

Электронный магнетотранспорт в связанных квантовых ямах с двухсторонним легированием

© Г.Б. Галиев, В.Э. Каминский[¶], И.С. Васильевский*, В.А. Кульбачинский*, Р.А. Лунин*

Институт СВЧ полупроводниковой электроники Российской академии наук,
117105 Москва, Россия

* Московский государственный университет,
119992 Москва, Россия

(Получена 16 февраля 2004 г. Принята к печати 23 марта 2004 г.)

Исследовано магнетосопротивление в слабых магнитных полях структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с двойными квантовыми ямами, разделенными тонким центральным барьером AlAs. Проведен сравнительный анализ точности описания наблюдающегося отрицательного магнетосопротивления по теории слабой локализации и в рамках кинетического подхода с помощью матрицы плотности. Показано, что кинетический подход в ряде случаев позволяет точнее описать экспериментальные зависимости.

1. Введение

Структуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в настоящее время широко используются для создания фотодетекторов, туннельных диодов, мощных транзисторов, оптоэлектронных приборов. В таких структурах для создания нужных характеристик часто используются связанные квантовые ямы, которые создаются с помощью разделения квантовой ямы GaAs тонким, толщиной порядка 3–4 монослоя, барьером AlAs [1,2]. В оптоэлектронных приборах квантовая яма, расположенная между симметричными барьерами $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, позволяет получить необходимые спектральные характеристики. При поперечном транспорте электронов в таких структурах (перпендикулярно плоскости гетероструктуры) введение барьера позволяет управлять энергией резонансного уровня и, соответственно, видом вольт-амперной характеристики. В полевых транзисторах для применений в СВЧ электронике двухстороннее легирование структур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ позволяет значительно увеличить выходную мощность [3–5].

Исследование электрофизических характеристик квантовых ям $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ представляет также большой интерес для фундаментальной физики. Изучение магнетотранспорта в таких структурах дает возможность значительно лучше определить механизмы и параметры рассеяния электрона. Так, например, при продольном транспорте (в плоскости структуры) изменение толщины барьеров меняет характер связи между ямами и параметры рассеяния электронов [6,7].

Для описания гальваномагнитных эффектов в полупроводниках традиционно используется метод кинетического уравнения для функции распределения электронов. Такой подход в большинстве случаев оправдан в слабом магнитном поле. Однако в настоящее время накоплено значительное количество экспериментальных данных, которые не имеют объяснения в рамках классического описания. Примером этого может служить отрицательное магнетосопротивление (продольное

и поперечное). Это явление наблюдается в различных полупроводниковых объектах не только в слабом, но и в сильном магнитных полях. Например, в гетероструктурах $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ [8] и квантовых ямах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ [9] при низких температурах наблюдались как положительное, так и отрицательное магнетосопротивление. В структурах с высокими подвижностью и концентрацией электронов магнетосопротивление было положительным. В структурах с низкой подвижностью электронов магнетосопротивление вначале было отрицательным, а при дальнейшем увеличении поля магнетосопротивление изменяло знак.

В структурах с низкой подвижностью и концентрацией электронов магнетосопротивление остается отрицательным вплоть до начала квантовых осцилляций. Например, в гетероструктурах $n\text{-GaAs}/\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}/n\text{-GaAs}$, δ -легированных кремнием с центре квантовой ямы, отрицательное магнетосопротивление наблюдалось вплоть до полей ~ 6 Тл в интервале температур 0.4–40 К [10]. В то же время в структурах $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ [11] с более высокой подвижностью в области очень слабых полей наблюдалось положительное магнетосопротивление (антилокализация) для образцов с высокой поверхностной концентрацией электронов. В случае низкой концентрации электронов во всем диапазоне полей наблюдалось отрицательное магнетосопротивление.

Классическое магнетосопротивление $\delta = \rho_{xx}(B)/\rho_0 - 1$ двумерного вырожденного электронного газа при одной заполненной подзоне равно нулю. Известным механизмом положительного магнетосопротивления является заполнение нескольких подзон с различными подвижностями или наличие нескольких проводящих слоев в структуре. Для объяснения отрицательного магнетосопротивления Б.Л. Альтшулером, Д. Хмельницким и др. [12] была предложена теория квантовых поправок к проводимости.

Недавно в работах [13,14] была предложена другая трактовка отрицательного магнетосопротивления. Для описания магнетотранспорта был использован метод матрицы плотности и получены выражения для тензора

[¶] E-mail: kamin@zelnet.ru

проводимости в произвольном магнитном поле. Показано, что отрицательное магнетосопротивление может быть описано без введения представлений о слабой локализации.

Для проверки теории [13,14] в данной работе представлены результаты исследований магнетотранспорта в структурах $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ с различной шириной квантовой ямы. Для проведения сравнительного анализа были выращены идентичные структуры без барьера и с тонким барьером AlAs в центре квантовой ямы. При 4.2 К для данных структур были измерены зависимости компонент тензора удельного сопротивления от величины магнитного поля B .

2. Приготовление образцов и методика измерений

Образцы для исследования выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(100), разориентированных в направлении [110] на 2° . Сначала выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм. Далее выращивались барьер $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, квантовая яма GaAs, барьер AlAs, квантовая яма GaAs, барьер $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$. В конце процесса выращивался защитный слой GaAs толщиной 8 нм. Ширина обеих квантовых ям в каждой структуре была одинако-

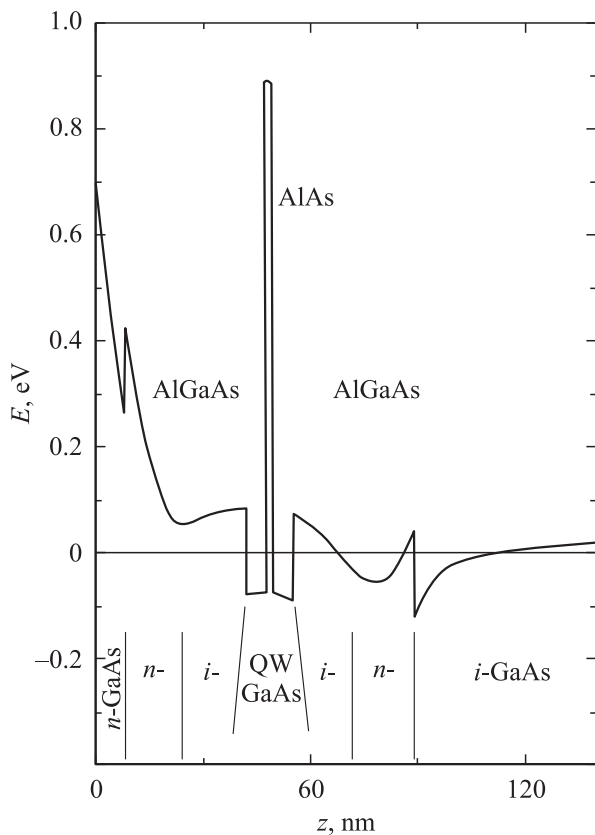


Рис. 1. Зонная диаграмма структуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs для образца 3. Энергия отсчитывается до уровня Ферми.

Экспериментальные и рассчитанные параметры исследованных образцов при температуре 4.2 К

№ образца:	2	3	4	5	6	7
W , нм	13	13	26	26	35	35
b , нм	0	1.8	0	1.8	0	1.8
ρ_0 , Ом	468	373	300	328	218	249
n_H , 10^{12} см^{-2}	1.33	1.31	2.07	2.09	2.02	2.01
μ_H , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	1	1.28	1	1.25	1.69	1.25
B_H , Тл	0.009	0.006	0.005	0.004	0.003	0.004
B_1 , Тл	0.39	0.32	0.55	0.22	0.17	0.4
μ_1 , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0.88	1.23	0.75	1.1	1.62	1.33
μ_2 , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0.63	0.37	0.41	0.57	0.49	0.4
μ_3 , $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	4.84	4.92	4.2	7.92	8.91	6
n_1 , 10^{12} см^{-2}	1.06	1.13	1.76	1.54	1.68	1.42
n_2 , 10^{12} см^{-2}	0.53	0.57	1.23	1.08	1.18	1.41
n_3 , 10^{10} см^{-2}	1.27	1.47	1.41	1.23	1.34	1.14
τ_φ , пс	0.7	0.8	1.1	1.1	1.1	1.1
τ , пс	0.24	0.14	0.16	0.22	0.19	0.15

вой. Некоторые параметры исследованных образцов, в том числе толщина барьера AlAs b и ширина квантовой ямы W (суммарная — по обе стороны барьера AlAs), приведены в таблице. Толщина барьеров $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, формирующих квантовую яму, во всех структурах также была одинаковой и равнялась 33 нм, причем половина каждого из барьеров (по толщине), прилегающая к квантовой яме, оставалась нелегированной. Вторая же половина барьеров была легирована с концентрацией $\text{Si} \sim (1-2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Такой же была концентрация Si в защитном слое. Температура роста слоев GaAs и AlAs равнялась 600°C , а слоев $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ — 640°C . Отношение потоков мышьяка и галлия в зоне роста было равно 30. На рис. 1 приведена рассчитанная зонная диаграмма для образца 3.

Для проведения гальваномагнитных измерений образцы были изготовлены в виде холловских мостиков. Для всех образцов при 4.2 К были измерены сопротивление в магнитном поле $\rho_{xx}(B)$ и сопротивление Холла $\rho_{xy}(B)$ в магнитном поле до 1 Тл. Из измерений определялись холловская концентрация электронов n_H и холловская подвижность μ_H . В таблице приведены эти параметры и $\rho_0 = \rho_{xx}(0)$ для каждой из структур.

3. Результаты гальваномагнитных измерений и их обсуждение

Из таблицы видно, что в узкой квантовой яме с $W = 13$ нм введение барьера AlAs увеличивает холловскую подвижность, в то время как введение центрального барьера в широкой квантовой яме с $W = 35$ нм уменьшает подвижность — по сравнению с образцами без барьера. Подробно влияние такого барьера на подвижность было проанализировано в работе [7].

Как видно из зонной диаграммы (рис. 1), проводимость образцов может складываться из проводимости

потенциальной ямы со стороны подложки, барьеров $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, квантовой ямы и буфера. При температуре 4.2 К в легированном барьере $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ очень мала подвижность, а в буфере — концентрация, и проводимости по этим слоям можно не учитывать. Как известно, в слоистых структурах холловские подвижность и концентрация определяются из соотношений

$$\mu_{\text{H}} = \frac{\sum_i \gamma_i \mu_i^2 n_i}{\sum_i \mu_i n_i}, \quad n_{\text{H}} = \frac{(\sum_i \mu_i n_i)^2}{\sum_i \gamma_i \mu_i^2 n_i}, \quad (1)$$

где μ_i, n_i — подвижность и поверхностная концентрация электронов в i -м слое, γ_i — холл-фактор, i — индекс суммирования по слоям. Для потенциальной и квантовой ям была решена системы самосогласованных уравнений Кона–Шэма аналогично работе [15]. Решение этой системы позволяет рассчитать концентрации электронов в квантовых ямах при заданных параметрах структуры и концентрации легирующей примеси в барьерах N_{d} . Расчет показывает, что электронный газ сильно заполненных подзон в потенциальной и квантовой ямах вырожденный. Поэтому для этих ям при расчетах в (1) было принято $\gamma_i = 1$. В дальнейшем им будут соответствовать индексы 1 и 2. В еще одной потенциальной яме со стороны подложки кроме того есть слабо заполненные подзоны, в которых электронный газ невырожденный и $\gamma_i > 1$. В дальнейшем носителям этой ямы будет соответствовать индекс 3. Однако $n_3 \ll n_1, n_2$ и проводимость этих подзон влияет только на магнетосопротивление. Тогда из (1) следует соотношение $n_1 < n_{\text{H}} < n_1 + n_2$. Близость величины n_{H} к тому или другому пределу зависит от величины отношения подвижностей $p = \mu_2/\mu_1$. Для концентраций электронов в ямах результаты расчета n_1 и n_2 приведены в таблице. Исследованные образцы выращивались в одинаковых условиях, поэтому в потенциальных ямах всех структур подвижности и концентрации электронов должны быть приблизительно одинаковыми.

В работе [7] для данных образцов были измерены зависимости сопротивления $\rho_{xx}(B)$ и холловского сопротивления $\rho_{xy}(B)$ в сильных магнитных полях. Во всех образцах наблюдались осцилляции Шубникова–де Гааза. Фурье-анализ осцилляций показал наличие двух частот по обратному магнитному полю, что связано с электронами в квантовой и потенциальной ямах. Величина монотонной части зависимости $\rho_{xx}(B)$ для всех образцов приблизительно линейно возрастала при увеличении магнитного поля в диапазоне $1 < B < 8$ Тл.

Для структур с двумя проводящими слоями классическое магнетосопротивление рассчитывалось из соотношения [16]

$$\delta = \frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_0} - 1 = \frac{a}{p} \frac{x^2(p-1)^2}{(1+ap)^2 + x^2(1+a)^2}, \quad (2)$$

где $a = n_2/n_1$, $x = \mu_2 B$. Эта зависимость квадратична по магнитному полю при $x \ll 1$, в сильных полях

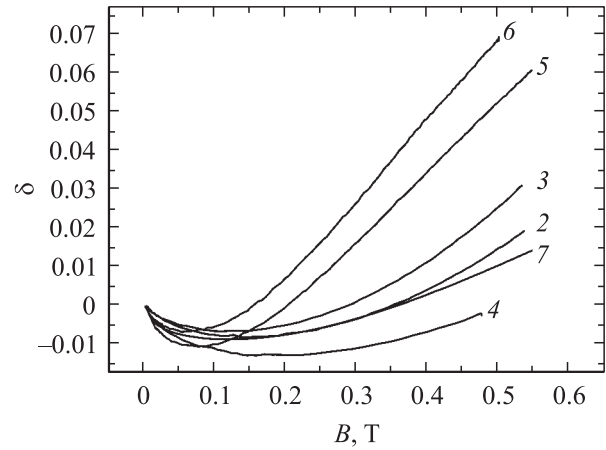


Рис. 2. Экспериментальные зависимости магнетосопротивления δ от магнитного поля для исследованных структур при $T = 4.2$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

магнетосопротивление достигает насыщения и

$$\delta_{\text{max}} = \frac{a}{p} \left(\frac{p-1}{a+1} \right)^2. \quad (3)$$

Для образцов 6 и 7 расчет дает $\delta_{\text{max}} \approx 0.4$. В эксперименте же наблюдались практически линейные зависимости $\rho_{xx}(B)$; значения магнетосопротивления при $B = 5$ Тл составляют для образца 6 $\delta = 2.7$, а для образца 7 — $\delta = 1.6$. Причины столь большого магнетосопротивления и расхождения с классическими теоретическими представлениями в работе [7] не обсуждались.

Для выяснения механизмов этого явления нами было исследовано магнетосопротивление при $B < 1$ Тл. Результаты измерений приведены на рис. 2. Как видно на этом рисунке, в диапазоне полей $0 < B < B_1$, где B_1 различно для разных образцов, наблюдается отрицательное магнетосопротивление.

Согласно теории слабой локализации [12], магнитное поле увеличивает продольную компоненту тензора проводимости. Величина добавки к проводимости определяется соотношением

$$\Delta\sigma_{xx}^{\text{WL}} = G_0 \left[\psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\tau B_{\text{tr}}}{\tau_{\phi} B} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{B_{\text{tr}}}{B} \right) - \ln \left(\frac{\tau}{\tau_{\phi}} \right) \right], \quad (4)$$

где $G_0 = q^2/2\pi^2\hbar$, q — заряд электрона, $\psi(x)$ — дигамма-функция, $B_{\text{tr}} = q^2\rho_0/4\pi\hbar\mu$, μ — подвижность электронов, τ_{ϕ} — время сбоя фазы. В работе [12] результаты были рассчитаны для одного типа носителей тока. В работе [17] теория была обобщена на случай нескольких заполненных подзон размерного квантования. Показано, что в первом приближении все подзоны дают независимые вклады в отрицательное магнетосопротивление.

Из таблицы видно, что для наших структур $B_1 \gg B_{\text{tr}}$. Согласно теории слабой локализации [12], при $B > B_{\text{tr}}$

квантовые поправки к проводимости должны полностью подавляться. Если использовать классические выражения для проводимости и формулу (4), то для образцов 4 и 7 удастся получить хорошее согласие расчетных и экспериментальных кривых в диапазоне $0 < B < 0.25$ Тл. Для остальных кривых такое согласие удастся получить только на начальных участках зависимостей $\delta(B)$ при $B < 0.07$ Тл. Отметим здесь, что для всех образцов согласие расчетных и экспериментальных кривых имеет место для $B \gg B_{tr}$. Величины времени сбоя фазы τ_ϕ , соответствующие наилучшему согласию расчетных и экспериментальных кривых, также приведены в таблице. Расчет проведен в модели этих проводящих слоев для нескольких заполненных подзон в каждом. Как видно из таблицы, полученные величины τ_ϕ значительно меньше характерных при данной температуре времен для всех известных механизмов неупругого рассеяния на фононах в GaAs. Часто сбой фазы волновой функции в теории слабой локализации относят к электронно-электронному рассеянию. В этом случае τ_ϕ должно уменьшаться при увеличении концентрации электронов. Однако в экспериментальных исследованиях структур n -GaAs/In_{0.07}Ga_{0.93}As/ n -GaAs [10], Al_xGa_{1-x}As/GaAs [18] и δ -легированного GaAs [19] с различной концентрацией электронов, но близких по остальным параметрам, такая зависимость не была обнаружена. В структуре n -GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/ n -GaAs с затвором [20] исследования показали отсутствие выраженной функциональной зависимости τ_ϕ от концентрации электронов n . Причем анализ экспериментальных результатов показывает, что для абсолютно разных материалов с различной концентрацией и типом носителей тока вариация τ_ϕ не превышает десяти раз. Так, для электронного транспорта это время составляло 5.9 пс [10], 2.5 пс [18] и 10 пс [19]. В случае дырочного типа проводимости было получено значение 1 пс для Al_xGa_{1-x}As/GaAs [21] и Si/Si_{0.85}Ge_{0.15}/Si [22]. В углеродной пленке с обоими типами носителей [23] время сбоя фазы равнялось 1.8 пс. Полученные в литературе результаты также не могут быть отнесены к неупругому рассеянию на фононах, так как указанные выше материалы имеют абсолютно разный фононный спектр. В таблице приведены также значения времени релаксации импульса τ для слоя с меньшей подвижностью электронов.

Результаты расчетов магнетосопротивления для образцов 4 и 6 приведены на рис. 3. Из рис. 2 видно, что экспериментальные зависимости для этих образцов занимают крайние положения. Это позволяет оценить точность подгонки. Для остальных кривых точность будет иметь промежуточные значения. При расчете по теории слабой локализации в модели трех проводящих слоев хорошего согласия в широком диапазоне магнитных полей не удастся получить ни для одной кривой. Это может быть связано с тем, что классическое магнетосопротивление невырожденного электронного газа имеет большую положительную величину. Кроме того, из таблицы видно, что для всех образцов не выполняется

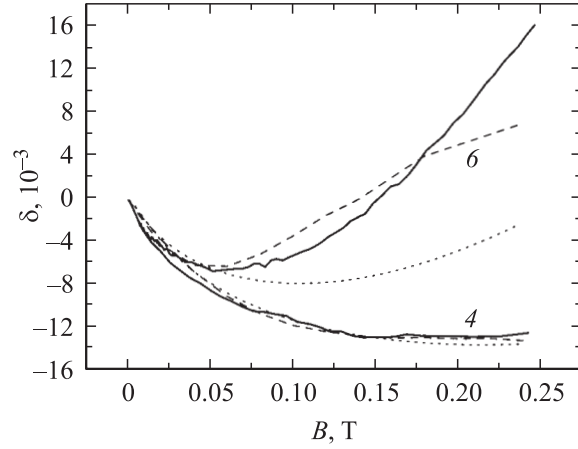


Рис. 3. Экспериментальные (сплошные линии) и рассчитанные зависимости магнетосопротивления для образцов 4 и 6. Пунктирными линиями показаны результаты расчета по теории слабой локализации, формула (4), а штриховыми — по формулам (7).

ся условие применимости теории слабой локализации $\tau_\phi \gg \tau$ в диффузионном пределе [24]. В этом случае можно воспользоваться теорией квантовых поправок к проводимости Х. Виттманна и А. Шмида [25], справедливой при невыполнении диффузионного предела. Такой подход, в некоторых случаях, позволяет описать отрицательное магнетосопротивление [23].

В настоящей работе проведено сравнение точности описания экспериментальных зависимостей магнетосопротивления по теории слабой локализации и по теории, развитой в [13,14]. В этих работах в рамках кинетического описания переноса с помощью матрицы плотности показано, что в слабом магнитном поле, которому соответствует условие $\alpha = \hbar\omega/kT \ll 1$ ($B \ll 0.2$ Тл при $T = 4.2$ К), суммирование по уровням магнитного квантования можно, строго говоря, заменить интегрированием и тензор проводимости может быть представлен в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{Bxx} + \frac{2q^2}{\sqrt{\pi}m} N_c \alpha \int \sqrt{x} dx \frac{v}{\omega^2 + v^2} \left(-\frac{\partial F}{\partial x} \right), \\ \sigma_{xy} &= \sigma_{Bxy} + \frac{2q^2}{\sqrt{\pi}m} N_c \alpha \int \sqrt{x} dx \frac{\omega}{\omega^2 + v^2} \left(-\frac{\partial F}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где σ_{Bxx} , σ_{Bxy} — значения, которые рассчитываются исходя из уравнения Больцмана, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, F — функция распределения Ферми–Дирака, $x = E/kT$, $\omega = qB/m$, v — частота рассеяния, зависящая, вообще говоря, от энергии. Как видно, при $\omega \rightarrow 0$ из формул (5) получаются стандартные выражения теории полупроводников. Отметим здесь, что практически обычно для замены суммирования интегрированием достаточно условия $\alpha < 0.7$. Из (5) следует, что в сильно вырожденном электронном газе, когда производную функции распределения можно, в первом приближении, заменить дельта-функцией,

магнетосопротивление $\delta = -\hbar\omega/E_F$, где E_F — энергия Ферми. Точный расчет показывает, что в области слабых полей зависимость $\delta(B)$ может быть знакопеременной. В невырожденном электронном газе при низких температурах магнетосопротивление значительно больше, а знак определяется подвижностью. В нашем случае δ для разных образцов имеет разные знаки. Используя (5), можно показать, что проводимостью слабо заполненных подзон можно пренебречь, если $n_3 \ll n_0 = mkT/\pi\hbar^2$. При температуре 4.2 К расчет для GaAs дает значение $n_0 = 9.7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Поэтому для наших структур последнее условие не выполняется (см. таблицу). Отсюда видно, что в гетероструктурах при низких температурах проводимость слабо заполненных подзон может существенно влиять на зависимость магнетосопротивления от поля. Чем ниже температура, при которой исследуется перенос в двумерном электронном газе, тем ниже должна быть концентрация электронов слабо заполненных подзон.

Численные расчеты, проведенные в работе [7], показали, что потенциальная яма содержит 2 уровня размерного квантования с высокой степенью заполнения и несколько очень слабо заполненных уровней. Число уровней в квантовой яме различно для разных структур и зависит от ширины ямы и наличия барьера. Концентрация и подвижность электронов на каждом из уровней разная. Однако мы дальнейший анализ ограничим моделью 3 проводящих слоев. В этой модели проводимость складывается из проводимостей квантовой ямы между гетеропереходами, потенциальной ямы на границе $\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ с буфером и суммарной проводимости слабо заполненных подзон размерного квантования. Каждый из слоев описывается эффективными подвижностями и концентрациями электронов. Через параметры слоев холловские подвижность и концентрация электронов определяются следующим образом:

$$\mu_H = \frac{\mu_1}{S} \sum \alpha_i g_i^2, \quad n_H = n_1 \frac{\mu_1}{\mu_H} S, \quad (6)$$

где

$$\alpha_i = n_{si}/n_{s1} \quad (i = 1, 2), \quad \alpha_3 = \frac{n_{s3}}{n_{s1}} \frac{e^d - 1}{d}, \quad d = n_{s3}/n_{s0},$$

$$n_{s0} = \frac{mkT}{\pi\hbar^2}, \quad g_i = \mu_i/\mu_1, \quad S = \sum \alpha_i g_i.$$

Величины n_1 и n_2 были получены в работе [7]. Концентрации электронов слабо заполненных подзон потенциальной ямы зависят от параметров буфера. Поэтому расчетные величины их заполнения являются приближительными. Очевидно, что μ_H и n_H определяются в основном параметрами сильно заполненных подзон квантовой и потенциальной ям. Это позволяет из (1) определить подвижности электронов в ямах. Таким образом, у нас неизвестными остаются электронные параметры слабо заполненных подзон. Волновые функции электронов этих подзон имеют большую протяженность

в области буфера. Поэтому подвижность электронов, занимающих эти подзоны, достаточно высока. Подгонка магнетосопротивления осуществляется варьированием этих параметров в узких пределах. Это достаточно простая задача.

Используя (1) и (5), несложно показать, что для нашей гетероструктуры

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{S} \sum \alpha_i g_i \frac{1 + \beta_i}{1 + g_i^2 x^2},$$

$$\sigma_{xy} = x \frac{\sigma_0}{S} \sum \alpha_i g_i^2 \frac{1 + \beta_i}{1 + g_i^2 x^2}, \quad (7)$$

где

$$x = \mu_1 B, \quad \sigma_0 = 1/\rho_0, \quad \beta_i = 2 \frac{\rho_0}{R_Q} x \sum \alpha_i g_i,$$

$$\beta_2 = \beta_1 \frac{\alpha_1}{\alpha_2}, \quad \beta_3 = \frac{n_{s1}}{n_{s3}} d \beta_1, \quad R_Q = \frac{2\pi\hbar}{q^2}.$$

Расчет по этим формулам позволяет подогнать экспериментальные зависимости магнетосопротивления. Результаты расчета приведены в таблице. На рис. 3 приведены экспериментальные и рассчитанные зависимости $\delta(B)$ для двух образцов в интервале полей, соответствующих величинам $0 < \alpha < 1.2$. Как видно из рис. 3, в случае отрицательного магнетосопротивления (образец 4) получено очень хорошее согласие с экспериментом. Для образца 6 хорошее согласие имеет место для $\alpha < 0.9$ ($B < 0.18$ Тл). При $\alpha > 1.2$ расхождение становится существенным. Одной из возможных причин расхождения является тот факт, что при таких значениях α замена суммирования интегрированием уже не совсем корректна. В этом случае нужно использовать точные формулы из работ [13,14], в которых производится суммирование по уровням магнитного квантования. Однако более существенным для точности расчетов оказывается то, что при получении (7) в [13,14] из общих выражений для тензора проводимости были опущены слагаемые, содержащие функцию $Z(\omega)$. Как показано в [13,14], $Z(0) = 0$ и растет при увеличении поля. В сильных магнитных полях именно $Z(\omega)$ определяется вид магнетосопротивления. Это особенно существенно для адекватного описания положительного магнетосопротивления. Поэтому в нашем случае для образца 6 необходим учет этих слагаемых.

4. Заключение

В работе исследовано магнетосопротивление в слабых магнитных полях в гетероструктурах со связанными квантовыми ямами различной ширины. Показано, что наблюдаемое отрицательное магнетосопротивление в интервале магнитных полей от нуля до 0.2–0.6 Тл может быть описано в рамках квантового кинетического подхода. Данный подход позволяет удовлетворительно описать зависимость сопротивления от магнитного поля.

Расчет показывает, что в сложных гетероструктурах эта зависимость определяется соотношением концентраций и подвижностей электронов во всех слоях. В частности, в исследованных образцах отрицательное магнетосопротивление в значительной степени обусловлено вкладом невырожденного электронного газа слабо заполненных подзон размерного квантования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства промышленности, науки и технологий РФ, государственный контракт № 40.072.1.1.1178.

Список литературы

- [1] W. Trzeciakowski, B.D. McCombe. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 891 (1989).
- [2] A. Lorke, U. Merkt, F. Malcher, G. Weimann, W. Schlapp. *Phys. Rev. B*, **42**, 1321 (1990).
- [3] J.-L. Cazaux, N.G. Geok-Ing, D. Pavlidis, H.-F. Chau. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **35**, 1223 (1988).
- [4] M. Nawaz. *Sol. St. Electron.*, **43**, 687 (1999).
- [5] C.S. Whelan, W.E. Hoke, R.A. McTaggart, S.M. Lardizabal, P.S. Lyman, P.F. Marsh, T.E. Kazior. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **21**, 5 (2000).
- [6] J.E. Hasbun. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **14**, R143 (2003).
- [7] Г.Б. Галлиев, В.Э. Каминский, В.Г. Мокеров, В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, И.С. Васильевский, А.В. Деркач. *ФТП*, **37**, 711 (2003).
- [8] А. де Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, В.М. Скороходов, Е.Л. Шангина. *ЖЭТФ*, **105**, 1701 (1994).
- [9] В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.Г. Кытин, А.С. Бугаев, А.П. Сенечкин. *ЖЭТФ*, **110**, 1517 (1996).
- [10] G.M. Minkov, S.A. Negashev, O.E. Rut, A.V. Germanenko, O.I. Khrykin, V.I. Shashkon, V.M. Danil'tsev. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 172 (2000).
- [11] А.М. Крещук, С.В. Новиков, Т.А. Полянская, И.Г. Савельев. *ФТП*, **31**, 459 (1997).
- [12] B.L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A.I. Larkin, P.A. Lee. *Phys. Rev. B*, **22**, 5142 (1980).
- [13] В.Э. Каминский. *ФТП*, **36**, 1360 (2002).
- [14] V.E. Kaminskii. *Phys. Rev. B*, **67**, 085 201 (2003).
- [15] В.Э. Каминский. *ФТП*, **23**, 662 (1989).
- [16] A. Isihara, L. Smrčka. *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, **19**, 6777 (1986).
- [17] Н.С. Аверкиев, Л.Е. Голуб, Г.Е. Пикус. *ФТП*, **32**, 1219 (1998).
- [18] M.Y. Simmons, A.R. Hamilton, M. Pepper, E.H. Linfield, P.D. Rose, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 2489 (2000).
- [19] Г.М. Миньков, С.А. Негашев, О.Э. Рут, А.В. Германенко, В.В. Валяев, В.Л. Гуртовой. *ФТП*, **32**, 1456 (1998).
- [20] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, V.M. Zvonkov, E.A. Uskova, A.A. Birukov. *Phys. Rev. B*, **64**, 193 309 (2001).
- [21] Y. Yaish, O. Prus, E. Buchstaf, G. Ben Yoseph, U. Sivan. *cond-mat/0109469*, V1 (2001).
- [22] M.S. Kagan, G.M. Min'kov, N.G. Zhdanova, E.G. Landsberg, I.V. Altukhov, K.A. Korolev, R. Zobl, E. Gornik. *Proc. 11th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“* (St.Petersburg, Russia, 2003) p. 279.

- [23] R.T.F. van Schaijk, A. de Visser, S.G. Ionov, V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin. *Phys.Rev. B*, **57**, 8090 (1998).
- [24] В.Ф. Гантмахер. *Электроны в неупорядоченных средах* (М., Физматлит, 2003) гл. 2, с. 24.
- [25] H.P. Wittman, A. Schmid. *J. Low Temp. Phys.*, **69**, 131 (1987).

Редактор Т.А. Полянская

Electron magnetotransport in coupled quantum wells with double sided doping

G.B. Galiev, V.E. Kaminskii, I.S. Vasil'evskii*, V.A. Kulbachinskii*, R.A. Lunin*

Institute of UHF Semiconductor Electronics,
Russian Academy of Sciences

117105 Moscow, Russia

* Moscow State University,

119992 Moscow, Russia