

ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА В НЕОДНОРОДНОМ ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

С. Д. Быстров, А. М. Крещук, Ле Туан, С. В. Новиков,
Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, А. Я. Шик

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

(Получена 10 июня 1993 г. Принята к печати 15 июня 1993 г.)

Проведенное теоретическое рассмотрение затухания осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в двумерном электронном газе (2МЭГ) с крупномасштабными флуктуациями концентрации электронов показало, что в зависимости амплитуды ОШГ от магнитного поля в дополнение к фактору Дингла появляется еще один множитель типа $\exp[-(\pi^2 \hbar \delta n / m^* \omega c)^2]$, где δn — средняя величина флуктуации концентрации электронов. В связи с этим были выявлены экспериментальные условия, в которых данный эффект оказывается существенным, и введен численный критерий, зависящий от параметров образца и условий опыта, позволяющий определить, какая величина флуктуаций концентрации 2МЭГ может проявиться в данных экспериментальных условиях. Проведена экспериментальная проверка теории на селективно легированных гетероструктурах типа $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$, полученных жидкофазной эпитаксией, для которых независимые эксперименты показали наличие флуктуаций концентрации на масштабах порядка 100 нм. Сопоставление теории и эксперимента позволило найти значения одночастичного времени релаксации в этих образцах и определить характерную величину флуктуаций концентрации 2МЭГ, составившую менее 5% от средней величины.

Введение

Осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в настоящее время широко используются для изучения свойств двумерного электронного газа (2МЭГ) в полупроводниковых структурах. В частности, важную информацию о процессах, определяющих релаксацию импульса носителей, позволяет получить изучение зависимости амплитуды ОШГ от магнитного поля. Эта зависимость близка к экспоненциальной и определяется температурой и столкновительным уширением уровней Ландау. Ширина уровня Ландау Γ_L связана со временем жизни носителя в данном квантовом состоянии (одночастичным временем релаксации) $\tau_q = \pi \hbar / \Gamma_L$. Существует довольно большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению времени τ_q в 2МЭГ и его соотношения с транспортным временем релаксации τ , определяющем подвижность $[\text{L}^{-4}]$. При этом учитывалось рассеяние двумерных носителей на ионизированных примесях и на шероховатостях — мелкомасштабных пространственных флуктуациях гетерограницы.

Необходимо отметить, однако, что в реальных гетероструктурах, кроме этих мелкомасштабных неоднородностей, имеющих зачастую чисто статистическую природу, существуют также крупномасштабные флуктуации параметров слоев и соответственно свойств 2МЭГ, связанных с особенностями технологических процессов получения гетероструктур. Размеры таких неоднородностей могут составлять сотни микрон $[\text{L}^2]$, что существенно превышает длину свободного пробега двумерных носителей. В результате такие неоднородности

не участвуют в рассеянии носителей и соответственно не вносят вклад в столкновительное уширение уровней Ландау. Однако пространственные изменения концентрации $2MЭГ$ n и соответственно положения уровня Ферми E_F приводят к тому, что в разных областях образца максимумы ОШГ проявляются при различных магнитных полях. В результате амплитуда усредненных ОШГ будет меньше, нежели в однородном образце, что может быть рассмотрено как дополнительное эффективное, так называемое неоднородное уширение уровня Ландау. Пренебрежение этим эффектом может привести к ошибкам в определении одночастичного времени релаксации из анализа амплитуды ОШГ. Возможность существования такого дополнительного уширения отмечалась ранее [1], однако детальное теоретическое и экспериментальное исследование этого эффекта проведены не были. Обычно авторы ссылаются на то, что используемые ими технологические методы выращивания гетероструктур гарантируют от возникновения неоднородностей, которые могут сколько-нибудь существенно повлиять на результаты исследований [1].

Целью данной работы являлось теоретическое рассмотрение осцилляций Шубникова—де-Гааза в двумерном электронном газе с крупномасштабными флуктуациями концентрации и проверка полученных результатов на эксперименте.

1. Теоретическая модель

Будем рассматривать сильно вырожденный двумерный электронный газ, заполняющий одну подзону размерного квантования, в магнитном поле, перпендикулярном слою $2MЭГ$.

Если пренебрегать отличием транспортного времени релаксации, определяющего подвижность, от одночастичного времени релаксации, связанного со столкновительным уширением уровней Ландау, то для однородного случая в относительно слабых магнитных полях при $\omega_c \tau \ll 1$ и $\hbar \omega_c \ll E_F$ ($\omega_c = eH/m^*c$) можно записать [6]

$$\sigma_{xx} = \frac{ne^2\tau}{m^*} \frac{1}{(1 + (\omega_c\tau)^2)} \left[1 - 2 \frac{(\omega_c\tau)^2}{1 + (\omega_c\tau)^2} \frac{2\pi^2T}{\hbar\omega_c} \operatorname{cosech} \frac{2\pi^2T}{\hbar\omega_c} \times \right. \\ \left. \times \exp \left(-\frac{\pi}{\omega_c\tau} \right) \cos \left(\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c} - \pi \right) \right], \quad (1)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{nec}{H} + \frac{1}{\omega_c\tau} \sigma_{xx}. \quad (2)$$

Пусть имеется случайный крупномасштабный потенциал $V(r)$ с гауссовой функцией распределения $f(V)$. Локальная концентрация $2MЭГ$ n в вырожденном случае также описывается этой функцией

$$f(n) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\delta n} \exp \left[-\left(\frac{n - \langle n \rangle}{\delta n} \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь $\langle n \rangle$ — средняя по образцу концентрация $2MЭГ$, а δn — характерная величина флуктуации концентрации $2MЭГ$.

Используя известный подход Херинга [7], получаем для эффективной двумерной проводимости

$$\sigma_{xx}^{ef} = \langle \sigma_{xx} \rangle + 0.5 \frac{\langle (\sigma_{xy} - \langle \sigma_{xy} \rangle)^2 \rangle}{\langle \sigma_{xx} \rangle}, \quad (4)$$

здесь скобки $\langle \rangle$ означают усреднение по площади. Выражение (4) справедливо, пока второй член в нем меньше первого.

Используя (1) и (2) как выражения, описывающие локальные значения проводимостей, усредним их с учетом того, что распределение концентрации 2МЭГ и энергии Ферми, входящие в эти выражения, описываются распределением Гаусса (3). Подставив эти усредненные величины в (4), получаем

$$\sigma_{xx}^{ef} = \frac{\sigma_{xx}^0}{(1 + (\omega_c \tau)^2)} \left\{ 1 - \frac{(\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2} \frac{2\pi^2 T}{\hbar \omega_c} \operatorname{cosech} \frac{2\pi^2 T}{\hbar \omega_c} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[-\frac{\pi}{\omega_c \tau} - \left(\frac{\pi^2 \hbar \delta n}{m^* \omega_c} \right)^2 \right] \cos \left(\frac{2\pi^2 \hbar \langle n \rangle}{\omega_c m^*} - \pi \right) \right\} + \frac{\sigma_{xx}^0 [1 + (\omega_c \tau)^2]}{2\sqrt{2} (\omega_c \tau)^2} \left(\frac{\delta n}{\langle n \rangle} \right)^2, \quad (5)$$

здесь $\sigma_{xx}^0 = e^2 \tau \langle n \rangle / m^*$ — средняя проводимость 2МЭГ в отсутствие магнитного поля.

Видно, что по сравнению с однородным случаем мы имеем поправку к монотонной части магнитосопротивления, имеющую порядок $(\delta n / \langle n \rangle)^2$ и дополнительный экспоненциальный член в выражении для амплитуды ОШГ с показателем

$$- \left(\frac{\pi \delta E_F}{\hbar \omega_c} \right)^2. \quad (6)$$

Так как мы рассматриваем случай относительно слабых магнитных полей, когда $\hbar \omega_c \ll E_F$ и $\omega_c \tau \approx 1$, то эффект неоднородности более заметен в полевой зависимости амплитуды ОШГ, чем в монотонной части магнитосопротивления.

2. Объекты исследования и условия эксперимента

Для наблюдения предсказанного выше эффекта следует выбрать заведомо неоднородные двумерные проводники. В качестве таких структур мы использовали селективно легированные гетероструктуры $\text{InP}/1 \text{ In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с 2МЭГ, выращенные жидкофазной эпитаксией [6]. Такой выбор определяется следующими причинами.

Во-первых, предварительные исследования методом микроскопической эллипсометрии [5] показали, что толщина верхнего слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ в этих гетероструктурах неоднородна и характерный размер флуктуаций составляет $\approx 80 \text{ \AA}$ по амплитуде и $\approx 100 \text{ мкм}$ в плоскости слоя.

Во-вторых, в работе [9] было показано, что концентрация 2МЭГ в этих структурах сильно зависит от толщины верхнего узкозонного слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ из-за перераспределения электронов между квантовой ямой на гетерогранице и локализованными состояниями на поверхности слоя $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$.

Эти результаты позволяют ожидать в исследуемых гетероструктурах крупномасштабных флуктуаций концентрации 2МЭГ с размерами $\approx 100 \text{ мкм}$, существенно превосходящими длину свободного пробега двумерных электронов. Как уже говорилось, такие неоднородности могут проявиться в неоднородном уширении уровней Ландау, но не вызывают дополнительного рассеяния носите-

лей, что и подтверждается высокими значениями подвижности электронов в 2МЭГ этих образцов [10].

Для выбора оптимальных экспериментальных условий наблюдения эффекта неоднородного уширения уровней Ландау проанализируем теоретические выражения, полученные ранее. Для этого воспользуемся преобразованиями, проведенными в работе [11], и запишем осциллирующую часть магнитосопротивления в виде

$$\frac{\Delta R}{R_0} = A_q \cos \left(-\frac{2\pi E_F}{\hbar\omega_c} - \pi \right). \quad (7)$$

Здесь амплитуда осцилляций

$$A_q \approx D(X_T) \exp \left[-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q} - \left(\frac{\pi \delta E_F}{\hbar\omega_c} \right)^2 \right], \quad (8)$$

где $X_T = 2\pi^2 k_B T / \hbar\omega_c$, а $D(X_T) = X_T / \sinh(X_T)$ — функция, описывающая температурную зависимость амплитуды осцилляций.

Видно, что в случае неоднородного 2МЭГ экспонента, описывающая зависимость амплитуды от магнитного поля, кроме множителя $D(X_T)$, имеет два члена в показателе: один обратно пропорционален полю — описывает столкновительное уширение уровней Ландау, а второй обратно пропорционален квадрату поля — отражает эффективное неоднородное уширение уровней Ландау. Видно, что для исследования эффекта неоднородного уширения желательно изучать ОШГ в возможно более слабых магнитных полях, где вклад второго члена выше. Для уверенного наблюдения ОШГ в этой области полей необходимо, с одной стороны, исследовать образцы с возможно более высокой подвижностью 2МЭГ и, с другой стороны, проводить измерения при достаточно низких температурах. Использование образцов с высокой подвижностью, кроме того, обеспечивает уменьшение первого члена в выражении (8), что также дает возможность лучше наблюдать вклад члена, связанного с неоднородностью 2МЭГ.

Необходимо учесть также, что величина τ_q , учитывающая столкновительное уширение уровней Ландау, может существенно отличаться от транспортного времени релаксации τ , определяющего подвижность [2]. Особенно это существенно при рассеянии на дальнедействующем потенциале ионизованных примесей, где $\tau/\tau_q \gg 10$, и наоборот, при преобладании рассеяния на шероховатостях гетерограницы или на сплавном потенциале $\tau/\tau_q \approx 1$. Это означает, что при одинаковой подвижности 2МЭГ предпочтительней изучать образцы с меньшим вкладом рассеяния на ионизованных примесях. В связи со сказанным, наибольший интерес представляют гетероструктуры типа InP/InGaAs, в которых 2МЭГ расположен в твердом растворе, и основной вклад в рассеяние вносит рассеяние на сплавном потенциале и шероховатостях гетерограницы.

С точки зрения экспериментатора возможность наблюдения поправки к эффекту определяется отношением изменения, вносимого этой поправкой, к величине, определяемой основным эффектом, поэтому в нашем случае можно ввести коэффициент «наблюдаемости» поправки к зависимости амплитуды ОШГ от магнитного поля, связанной с неоднородностью 2МЭГ, K_{inh} , который в изучаемом диапазоне магнитных полей от H_{min} до H_{max} равен

$$K_{inh} = \frac{\left(\frac{\pi\tau\delta E_F}{\hbar} \right)^2 \left(\frac{1}{(\omega_c\tau)_{min}} - \frac{1}{(\omega_c\tau)_{max}} \right)}{\left(\frac{\pi\tau}{\tau_q} \right)}. \quad (9)$$

Учитывая точность экспериментального определения величины амплитуды осцилляций, можно утверждать, что уверенное наблюдение эффекта неоднородного уширения уровней Ландау возможно, если $K_{inh} > 0.1$. Необходимо отметить также, что относительная ошибка в определении величины τ_q без учета неоднородного уширения будет также по порядку величины совпадать с величиной K_{inh} .

Исходя из всего вышеизложенного, в качестве объекта исследования использовались гетероструктуры с низким уровнем легирования слоя InP $N_D = (1 \div 2) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивало минимальный вклад рассеяния на ионизованных примесях, а также концентрацию 2МЭГ на уровне $n_s = (1 \div 2) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Как показали предварительные исследования [12], именно при этой концентрации в изучаемых структурах подвижность 2МЭГ и вклад сплавного рассеяния максимальны. Для сравнения измерялся образец C299 из серии, исследованной ранее [13], отличающийся большей концентрацией и меньшей подвижностью 2МЭГ. С точки зрения технологии выращивания этот образец отличался большей концентрацией доноров в слое InP $N_D = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Параметры 2МЭГ в исследованных образцах при $T = 1.85 \text{ К}$ приведены в таблице.

Образцы были изготовлены в форме холловских крестов, измерения гальваномагнитных эффектов проводились при температуре 1.85 К и в магнитных полях до 12 кГс. Экспериментальная установка, методика измерений и обработки результатов описаны ранее в работе [13].

№ образца	$\mu \cdot 10^{-3}, \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n_s \cdot 10^{-11}, \text{ см}^{-2}$	$\delta n_s \cdot 10^{-9}, \text{ см}^{-2}$	K_{inh}	$\frac{\tau}{\tau_q}$	$N_2 \cdot 10^{-9}, \text{ см}^{-2}$	$L_s, \text{ \AA}$
C145	83.8	1.68	9.5	0.48	3.2	1.0	51
C168	65.3	2.16	9.1	0.3	2.5	0.6	50
C330	69.3	1.83	9.0	0.37	3.4	2.2	57
C299	38.1	4.20	—	(0.04)	6.6	6.6	52

3. Экспериментальные результаты

Экспериментальная зависимость магнитосопротивления от магнитного поля, измеренная при 1.85 К для образца C330, приведена на рис. 1. Видно, что наблюдается слабое отрицательное магнитосопротивление, связанное с так называемыми квантовыми поправками к проводимости, на фоне которого развиваются ОШГ. Благодаря низким температурам, высокой подвижности 2МЭГ и повышению чувствительности измерительной установки, удалось уверенно наблюдать ОШГ и определять их амплитуду, начиная с магнитных полей порядка 3 кГс. Как видно из рис. 1, при максимальных используемых магнитных полях 10 кГс амплитуда осцилляций остается малой по сравнению с сопротивлением исследуемого образца в отсутствие магнитного поля, что обеспечивает справедливость применения исходного выражения (1) для описания ОШГ [11].

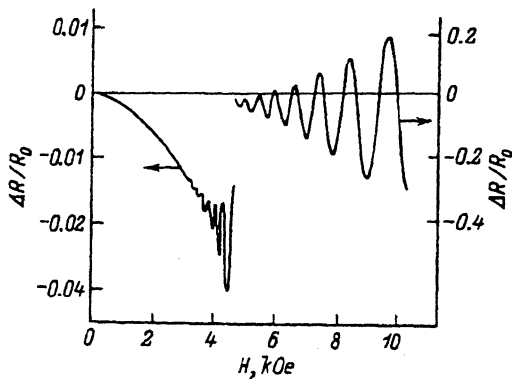


Рис. 1. Зависимость магнитосопротивления $\Delta R/R_0$ образца С330 от магнитного поля H , измеренная при $T = 1.85$ К.

Для анализа магнитолевой зависимости амплитуды осцилляций удобно перейти к нормированной величине амплитуды $A_q^* = A_q/D(X_T)$ и проанализировать экспериментальную зависимость величины $\ln(A_q^*)$ от $1/\omega_c\tau$, считая $\omega_c\tau = \mu H$, где μ — холловская подвижность. Если вклад эффекта неоднородности несуществен, то эта зависимость должна быть линейна с наклоном, равным π/τ_q . Такую линейную зависимость наблюдали ранее в широком диапазоне магнитных полей как в гетероструктурах AlGaAs/GaAs [11], так и в гетероструктурах InGaAs/InP с высокой концентрацией ($4 \cdot 10^{11}$ см⁻²) и относительно низкой подвижностью ($\mu \leq 4 \cdot 10^4$ см²/В·с) 2МЭГ в нашей предыдущей работе [13]. Параметры типичного образца из этой серии приведены в таблице (образец С299), а полевая зависимость логарифма нормированной амплитуды ОШГ для этого образца приведена на рис. 2, а. Видно, что эта зависимость с точностью эксперимента (которая задается величиной экспериментальных точек на графике) описывается прямой линией. Значение τ/τ_q , определенное по ее наклону, приведено в таблице.

Как следует из теоретического рассуждения, приведенного в первой части статьи, зависимость $\ln(A_q^*)$ от $1/\omega_c\tau$ для случая неоднородного 2МЭГ не описывается линейным выражением, а является квадратичной функцией. При этом вклад квадратичного члена тем выше, чем больше показатель K_{inh} . Экспериментальная зависимость $\ln(A_q^*)$ от $1/\omega_c\tau$ для двух исследованных

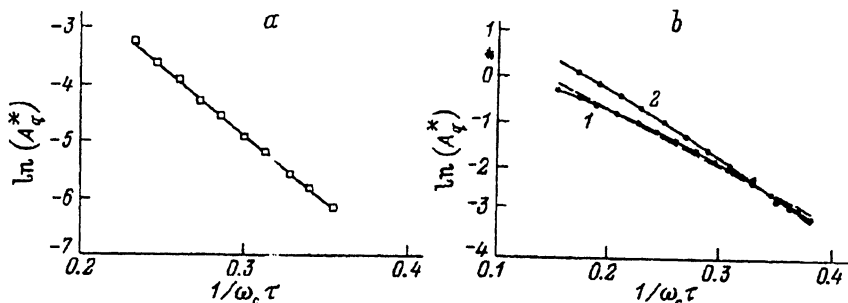
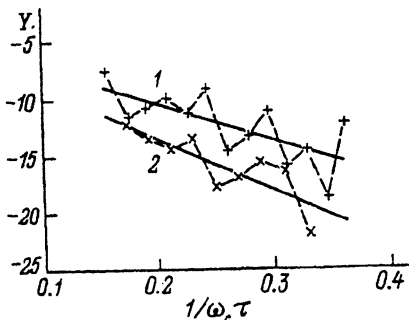


Рис. 2. Зависимости логарифма нормированной амплитуды ОШГ A_q^* от величины $1/\omega_c\tau$: а — образец С299, прямая линия — теория для однородного случая; б — образцы С168 (кривая 1) и С330 (кривая 2). Точки — эксперимент; линии — зависимости, рассчитанные по методу наименьших квадратов: штриховая — теория для однородного случая, сплошные — теория, учитывающая неоднородность концентрации 2МЭГ.

Рис. 3. Производная зависимости логарифма нормированной амплитуды ОШГ от $1/\omega_c\tau$ (рис. 2, *b*) в зависимости от $1/\omega_c\tau$ для образцов: С168 — 1 и С330 — 2. Сплошные прямые — аппроксимационные зависимости.



образцов с высокой подвижностью носителей, измеренная при 1.85 К, показана на рис. 2, *b*. Видно, что экспериментальные зависимости существенно отличаются от линейной (штриховая прямая на рис. 2, *b*) и хорошо описываются полиномом второй степени (сплошные кривые на рис. 2, *b*)

$$Y = -a_1 X - a_2 X^2 + \text{const}, \quad (10)$$

соответствующим теоретическому выражению (8), полученному для неоднородного 2МЭГ. Об этом свидетельствуют также представленные на рис. 3 графики зависимости от $1/\omega_c\tau$ величины

$$Y' \equiv \frac{\Delta(\ln A_q^*)}{\Delta(1/\omega_c\tau)}, \quad (11)$$

являющейся производной от экспериментальных зависимостей, приведенных на рис. 2, *b*. Видно, что экспериментальная величина производной Y' не является константой и может быть аппроксимирована линейной функцией обратного магнитного поля $1/H \sim 1/\omega_c\tau$.

Сопоставив эмпирически полученный полином (10) с теоретическим выражением (8), можно записать для коэффициентов полинома

$$a_1 = \frac{\pi\tau}{\tau_q}, \quad (12a)$$

$$a_2 = \left(\frac{\pi^2 \hbar \tau \delta n}{m^*} \right)^2. \quad (12b)$$

Величины a_1 и a_2 определялись путем согласования методом наименьших квадратов экспериментальных зависимостей, приведенных на рис. 2, *b* с полиномами типа (10). Для трех исследованных образцов в таблице приведены значения отношения транспортного и квантового времен релаксации τ/τ_q и характерной величины флуктуаций концентрации 2МЭГ δn , рассчитанные исходя из выражений (12a) и (12b).

Из данных таблицы видно, что величина флуктуации концентрации 2МЭГ $\delta n \approx 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ для всех исследованных образцов, что составляет порядка 5% от средней концентрации по образцу $\langle n \rangle = n_s$ (значения n_s приведены в таблице) и подтверждает справедливость примененной выше теоретической модели для описания экспериментальных результатов. Для исследованных образцов можно теперь рассчитать введенный ранее коэффициент наблюдаемости эффекта неоднородного уширения уровней Ландау K_{inh} , значения которого приведены в таблице. Если предположить, что для образца С299 величина δn та же, что и для других исследованных образцов, выращенных

по одной технологии, то можно оценить K_{inh} и для этого образца. Результат приведен в скобках в таблице. Видно, что в используемых экспериментальных условиях величина K_{inh} существенно больше 0.1 для образцов с более высокой подвижностью 2МЭГ (С145, С168, С330) и существенно меньше 0.1 для образца С299. Этим объясняется тот факт, что неоднородное уширение уровней Ландау проявилось в эксперименте, проведенном в данной работе, и не наблюдалось в работе [13], где исследовались образцы с меньшей подвижностью 2МЭГ (типа С299).

Учитывая неоднородное уширение, мы выделили вклад столкновительного уширения уровня Ландау и определили соответствующее одночастичное время жизни носителей τ_q , описывающее это уширение. Используя методику, разработанную в предыдущей работе [13], мы сопоставили это время с транспортным временем релаксации, рассчитанным из подвижности носителей. В результате определены параметры, характеризующие качество гетерограницы: концентрация заряженных дефектов на гетерогранице N_z и L_s — характерный размер (период) шероховатостей гетерограницы.¹ Определенные таким образом величины приведены в таблице для всех образцов. Видно, что параметры шероховатостей гетерограницы слабо изменяются от образца к образцу, а разброс в величинах концентрации ионизованных центров на гетерогранице N_z существенно выше. Это совпадает с результатами, полученными в нашей предыдущей работе [13] при исследовании гетероструктур, в которых не проявлялся эффект неоднородного уширения (типа С299). Необходимо отметить, что изменение технологии, направленное на повышение подвижности 2МЭГ, в частности, уменьшение уровня легирования слоя InP от 10^{17} см⁻³ в С299 до $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ в образцах, исследованных в данной работе, проявляется также и на свойствах гетерограницы, а именно приводит к существенному снижению концентрации ионизованных центров на гетерогранице.

Заключение

В работе проведено теоретическое рассмотрение осцилляций Шубникова—де-Гааза в двумерном электронном газе с крупномасштабными флуктуациями концентрации. Показано, что такие неоднородности 2МЭГ приводят к уширению уровня Ландау, которое наиболее ярко проявляется в зависимости амплитуды ОШГ от магнитного поля, где появляется дополнительный член $\text{exr} [-(\pi \delta E_F / \hbar \omega_c)^2]$, в котором δE_F — средняя величина флуктуации энергии Ферми относительно дна зоны проводимости.

Рассмотрены условия экспериментального наблюдения описанного эффекта и показано, в каких случаях пренебрежение им приводит к существенной ошибке при вычислении одночастичного времени релаксации τ_q из ОШГ. Введен численный критерий, позволяющий определить, какая величина флуктуаций концентрации 2МЭГ может проявиться при данных экспериментальных условиях: подвижности электронов, диапазоне магнитных полей, в котором уверенно наблюдаются ОШГ, и отношении транспортного и одночастичного времен жизни носителей.

Проведена экспериментальная проверка предсказаний теории путем исследования ОШГ при 1.85 К в выращенных жидкофазной эпитаксией селективно легированных гетероструктурах InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As, в которых независимые эксперименты показали наличие крупномасштабных (≈ 100 мкм) флуктуаций концентрации. В результате проведенных экспериментов была определена

¹ При расчетах использовались величина амплитуды шероховатостей 7Å , определенная в работе [5], а также концентрация примесей в слоях гетероструктуры (определенная на слоях-спутниках, выращенных в тех же технологических режимах): в слое InP $N_D = 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³ для структур С145, С168, С330 и $N_D = 1 \cdot 10^{17}$ см⁻³ для образца С299, в слое In_{0.53}Ga_{0.47}As $N_A = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³ для всех структур.

характерная величина флуктуаций концентрации $2MЭГ \delta n \approx 9 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, что составляет менее 5% от средней концентрации $\langle n \rangle$ для всех исследованных образцов.

Данная работа проведена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Американского Физического Общества из средств Международного научного Фонда Сороса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. P. Harrang, R. J. Higgins, R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Laviro, P. Delescluse. Phys. Rev. B., 32, 8126 (1985).
- [2] A. Gold. Phys. Rev. B., 38, 10798 (1988).
- [3] S. Ben Amor, L. Dmowski, J. C. Portal, K. P. Martin, R. J. Higgins, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., 57, 2925 (1990).
- [4] P. T. Coleridge. Semicond. Sci. Techn., 5, 961 (1990).
- [5] В. В. Воробьева, А. М. Крещук, Т. Л. Макарова, С. В. Новиков, К. Ю. Погребницкий, И. Г. Савельев. ФТП, 24, 1026 (1990).
- [6] T. Ando. J. Phys. Soc. Japan., 37, 1233 (1974).
- [7] C. Herring. J. Appl. Phys., 31, 1939 (1960).
- [8] Л. В. Голубев, А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев, И. И. Сайдашев. ФТП, 22, 1948 (1988).
- [9] Н. А. Берт, В. В. Воробьева, М. В. Воронцова, А. М. Крещук, С. В. Новиков, К. Ю. Погребницкий, И. Г. Савельев, Д. Ж. Сайфидинов, И. П. Сошников, А. Я. Шик. ФТП, 24, 653 (1990).
- [10] В. В. Воробьева, М. В. Егорова, А. М. Крещук, С. В. Новиков, И. Г. Савельев, И. И. Сайдашев. Письма ЖТФ, 15, 73 (1989).
- [11] P. T. Coleridge, R. Stoner, R. Fletcher. Phys. Rev. B., 39, 1120 (1989).
- [12] А. М. Крещук, С. В. Новиков, И. Г. Савельев. ФТП, 26, 1375 (1992).
- [13] С. Д. Быстров, А. М. Крещук, С. В. Новиков, Т. А. Полянская, И. Г. Савельев. ФТП, 27, 645 (1993).

Редактор Т. А. Полянская