

## Магнито-межподзонные осцилляции в условиях перекрывающихся зон Ландау

А. А. Быков<sup>1)</sup>, 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 магнито-межподзонные осцилляции в высокоподвижной двухподзонной электронной системе с одномерной периодической модуляцией потенциала в условиях перекрывающихся зон Ландау. Обнаружена сильная модификация магнито-межподзонных осцилляций по амплитуде и фазе – подавление амплитуды и инверсия магнито-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. 1а. В такой квазидвумерной электронной системе, помещенной во внешнее перпендикулярное магнитное поле  $B$  возникают две серии уровней Ландау, обозначенных на рис. 1б 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 – магнито-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]:

$$\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0 = A_{\text{MISO}}\lambda_{\text{MISO}}^2 \cos(2\pi\Delta_{12}/\hbar\omega_c), \quad (1)$$

где  $\rho_0 = \rho_{xx}(B = 0)$ ,  $A_{\text{MISO}} = 2\tau_{tr}/\tau_{12}$ ,  $\tau_{tr}$  – транспортное время рассеяния,  $\tau_{12}$  – время межподзонного рассеяния,  $\lambda_{\text{MISO}}^2 = \lambda_1 \times \lambda_2$ ,  $\lambda_j = \exp(-\pi/\omega_c\tau_{qj})$  – фактор Дингла,  $\tau_{qj}$  – квантовое

время жизни,  $\lambda_{\text{MISO}} = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q^{\text{MISO}})$ ,  $\tau_q^{\text{MISO}} = 2\tau_{q1}\tau_{q2}/(\tau_{q1} + \tau_{q2})$ ,  $\Delta_{12} = (E_2 - E_1)$ ,  $\omega_c = eB/m^*$  – 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. 1с. 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]:

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

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

<sup>1)</sup>e-mail: bykov@isp.nsc.ru

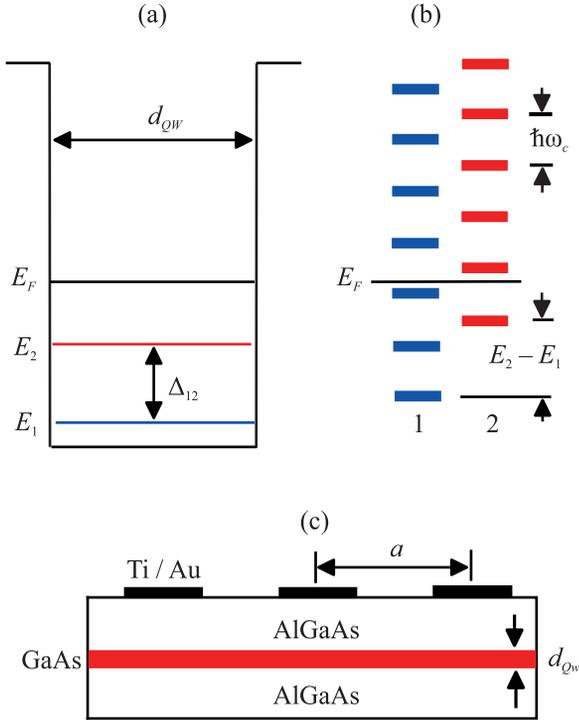


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематическое изображение профиля ограничивающего потенциала квантовой ямы шириной  $d_{QW}$  с двумя заполненными подзонами размерного квантования;  $E_1$  – положение дна первой подзоны;  $E_2$  – положение дна второй подзоны;  $E_F$  – положение уровня Ферми. (б) – Две серии уровней Ландау, возникающие в первой и второй подзонах;  $\hbar\omega_c$  – энергетическое расстояние между уровнями Ландау в каждой подзоне. (с) – 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]:

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

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

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

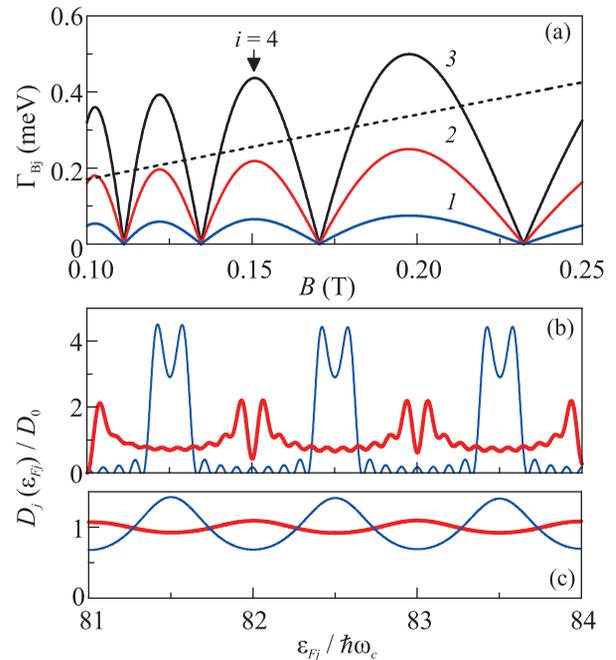


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости  $\Gamma_{Bj} = 2|V_{Bj}|$  от  $B$ , рассчитанные по формуле (5) для  $j = 1$ ,  $n_1 = 6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $a = 400 \text{ нм}$ , и различных величин  $V_0$ : 1 – 0.15; 2 – 0.5 и 3 – 1 мэВ. Стрелкой указано положение максимума для  $i = 4$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

(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  $\varepsilon_{Fj}$  представлены на рис. 2b и с. В расчете мы ограничились суммой первых десяти членов. Расчетные зависимости показывают влияние  $V_0$  и  $\tau_{qj}$  на поведение  $D_j/D_0$  в первой подзоне вблизи максимума функции  $\Gamma_{Bj}(B)$  с номером  $i = 4$ . Рисунки 2b и с 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. 2с, в условиях  $1/\tau_{qj} \sim \omega_c$  для слабой модуляции потенциала максимумы осцилляций  $D_j/D_0$  возникают при полужелых 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]:

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

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  $\lambda_j$ . 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  $\tau_q$  [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  $\tau_{qj}$ . 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  $\delta$ -легированием. Одиночные Si  $\delta$ -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

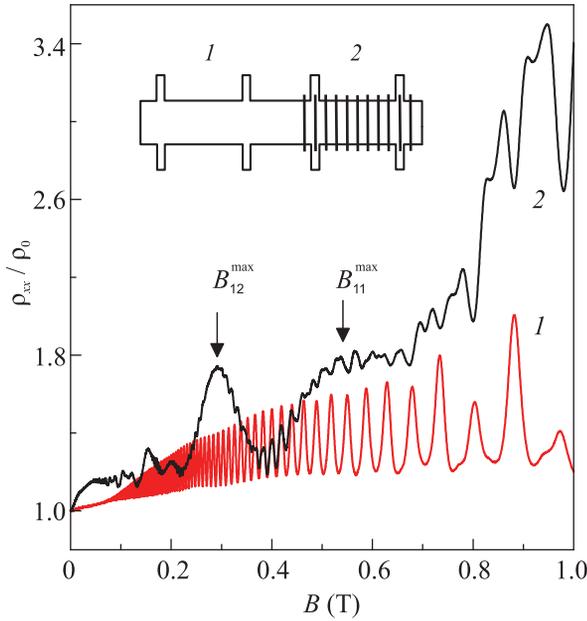


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальные зависимости  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $B$ , измеренные при  $T = 4.2$  К на контрольном мостике (1) и на мостике с одномерной ЛСР (2). Стрелками указаны положения максимумов СО для  $i = 1$  в первой ( $j = 1$ ) и второй ( $j = 2$ ) подзонах. На вставке изображена 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:  $n_H \approx 8.2 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $\mu \approx 115 \text{ м}^2/\text{Вс}$ . Формирование решетки не изменяло  $n_H$ , а лишь незначительно уменьшало подвижность до  $\mu \approx 104 \text{ м}^2/\text{Вс}$ . 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  $\rho_{xx}/\rho_0$  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  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $1/B$  для контрольного мо-

стика 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:  $n_1 \approx 6.2 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $n_2 \approx 1.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . 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  $B_{ij}^{\text{max}}$  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  $\rho_{xx}/\rho_0$  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  $B_{ij}^{\text{max}} = f_{COj}/(i + 1/4)$ , 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  $\rho_{xx}/\rho_0$  от  $1/B$  в диапазоне  $2 < 1/B < 8 \text{ Тл}^{-1}$  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-

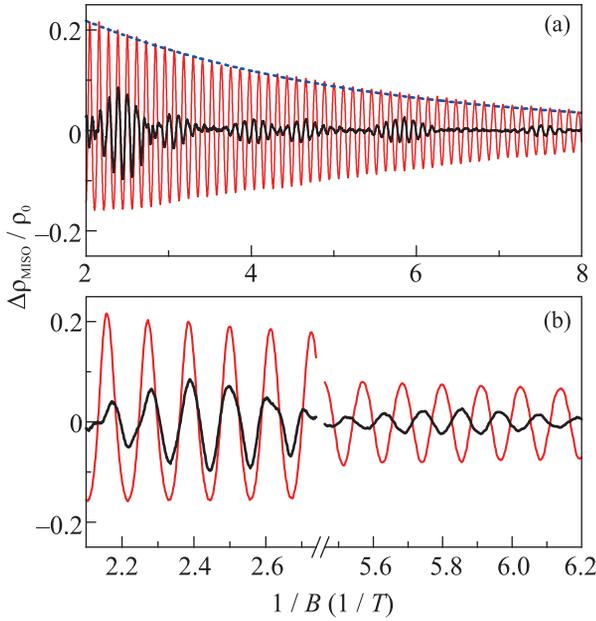


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$  для контрольного мостика (тонкая линия) и одномерной ЛСР (толстая линия) в широком интервале обратных магнитных полей. Пунктирная линия – зависимость  $A_{\text{MISO}} \times \lambda_{\text{MISO}}^2$  от  $1/B$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

нением (1). В этом случае зависимость амплитуды ММП осцилляций от  $1/B$  описывается двумя подгруппными параметрами:  $A_{\text{MISO}} = 0.4$  и  $\tau_q^{\text{MISO}} = 8$  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 4б показывает, что в области  $2.2 < 1/B < 2.6 \text{ Тл}^{-1}$  ММП осцилляции на ЛСР и контрольном мостике идут синфазно, а в интервале  $5.6 < 1/B < 6.2 \text{ Тл}^{-1}$  – противофазно.

Зависимости  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$  для одномерной ЛСР, рассчитанные по формуле (6), представлены на рис. 5а. 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  $\Gamma_{Bj} \sim \hbar/\tau_q^{\text{MISO}}$ . Хорошее количественное согласие расчетной зависимости с экспериментальной наблюдается для величины  $V_0 = 0.65$  мэВ. На рисунке 5б приведены зависимости  $\Gamma_{Bj}$  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

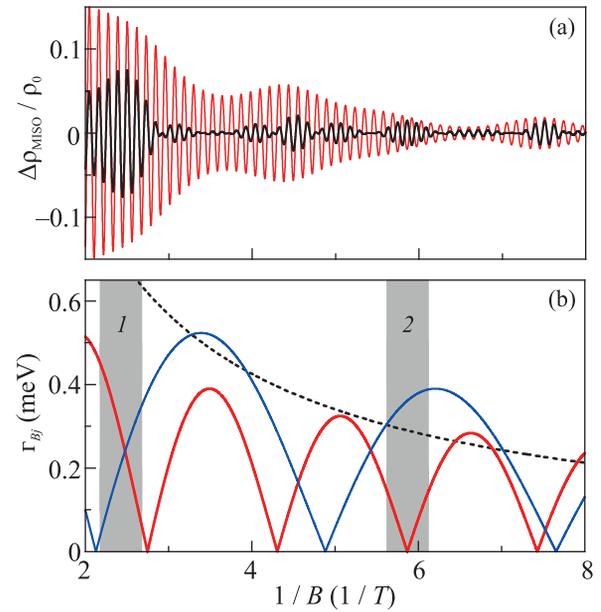


Рис. 5. (Цветной онлайн) (а) – Зависимости  $\Delta\rho_{\text{MISO}}/\rho_0$  от  $1/B$  для одномерной ЛСР, рассчитанные по формуле (6):  $A_{\text{MISO}} = 0.4$ ;  $\tau_q^{\text{MISO}} = 6$  пс;  $n_1 = 6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $n_2 = 1.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $a = 400$  нм;  $V_0 = 0.25$  мэВ (тонкая линия) и  $0.65$  мэВ (толстая линия). (б) – Зависимости  $\Gamma_{Bj}(1/B)$ , рассчитанные для энергетических подзон с индексами  $j = 1$  (толстая линия) и  $j = 2$  (тонкая линия) по формуле (5):  $n_1 = 6 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $n_2 = 1.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $a = 400$  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

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 полужелых 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 полужелых 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 Хофа 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. Dvoretzki, 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).