усреднение характерных магнитных полей. Учитывая выражение (9) и пренебрегая различием свойств носителей в первой и второй подзонах, можно записать

$$H_\phi^{(i)} \propto \frac{1}{D^{(i)} \tau_\phi^{(i)}} \propto \left(n_s^{(i)} \right)^{-2}. \quad (16)$$

В интересующем нас случае — малой концентрации носителей во второй подзоне $n_s^{(2)} \ll n_s^{(1)}$ — из (16) получаем $H_\phi^{(2)} \gg H_\phi^{(1)}$ и $H_\phi \cong H_\phi^{(2)}/2 \gg H_\phi^{(1)}$. Это означает, что, несмотря на малую концентрацию носителей во второй подзоне, их вклад в релаксацию фазы может быть существенен и соответственно появление малого количества носителей во второй подзоне должно проявляться в резком возрастании величины характерного магнитного поля, определяемого из анализа эксперимента, как это и представлено на рис. 6. Усреднение, представленное выражением (15), справедливо также и для величин магнитных полей H_s и H_{s1} , характеризующих спиновую релаксацию. Однако в этом случае, как следует из выражений (13) и (14), а также из экспериментальных зависимостей (рис. 5), величина характерного магнитного поля быстро возрастает с увеличением концентрации носителей $H_s^{(i)} \propto \left(n_s^{(i)} \right)^2$. Это означает, что при $n_s^{(2)} \ll n_s^{(1)}$ получаем $H_s^{(2)} \ll H_s^{(1)}$ и $H_s \cong H_s^{(1)}/2$, т.е. появление малого количества носителей во второй подзоне приводит к уменьшению величины магнитных полей, характеризующих спин-орбитальную релаксацию, примерно в 2 раза. Это же рассуждение справедливо и для величины H_{s1} . Из данных, приведенных на рис. 5, видно, что полученные нами экспериментальные результаты соответствуют описанной выше модели.

Авторы благодарят Г.Е. Пикуса за полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04042а), а также INTAS-RFFI (грант 95-IN/RU-553).

Список литературы

- [1] E. Abrahams, P.W. Anderson, D.C. Licciardello, T.V. Ramakrishnan. Phys. Rev. Lett., **42**, 673 (1979).
- [2] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов. ЖЭТФ, **77**, 2028 (1979).
- [3] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, P.A. Lee. Phys. Rev. Lett., **44**, 1288 (1980).
- [4] S. Hikami, A.I. Larkin, Y. Nagaoka. Progr. Theor. Phys., **63**, 707 (1980).
- [5] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, А.И. Ларкин, Д.Е. Хмельницкий. ЖЭТФ, **81**, 788 (1981).
- [6] G. Bergmann. Phys. Rep., **107**, 1 (1984).
- [7] R.J. Elliot. Phys. Rev., **96**, 266 (1954).

- [8] J.E. Hansen, R. Taboryski, P.E. Lindelof. Phys. Rev. B **47**, 16 040 (1993).
- [9] Ж.И. Алферов, А.Т. Гореленок, В.В. Мамутин, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **18**, 1999 (1984).
- [10] P.D. Dresselhaus, C.M.M. Papavassilion, R.G. Wheller, R.N. Sacks. Phys. Rev. Lett., **68**, 106 (1992).
- [11] W. Knap, C. Skierbiszewski, E. Litwin-Staszewska, F. Kobbi, A. Zduniak, J.L. Robert, G.E. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes. Acta Phys. Polon. A, **87**, 427 (1995).
- [12] F.G. Pikus, G.E. Pikus. Phys. Rev. B, **51**, 16 928 (1995).
- [13] G. Dresselhaus. Phys. Rev. **100**, 580 (1995).
- [14] Yu.L. Bychkov, E.I. Rashba. J. Phys. C, **17**, 6093 (1984).
- [15] С.В. Иорданский, Ю.Я. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус. Письма ЖЭТФ, **60**, 206 (1994).
- [16] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.I. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zelentes, Yu.B. Lyanda-Geller. Phys. Rev. B, **53**, 3912 (1996).
- [17] I.G. Savel'ev, A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, A.Y. Shik, G. Remenyi, Gy. Kovács, B. Pödör, G. Gombos. J. Phys.: Condens. Matter., **8**, 9025 (1996).
- [18] Л.В. Голубев, А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев, И.И. Сайдашев. ФТП, **22**, 1948 (1988).
- [19] А.М. Крещук, С.В. Новиков, И.Г. Савельев. ФТП, **26**, 1375 (1992).
- [20] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, D.E. Khmel'nitskii. J. Phys. C, **15**, 7367 (1982).
- [21] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП, **23**, 3 (1989).
- [22] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
- [23] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. *Superlattices and other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena*, Springer Ser. Sol. St. Sci. (Springer Verlag, Berlin, 1995) v. 110.
- [24] G.M. Gusev, Z.D. Kvon, I.G. Neizvestnyi, V.N. Ovsuk. Sol. St. Commun., **46**, 169 (1983).
- [25] Sh. Iwabuchi, Y. Nagaoka. J. Phys. Soc. Japan, **50**, 1325 (1989).

Редактор Т.А. Полянская

Spin relaxation and weak localization of two-dimensional electrons in asymmetrical quantum wells

A.M. Kreshchuk, S.V. Novikov, T.A. Polyanskaya, I.G. Savel'ev

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

Abstract The effect of anomalous variable-range magnetoresistance has been investigated for 2D electron gas at heterointerface $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ at helium temperatures for the wide range of electron density with one and two occupied subbands. Analysis of data obtained has been carried in terms of a new theory with account of both cubic and linear in wave vector terms in the electron spectrum spin splitting. The linear term is caused by the quantum well asymmetry, i.e. by the electric field at the heterointerface. The new theoretical model has been shown to give better explanation of the experimental data.

E-mail: igs@nano.ioffe.rssi.ru (Savel'ev)