Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 9, с. 621 – 627

Магнето-межподзонные осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау

А. А. Быков[1], *И. С. Стрыгин, Е. Е. Родякина, А. К. Бакаров*

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 4 сентября 2022 г.
После переработки 25 сентября 2022 г.
Принята к публикации 26 сентября 2022 г.

Экспериментально исследованы магнето-межподзонные осцилляции в высокоподвижной двухподзонной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала в условиях перекрывающихся зон Ландау. Обнаружена сильная модификация магнето-межподзонных осцилляций по амплитуде и фазе – подавление амплитуды и инверсия магнето-межподзонных осцилляций в некоторых диапазонах магнитных полей. Полученные экспериментальные данные объясняются "двугорбой" структурой энергетического спектра электронов в зонах Ландау.

DOI: 10.31857/S1234567822210108, EDN: linnxd

Одним из вариантов реализации двухподзонной (2D) электронной системы является квантовая яма с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_j (j – индекс подзоны), изображенная схематически на рис. 1a. В такой квазидвумерной электронной системе, помещенной во внешнее перпендикулярное магнитное поле B возникают две серии уровней Ландау, обозначенных на рис. 1b цифрами 1 и 2. При увеличении B уровни Ландау последовательно пересекают уровень Ферми (E_F), что приводит к двум сериям осцилляций Шубникова–де Гааза (ШдГ). Осцилляции ШдГ периодичны по $1/B$, а их частоты (f_j) определяются концентрациями электронов в подзонах (n_j): $f_j = hn_j/2e$. В двухподзонной системе наряду с осцилляциями ШдГ возникает еще один тип квантовых осцилляций – магнето-межподзонные (ММП) [1–8]. Они возникают на частоте $f_{12} = f_1 - f_2$.

ММП осцилляции сопротивления обусловлены упругим межподзонным рассеянием, которое становится резонансным при смыкании уровней Ландау различных подзон. В двухподзонной системе ММП осцилляции сопротивления задаются соотношением [7]:

$$\Delta\rho_{\mathrm{MISO}}/\rho_0 = A_{\mathrm{MISO}}\lambda^2_{\mathrm{MISO}}\cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \qquad (1)$$

где $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0)$, $A_{\mathrm{MISO}} = 2\tau_{tr}/\tau_{12}$, τ_{tr} – транспортное время рассеяния, τ_{12} – время межподзонного рассеяния, $\lambda^2_{\mathrm{MISO}} = \lambda_1 \times \lambda_2$, $\lambda_j = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{qj})$ – фактор Дингла, τ_{qj} – квантовое время жизни, $\lambda_{\mathrm{MISO}} = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q^{\mathrm{MISO}})$, $\tau_q^{\mathrm{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1} + \tau_{q2})$, $\Delta_{12} = (E_2 - E_1)$, $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, а m^* – эффективная электронная масса. ММП осцилляции не подавляются температурным уширением функции распределения Ферми [1], и поэтому позволяют исследовать квантовый транспорт в условиях, когда осцилляции ШдГ не проявляются [9–17].

Настоящая работа посвящена изучению ММП осцилляций в двухподзонной электронной системе, помещенной в одномерный периодический потенциал: $V(x) = V_0\cos(2\pi x/a)$, где V_0 – амплитуда модуляции потенциала, a – период латеральной потенциальной модуляции. Один из вариантов реализации латеральной сверхрешетки (ЛСР) представлен на рис. 1c. В этом варианте $V(x)$ задается затворным напряжением V_g на серии металлических полосок, сформированных на поверхности полупроводниковой гетероструктуры. К настоящему времени электронные свойства одномерных ЛСР на основе одноподзонных систем исследованы широко и подробно [18–30]. Однако многие аспекты электронных свойств ЛСР на основе двухподзонных систем остаются до сих пор неизученными [31–35].

В двухподзонных системах с одномерной периодической модуляцией потенциала $V(x)$ наблюдаются две серии ($j = 1, 2$) соизмеримых осцилляций (СО) магнетосопротивления, минимумы и максимумы которых возникают при выполнении равенств [31, 33, 35]:

$$2R_{cj}/a = (i - 1/4), \qquad (2)$$

$$2R_{cj}/a = (i + 1/4), \qquad (3)$$

[1]e-mail: bykov@isp.nsc.ru

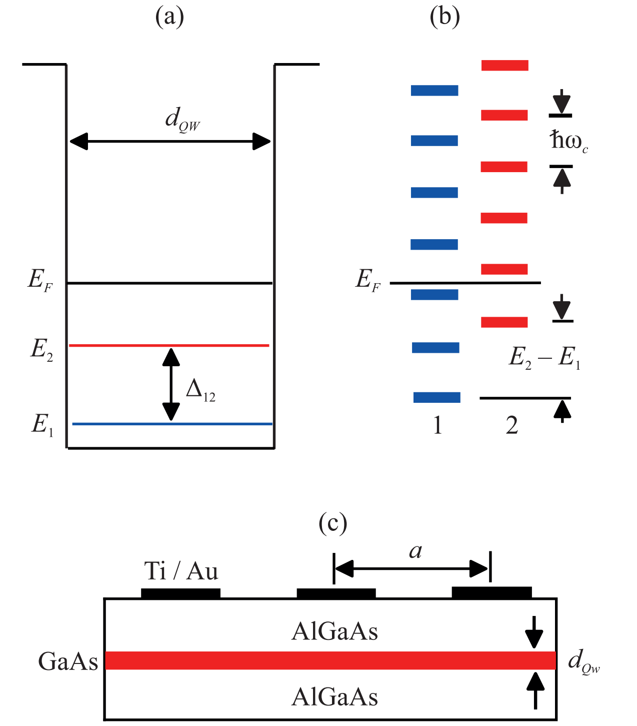

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схематическое изображение профиля ограничивающего потенциала квантовой ямы шириной d_{QW} с двумя заполненными подзонами размерного квантования; E_1 – положение дна первой подзоны; E_2 – положение дна второй подзоны; E_F – положение уровня Ферми. (b) – Две серии уровней Ландау, возникающие в первой и второй подзонах; $\hbar\omega_c$ – энергетическое расстояние между уровнями Ландау в каждой подзоне. (c) – Схематический разрез одномерной латеральной сверхрешетки на основе квантовой ямы GaAs с боковыми барьерами AlGaAs; a – период расположения Ti/Au полосок

где $R_{cj} = \hbar(2\pi n_j)^{1/2}/eB$ – циклотронный радиус, а i – целое положительное число. В рамках классической модели эти осцилляции возникают вследствие соизмеримости между R_{cj} и a [21], а в рамках квантово-механической – вследствие осцилляций ширины зон Ландау [19, 20]. Недавно было показано, что одномерный периодический потенциал $V(x)$ в двухподзонной системе приводит не только к СО, но и к амплитудной модуляции ММП осцилляций [35]. Обнаруженное явление было объяснено ролью зон Ландау в двухподзонном квантовом магнетотранспорте.

Одномерный периодический потенциал $V(x)$ видоизменяет энергетический спектр электронов в 2D системе, помещенной в перпендикулярное B вследствие снятия вырождения по отношению к координате центра волновой функции x_0, что приводит к формированию зон Ландау [20]. Плотность состояний в условиях $V_0 \ll E_F - E_j = \varepsilon_{Fj}$ при большом числе заполненных уровней Ландау $N_j \sim \varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c \gg 1$, выражается следующим соотношением [25]:

$$D_j/D_0 = 1 + 2\sum_{k=0}^{\infty} \cos\{2\pi k\,[(\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c) - 0.5]\} \times \\ \times J_0(2\pi k V_{Bj}/\hbar\omega_c)\exp(-\pi k/\tau_{qj}\hbar\omega_c), \qquad (4)$$

$$V_{Bj} = V_0 J_0(2\pi R_{cj}/a), \qquad (5)$$

где $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$. Нули и максимумы функции $|V_{Bj}|$ реализуются при значениях R_{cj}/a, описываемых формулами (2) и (3) в условиях $2\pi R_{cj}/a \geq 1$. В этом случае ширина зон Ландау $\Gamma_{Bj} = 2|V_{Bj}|$ равна нулю при выполнении равенства (2) и принимает максимальное значение при выполнении равенства (3).

Рисунок 2a демонстрирует зависимости $\Gamma_{Bj}(B)$, рассчитанные по формуле (5) для режимов слабой

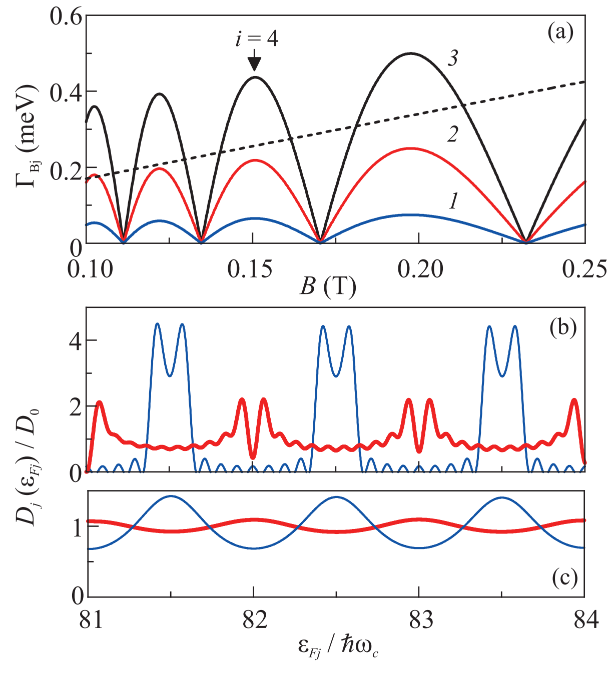

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\Gamma_{Bj} = 2|V_{Bj}|$ от B, рассчитанные по формуле (5) для $j = 1$, $n_1 = 6 \times 10^{15}$ м$^{-2}$, $a = 400$ нм, и различных величин V_0: *1* – 0.15; *2* – 0.5 и *3* – 1 мэВ. Стрелкой указано положение максимума для $i = 4$. Пунктирная линия – зависимость $\hbar\omega_c$ от B. (b) и (c) – Зависимости D_j/D_0 от $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$ для энергетической подзоны с индексом $j = 1$, рассчитанные по формуле (4) для $\varepsilon_{Fj} = 21.13$ мэВ. Тонкая линия: $V_0 = 0.12$ мэВ; $\tau_{qj} = 100$ пс (b); $\tau_{qj} = 5$ пс (c). Толстая линия: $V_0 = 0.54$ мэВ; $\tau_{qj} = 100$ пс (b); $\tau_{qj} = 5$ пс (c)

(*1*), средней (*2*) и сильной (*3*) модуляции потенциала по отношению к $\hbar\omega_c$ в диапазоне B от 0.1 до 0.25 Тл. Зависимости D_j/D_0 от $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$, рассчитанные по формуле (4) для фиксированной ε_{Fj} представлены на рис. 2b и c. В расчете мы ограничились суммой первых десяти членов. Расчетные зависимости показывают влияние V_0 и τ_{qj} на поведение D_j/D_0 в первой подзоне вблизи максимума функции $\Gamma_{Bj}(B)$ с номером $i = 4$. Рисунки 2b и c демонстрируют "двугорбый" и осциллирующий характер спектров для слабой и средней модуляции потенциала в условиях $1/\tau_{qj} \ll \omega_c$ и $1/\tau_{qj} \sim \omega_c$ соответственно. При этом, как показано на рис. 2c, в условиях $1/\tau_{qj} \sim \omega_c$ для слабой модуляции потенциала максимумы осцилляций D_j/D_0 возникают при полуцелых числах отношения $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$, а для средней – при целых. Таким образом, при переходе от слабой модуляции потенциала к средней происходит "переворот" осцилляций D_j/D_0 в зависимости от $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$.

ММП осцилляции для двухподзонной электронной системы в одномерном периодическом потенциале $V(x)$ в условиях $N_j \sim \varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c \gg 1$, $V_0 \ll \varepsilon_{Fj}$ и $\tau_{qj} \sim 1/\omega_c$ задается следующим соотношением [35]:

$$\Delta\rho_{\mathrm{MISO}}/\rho_0 = A_{\mathrm{MISO}} \times J_0(2\pi V_{B1}/\hbar\omega_c) \times \lambda_1 \times \\ \times J_0(2\pi V_{B2}/\hbar\omega_c) \times \lambda_2 \times \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c). \quad (6)$$

В формуле (6) влияние $V(x)$ на амплитуду и фазу ММП осцилляций учитывается множителями $J_0(2\pi V_{Bj}/\hbar\omega_c)$ перед факторами Дингла λ_j. Соотношение (6) предсказывает существенную трансформацию амплитуды и фазы ММП осцилляций в условиях, когда $\Gamma_{Bj} \sim \hbar\omega_c$. Цель работы заключается в экспериментальном обнаружении ММП осцилляций в таких условиях. Насколько нам известно, ММП осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау до настоящего времени не наблюдались.

В работах [6, 8] было показано, что в высокоподвижных двухподзонных системах с высокой электронной концентрацией на основе селективно-легированных квантовых ям GaAs с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs возникают ММП осцилляции значительной амплитуды, что открыло широкие экспериментальные возможности для изучения многоподзонного квантового транспорта при больших факторах заполнения уровней Ландау [9, 11, 13, 15, 16]. При этом было установлено, что в гетероструктурах GaAs/AlAs с модулированным сверхрешеточным легированием при подаче отрицательного напряжения на затвор Шоттки уменьшаются не только концентрация и подвижность 2D электронного газа [36], но и величина τ_q [37]. Кроме того, было показано, что увеличение V_0 в одноподзонных ЛСР на основе гетероструктур GaAs/AlAs приводит к разрушению электронных состояний с нулевым сопротивлением, индуцированных микроволновым излучением в 2D системах с одномерной периодической модуляцией [26].

С учетом этих экспериментальных фактов основной целью работы [35] было исследование квантового магнетотранспорта в двухподзонных ЛСР с минимально возможной для регистрации СО величиной V_0 и соответственно с максимально возможным τ_{qj}. Было впервые показано, что в двухподзонных ЛСР с периодом одномерной потенциальной модуляции $a = 300$ нм и амплитудой $V_0 = 0.2$ мэВ СО сосуществуют с ММП осцилляциями. В такой ЛСР удалось изучить лишь режим амплитудной модуляции ММП осцилляций. В этом режиме одномерный периодический потенциал $V(x)$ приводит к дополнительному уширению уровней Ландау и существенно не влияет на спектр электронных состояний. Новизна настоящей работы заключается в том, что в ней впервые исследуется принципиально иная ситуация, когда периодический потенциал $V(x)$ приводит к "двугорбой" структуре энергетического спектра, что радикально изменяет двухподзонный квантовый магнетотранспорт в ЛСР.

В настоящей работе исследовалось поведение ММП осцилляций в высокоподвижной двухподзонной электронной системе, изготовленной на основе селективно-легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Исходная гетероструктура представляла собой одиночную GaAs квантовую яму шириной 26 нм с боковыми сверхрешеточными барьерами AlAs/GaAs [36–38]. Носители заряда в квантовой яме обеспечивались Si δ-легированием. Одиночные Si δ-легированные слои располагались с двух сторон от GaAs квантовой ямы на расстоянии 29.4 нм от ее границ. Расстояние от центра квантовой ямы до планарной поверхности структуры составляло 117.7 нм. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке.

Исследования проводились на мостиках шириной $W = 50$ мкм и длиной $L = 100$ мкм. Они изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. На вставке к рис. 3 изображена упрощенная геометрия образца. Образец состоит из двух мостиков, на одном из которых формировалась одномерная латеральная сверхрешетка. ЛСР представляла собой набор металлических полосок длиной 60 мкм и шириной 200 нм. Период решетки a составлял 400 нм. Сверхрешетка изготавливалась при помощи электронно-лучевой литографии

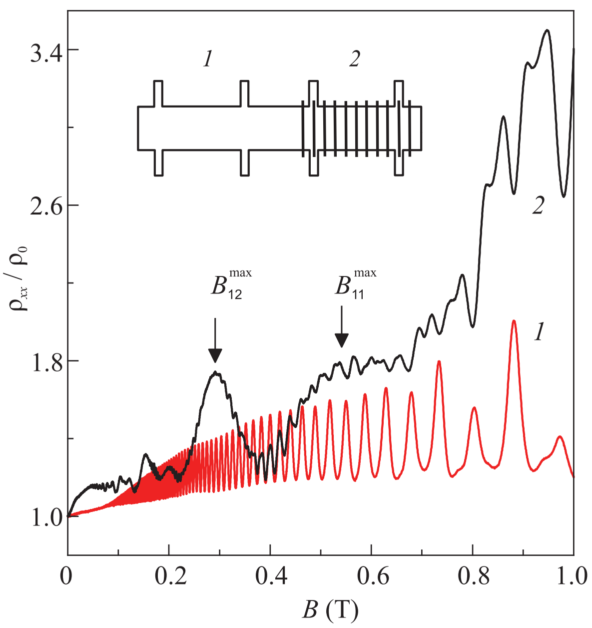

Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальные зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от B, измеренные при $T = 4.2$ К на контрольном мостике (*1*) и на мостике с одномерной ЛСР (*2*). Стрелками указаны положения максимумов СО для $i = 1$ в первой ($j = 1$) и второй ($j = 2$) подзонах. На вставке изображена упрощенная схема образца

и метода "взрыва" двухслойной металлической пленки Ti/Au. Толщина слоя Au составляла 40 нм, а слоя Ti – 5 нм.

Эксперименты проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитных полях $B < 2$ Тл. Сопротивление образцов измерялось на переменном токе частотой 733 Гц, величина которого не превышала 10^{-6} А. В исходной гетероструктуре холловская концентрация и подвижность электронов составляли: $n_H \approx 8.2 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $\mu \approx 115$ м^2/Вс. Формирование решетки не изменяло n_H, а лишь незначительно уменьшало подвижность до $\mu \approx 104$ м^2/Вс. В исследуемых латеральных решетках модуляция потенциала возникала без подачи электрического напряжения V_g на металлические полоски. Одна из причин такой модуляции – упругие механические напряжения, возникающие между металлическими полосками и гетероструктурой [23].

На рисунке 3 представлены зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от B, измеренные при $T = 4.2$ К на контрольном мостике (*1*) и на одномерной ЛСР (*2*). На контрольном мостике в диапазоне магнитных полей $0.1 < B < 0.6$ Тл наблюдаются лишь ММП осцилляции, которые в магнитных полях $B > 0.6$ Тл сосуществуют с осцилляциями ШдГ. В Фурье спектре (не показано) зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ для контрольного мостика проявляются три частоты. Две из них соответствуют частотам осцилляций ШдГ ($f_1 \approx 12.8$ Тл и $f_2 \approx 4.0$ Тл), а третья – ММП осцилляциям ($f_{12} \approx 8.8$ Тл). Вычисленные из частот осцилляций ШдГ концентрации электронов в подзонах составили: $n_1 \approx 6.2 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $n_2 \approx 1.9 \times 10^{15}$ м$^{-2}$. Определенная из частоты f_{12} величина межподзонной энергии составила $\Delta_{12} \approx 15$ мэВ.

Исходя из того, что в используемом варианте реализации ЛСР максимально возможная амплитуда V_0 тем выше, чем больше период a [26, 28], для достижения поставленной в работе цели желательно иметь максимально возможную величину a. ММП осцилляции в исходной гетероструктуре при $T = 4.2$ К проявляются лишь в полях $B > 0.1$ Тл, что ограничивает величину a сверху. В магнитных полях $B > 0.6$ Тл ММП осцилляции сосуществуют с осцилляциями ШдГ, а также уменьшаются величины отношений $V_0/\hbar\omega_c$ и $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$, что осложняет изучение роли зон Ландау в резонансном межподзонном рассеянии. Из сказанного выше следует, что для экспериментального изучения ММП осцилляций в условиях перекрывающихся зон Ландау желательно иметь величину отношения $2R_{cj}/a \sim 1$ в магнитном поле $B \sim 0.6$ Тл.

На одномерной ЛСР в магнитных полях $0.1 < B < 0.6$ Тл наиболее ярко проявляются осцилляции сопротивления, положение максимумов которых B_{ij}^{max} определяется формулой (3), что позволяет считать их соизмеримыми. В этом диапазоне магнитных полей также наблюдаются ММП осцилляции, однако их амплитуда мала по сравнению с амплитудой ММП осцилляций на контрольном мостике. В Фурье спектре (не показано на рис. 3) зависимости ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ для одномерной ЛСР в исследуемом диапазоне обратных магнитных полей, кроме частот f_1, f_2 и f_{12} наблюдаются еще две дополнительные частоты: $f_{CO1} = 0.64$ Тл и $f_{CO2} = 0.36$ Тл. Дополнительные частоты $f_{COj} = 2R_{cj}B/a$ соответствуют СО в первой и второй подзонах. Величины магнитных полей $B_{ij}^{max} = f_{COj}/(i + 1/4)$, при которых СО имеют максимумы для $i = 1$, указывают на то, что величина $a = 400$ нм является оптимальной для решения поставленной задачи. Для ЛСР с таким периодом величины $R_{cj}/a = f_{COj}/2B$ для $B = 0.5$ Тл в первой и второй подзонах равны 0.64 и 0.36 соответственно.

Периодические компоненты зависимостей ρ_{xx}/ρ_0 от $1/B$ в диапазоне $2 < 1/B < 8$ Тл$^{-1}$ для контрольного мостика и одномерной ЛСР, полученные после вычитания сглаженных составляющих приведены на рис. 4а. Для контрольного мостика поведение ММП осцилляций полностью согласуется с урав-

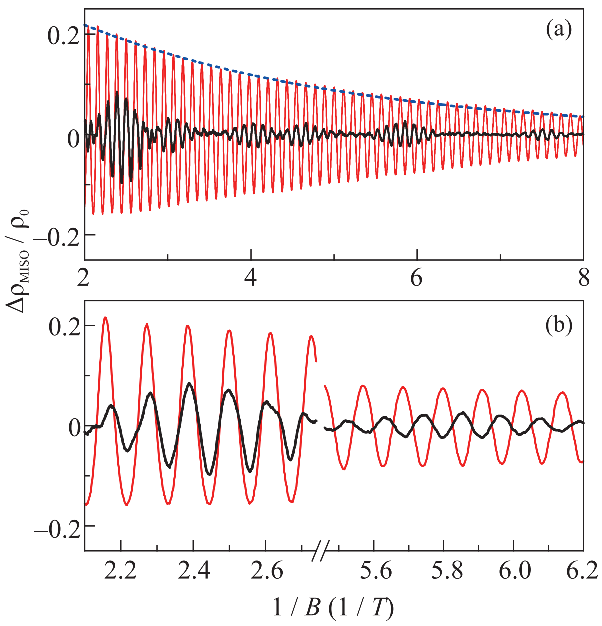

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\Delta\rho_{\rm MISO}/\rho_0$ от $1/B$ для контрольного мостика (тонкая линия) и одномерной ЛСР (толстая линия) в широком интервале обратных магнитных полей. Пунктирная линия – зависимость $A_{\rm MISO} \times \lambda^2_{\rm MISO}$ от $1/B$: $A_{\rm MISO} = 0.4$; $\tau_q^{\rm MISO} = 8$ пс. (b) – Зависимости $\Delta\rho_{\rm MISO}/\rho_0$ от $1/B$ для контрольного мостика (тонкая линия) и одномерной ЛСР (толстая линия) в двух узких интервалах обратных магнитных полей

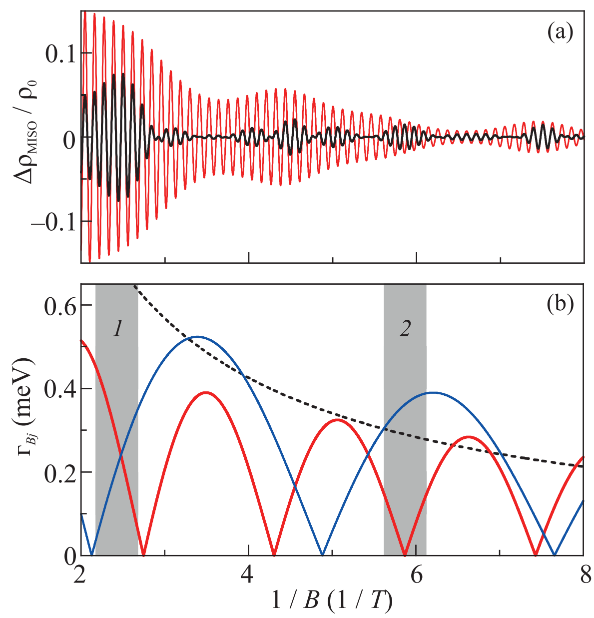

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $\Delta\rho_{\rm MISO}/\rho_0$ от $1/B$ для одномерной ЛСР, рассчитанные по формуле (6): $A_{\rm MISO} = 0.4$; $\tau_q^{\rm MISO} = 6$ пс; $n_1 = 6 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $n_2 = 1.9 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $a = 400$ нм; $V_0 = 0.25$ мэВ (тонкая линия) и 0.65 мэВ (толстая линия). (b) – Зависимости $\Gamma_{Bj}(1/B)$, рассчитанные для энергетических подзон с индексами $j = 1$ (толстая линия) и $j = 2$ (тонкая линия) по формуле (5): $n_1 = 6 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $n_2 = 1.9 \times 10^{15}$ м$^{-2}$; $a = 400$ нм; $V_0 = 0.65$ мэВ. Пунктирная линия – зависимость $\hbar\omega_c(1/B)$. Цифрами 1 и 2 обозначены интервалы, в которых ММП осцилляции для ЛСР и контрольного образца идут синфазно и противофазно

нением (1). В этом случае зависимость амплитуды ММП осцилляций от $1/B$ описывается двумя подгоночными параметрами: $A_{\rm MISO} = 0.4$ и $\tau_q^{\rm MISO} = 8$ пс. По сравнению с контрольным мостиком амплитуда ММП осцилляций в одномерной ЛСР сильно подавлена. Кроме того, в некоторых интервалах обратных магнитных полей наблюдается “переворот” ММП осцилляций. Рисунок 4b показывает, что в области $2.2 < 1/B < 2.6$ Тл$^{-1}$ ММП осцилляции на ЛСР и контрольном мостике идут синфазно, а в интервале $5.6 < 1/B < 6.2$ Тл$^{-1}$ – противофазно.

Зависимости $\Delta\rho_{\rm MISO}/\rho_0$ от $1/B$ для одномерной ЛСР, рассчитанные по формуле (6), представлены на рис. 5a. Периодический потенциал с амплитудой $V_0 = 0.25$ мэВ приводит лишь к амплитудной модуляции ММП осцилляций. В этом случае “двугорбая” структура энергетического спектра зон Ландау не проявляется, так как $\Gamma_{Bj} \sim \hbar/\tau_q^{\rm MISO}$. Хорошее количественное согласие расчетной зависимости с экспериментальной наблюдается для величины $V_0 = 0.65$ мэВ. На рисунке 5b приведены зависимости Γ_{Bj} от $1/B$, рассчитанные для $V_0 = 0.65$ мэВ. Серым цветом выделены две области, в которых ММП осцилляции для контрольного мостика и ЛСР идут синфазно (область 1) и противофазно (область 2). В области 1 – $\Gamma_{Bj} < \hbar\omega_c/2$. В области 2 – $\Gamma_{B1} < \hbar\omega_c/2$, а $\Gamma_{B2} > \hbar\omega_c$.

В области 1 максимумы осцилляций D_j/D_0 в условиях $1/\tau_{qj} \sim \omega_c$ возникают при полуцелых числах отношения $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$, как и для контрольного мостика. В такой ситуации одномерный периодический потенциал $V(x)$ с учетом рассеяния электронов на случайном потенциале примесей и дефектов приводит лишь к уменьшению амплитуды ММП осцилляций, но не изменяет их фазу. В области 2 осцилляции D_1/D_0, как и в области 1, имеют максимумы при полуцелых числах отношения $\varepsilon_{Fj}/\hbar\omega_c$, а для D_2/D_0 – при целых. В такой ситуации $V(x)$ приводит не только к подавлению амплитуды ММП осцилляций, но и к изменению их фазы. В этом случае “переворот” ММП осцилляций обусловлен тем, что в области 2 – $\Gamma_{B1} < \hbar\omega_c/2$, а $\Gamma_{B2} > \hbar\omega_c$.

Отметим, что обнаруженный переворот ММП осцилляций принципиально отличается от переворота осцилляций ШДГ в одномерной ЛСР [24]. Осцилляции ШдГ в 2D электронном газе обусловлены высокой плотностью состояний вблизи уровней Ландау. При увеличении $\hbar\omega_c$ области с высокой плотностью состояний периодически пересекают E_F, что и приводит к осцилляциям ШдГ. Одномерный периодический потенциал снимает вырождение уровней Ландау, что приводит к особенностям Ван Хова в плотности состояний и формированию зон Ландау. Плотность состояний на краях зон Ландау имеет максимальное значение, а в центре – минимальное [22]. Такое "расщепление" уровней Ландау в одномерном периодическом потенциале ведет к расщеплению максимумов осцилляций ШдГ, а в условиях $\Gamma_{Bj} \sim \hbar\omega_c$ и $1/\tau_{qj} \sim \omega_c$ к их "перевороту" [24].

В двухподзонной электронной системе при изменении B периодически возникают резонансные изоэнергетические переходы электронов между уровнями Ландау различных подзон, которые и приводят к ММП осцилляциям. Резонансный характер таких межподзонных переходов не связан с положением E_F, что принципиально отличает механизмы возникновения ММП осцилляций и осцилляций ШдГ. Максимумы ММП осцилляций возникают при совпадении уровней Ландау различных подзон. Одномерный периодический потенциал существенно трансформирует условия возникновения резонансных магнетомежподзонных переходов. Обусловлено это изменением спектра энергетических состояний в подзонах. В этом случае условия резонансных магнетомежподзонных переходов возникают лишь в некоторых интервалах магнитных полей, что и наблюдается в эксперименте.

Таким образом, на основе высокоподвижной двухподзонной электронной системы изготовлена одномерная ЛСР, в которой экспериментально исследованы ММП осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау. Обнаружена инверсия ММП осцилляций в некоторых диапазонах магнитных полей. Показано, что "переворот" ММП осцилляций происходит в условиях, когда ширина зон Ландау в первой подзоне существенно меньше циклотронной энергии, а во второй – сравнима с ней.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # РНФ-22-22-00726, https://rscf.ru/project/22-22-00726/.

1. V.M. Polyanovskii, Sov. Phys. Semicond. **22**, 1408 (1988).
2. P.T. Coleridge, Semicond. Sci. Technol. **5**, 961 (1990).
3. D.R. Leadley, R. Fletcher, R.J. Nicholas, F. Tao, C.T. Foxon, and J.J. Harris, Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
4. M.E. Raikh and T.V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
5. N.S. Averkiev, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, and M. Willander, J. Phys.: Condens. Matter **13**, 2517 (2001).
6. A.A. Bykov, D.R. Islamov, A.V. Goran, and A.I. Toropov, JETP Lett. **87**, 477 (2008).
7. O.E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
8. A.V. Goran, A.A. Bykov, A.I. Toropov, and S.A. Vitkalov, Phys. Rev. B **80**, 193305 (2009).
9. A.A. Bykov, A.V. Goran, and S.A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
10. O.E. Raichev, Phys. Rev. B **81**, 195301 (2010).
11. A.A. Bykov, A.V. Goran, and A.K. Bakarov, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 28LT01 (2018).
12. I.L. Drichko, I.Yu. Smirnov, M.O. Nestoklon, A.V. Suslov, D. Kamburov, K.W. Baldwin, L.N. Pfeiffer, K.W. West, and L.E. Golub, Phys. Rev. B **97**, 075427 (2018).
13. A.A. Bykov, I.S. Strygin, A.V. Goran, I.V. Marchishin, D.V. Nomokonov, A.K. Bakarov, S. Abedi, and S.A. Vitkalov, JETP Lett. **109**, 400 (2019).
14. G.M. Minkov, O.E. Rut, A.A. Sherstobitov, S.A. Dvoretski, and N.N. Mikhailov, JETP Lett. **110**, 301 (2019).
15. S. Abedi, S. Vitkalov, A.A. Bykov, and A.K. Bakarov, Phys. Rev. B **104**, 075416 (2021).
16. A.A. Bykov, D.V. Nomokonov, A.V. Goran, I.S. Strygin, A.K. Bakarov, S. Abedi, and S.A. Vitkalov, JETP Lett. **114**, 423 (2021).
17. M. Lodari, L. Lampert, O. Zietz, R. Pillarisetty, J.S. Clarke, and G. Scappucci, Phys. Rev. Lett. **128**, 176603 (2022).
18. D. Weiss, K. von Klitzing, K. Ploog, and G. Weimann, Europhys. Lett. **8**, 179 (1989).
19. R.R. Gerhardts, D. Weiss, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **62**, 1173 (1989).
20. R.W. Winkler, J.P. Kotthaus, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **62**, 1177 (1989).
21. C.W.J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **62**, 2020 (1989).
22. D. Weiss, C. Zhang, R.R. Gerhardts, K. von Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **39**, 13020(R) (1989).
23. I.A. Larkin, J.H. Davies, A.R. Long, and R. Cuscó, Phys. Rev. B **56**, 15242 (1997).
24. K.W. Edmonds, B.L. Gallagher, P.C. Main, N. Overend, R. Wirtz, A. Nogaret, M. Henini, C.H. Marrows, B.J. Hickey, and S. Thoms, Phys. Rev. B **64**, 041303(R) 2001.
25. A. Endo and Y. Iye, J. Phys. Soc. Jpn. **77**, 054709 (2008).

26. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, A. K. Kalagin, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, Appl. Phys. Lett. **108**, 012103 (2016).
27. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **97**, 245310 (2018).
28. K. Tanaka, J. Falson, Y. Kozuka, M. Uchida, D. Maryenko, J. T. Ye, Y. Iwasa, A. Tsukazaki, J. H. Smet, and M. Kawasaki, Appl. Phys. Lett. **115**, 153101 (2019).
29. A. Endo, Sh. Katsumoto, and Y. Iye, Phys. Rev. B **103**, 235303 (2021).
30. C. Hnatovsky, M. A. Zudov, G. D. Austing, A. Bogan, S. J. Mihailov, M. Hilke, K. W. West, L. N. Pfeiffer, and S. A. Studenikin, J. Appl. Phys. **132**, 044301 (2022).
31. J. P. Lu and M. Shayegan, Phys. Rev. B **58**, 1138 (1998).
32. J. P. Lu, M. Shayegan, L. Wissinger, U. Rössler, and R. Winkler, Phys. Rev. B **60**, 13776 (1999).
33. S. Lindemann, M. Bänninger, T. Ihn, T. Heinzel, S. E. Ulloa, K. Ensslin, K. Maranowski, and A. C. Gossard, Phys. Rev. B **66**, 165317 (2002).
34. O. Gunawan, Y. P. Shkolnikov, E. P. De Poortere, E. Tutuc, and M. Shayegan, Phys. Rev. Lett. **93**, 246603 (2004).
35. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, D. V. Nomokonov, I. V. Marchishin, A. K. Bakarov, E. E. Rodyakina, and A. V. Latyshev, JETP Lett. **110**, 354 (2019).
36. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
37. D. V. Dmitriev, I. S. Strygin, A. A. Bykov, S. Dietrich, and S. A. Vitkalov, JETP Lett. **95**, 420 (2012).
38. A. A. Bykov, I. S. Strygin, A. V. Goran, D. V. Nomokonov, and A. K. Bakarov, JETP Lett. **112**, 437 (2020).