

# Магнито-межподзонное туннелирование Зинера в широкой GaAs квантовой яме при больших факторах заполнения

А. В. Горан<sup>+1)</sup>, А. К. Калагин<sup>+</sup>, А. А. Быков<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup>Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 25 августа 2011 г.

Исследованы зависимости дифференциального сопротивления  $r_{xx}$  от плотности постоянного электрического тока  $J_{dc}$  в широкой GaAs квантовой яме с двумя заполненными подзонами размерного квантования при температуре  $T = 4.2$  К в магнитных полях  $B < 1$  Тл. При больших факторах заполнения в зависимостях  $r_{xx}(J_{dc})$  обнаружен пик, положение которого определяется соотношением  $2R_c e E_H = \hbar \omega_c / 2$ , где  $R_c$  – циклотронный радиус электронов,  $E_H$  – напряженность электрического поля Холла,  $\omega_c$  – циклотронная частота. Полученные данные объясняются зинеровским туннелированием электронов между уровнями Ландау различных подзон.

Квантование орбитального движения носителей заряда в магнитном поле  $B$  приводит к появлению общеизвестных уровней Ландау. Расстояние между этими уровнями определяется циклотронной энергией  $\hbar \omega_c$ , а их ширина  $\Gamma_L$  – процессами рассеяния электронов на случайном потенциале, где  $\omega_c = eB/m^*$ ,  $\Gamma_L = \hbar/\tau_q$ ,  $m^*$  – эффективная масса электрона, а  $\tau_q$  – квантовое время жизни. В полупроводниковых структурах с высокой электронной подвижностью  $\mu$  даже относительно слабое магнитное поле  $B$ , когда расстояние между уровнями Ландау сравнимо с их шириной, приводит к значительной модификации транспортных явлений [1, 2]. Одним из проявлений такой модификации в квантовом транспорте являются осцилляции Шубникова–де Гааза (ШДГ), амплитуда которых при низких температурах ( $k_B T \ll \Gamma_L$ ) в линейном режиме определяется фактором Дингла  $\lambda = \exp(-\pi/\omega_c \tau_q)$ . С ростом  $T$  осцилляции ШДГ подавляются вследствие температурного уширения равновесной функции распределения электронов по энергиям. Это ограничивает использование этого эффекта для изучения квантового транспорта в вырожденных электронных системах при высоких температурах.

Недавно было установлено, что при больших факторах заполнения увеличение постоянного электрического тока  $I_{dc}$ , протекающего в высокоподвижных гетероструктурах, приводит к квантовым осцилляциям дифференциального сопротивления  $r_{xx}$ , обусловленным зинеровским туннелированием между уровнями Ландау [3, 4]. Эти осцилляции  $r_{xx}$  возникают под действием напряжения  $E_H = \rho_{xy} J_{dc}$ ,

а положение их максимумов определяется условием  $2R_c e E_H = l \hbar \omega_c$ , где  $l$  – целое положительное число. В двумерных системах с высокой электронной подвижностью в нелинейном режиме под действием холловского напряжения  $E_H$  было также обнаружено уменьшение сопротивления  $r_{xx}$  [5–7], обусловленное спектральной диффузией носителей заряда [8]. По сравнению с осцилляциями ШДГ эти квантовые эффекты проявляются в более широком температурном диапазоне [9, 10], что делает актуальным их всестороннее исследование. Настоящее краткое сообщение посвящено изучению нелинейного магнетотранспорта в широкой квантовой яме с двумя заполненными подзонами размерного квантования. В такой электронной системе обнаружено туннелирование Зинера, возникающее под действием постоянного холловского поля между уровнями Ландау различных подзон.

Качественным отличием двухподзонной системы от одноподзонной является то, что процессы переноса заряда в ней содержат не только вклады от каждой из подзон в отдельности, но еще и вклад от межподзонного рассеяния. Одним из проявлений межподзонного рассеяния в линейном транспорте являются магнито-межподзонные (ММП) осцилляции диссипативного сопротивления [11–14]. Эти осцилляции, как и осцилляции ШДГ, периодичны в обратном магнитном поле, но положение их максимумов определяется условием  $E_2 - E_1 = k \hbar \omega_c$ , где  $E_2 - E_1$  – расщепление подуровней размерного квантования в квантовой яме,  $k$  – целое положительное число. В нелинейном транспорте роль межподзонного рассеяния экспериментально исследовалась в работах [15, 16]. Было показано, что в нелинейном режиме при большом числе

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

заполненных уровней Ландау ММП-осцилляции “интерferируют” с зинеровскими. Однако не было установлено, возникает ли туннелирование Зинера между уровнями Ландау, которые принадлежат различным подзонам.

В работе изучался нелинейный магнетотранспорт в симметрично легированной GaAs квантовой яме, ширина которой составляла 46 нм. Схематическое изображение широкой квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования,  $E_1$  и  $E_2$ , представлено на вставке к рис. 1. В качест-

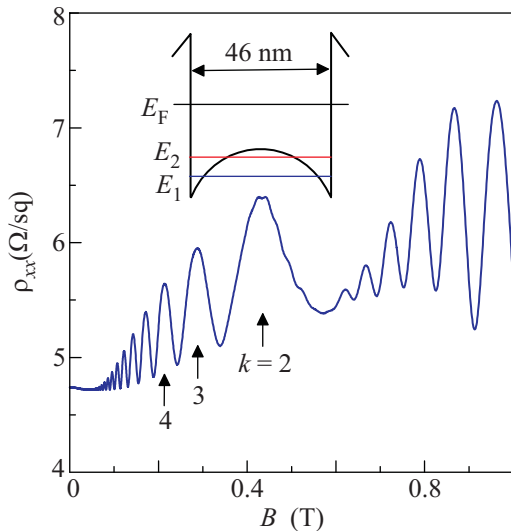


Рис. 1. Зависимость  $\rho_{xx}(B)$  при  $T = 4.2$  К для квантовой ямы шириной 46 нм. Стрелками указаны максимумы ММП-осцилляций, соответствующие значениям  $k = 2, 3$  и  $4$ ;  $k = (E_2/E_1)/\hbar\omega_c$ ;  $E_2 - E_1 \approx 1.45$  мэВ

ве боковых барьеров к квантовой яме использовались сверхрешетки AlAs/GaAs [17]. Гетероструктура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке. Исследования проводились на мостиках Холла длиной  $L = 250$  мкм и шириной  $W = 50$  мкм при температуре  $T = 4.2$  К в магнитных полях  $B < 1$  Тл. Дифференциальное сопротивление  $r_{xx} = V_{ac}/I_{ac}$  измерялось на переменном электрическом токе, частота которого составляла 888 Гц, а амплитуда не превышала 1 мкА. Величина постоянного электрического тока  $I_{dc}$  варьировалась в диапазоне от 0 до 500 мкА. Общая концентрация электронов  $n_H$  в квантовой яме вычислялась из сопротивления  $\rho_{xy}$  в магнитном поле 0.5 Тл. Величина  $n_H$  составляла  $8.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Подвижность  $\mu_x$  вычислялась из  $n_H$  и величины  $\rho_{xx}$  в нулевом магнитном поле. При температуре  $T = 4.2$  К она составляла  $160 \text{ м}^2/\text{Вс}$ .

Зависимость  $\rho_{xx}(B)$  для изучаемой широкой квантовой ямы представлена на рис. 1. Как видно из этой зависимости, ММП-осцилляции сопротивления начинают проявляться в магнитных полях  $B > 0.1$  Тл. В магнитных полях  $B > 0.5$  Тл ММП-пик, соответствующий  $k = 1$ , сосуществует с осцилляциями ШДГ. Вычисленная из периода ММП-осцилляций величина энергетического расщепления подуровней размерного квантования  $E_2 - E_1$  составляла 1.45 мэВ. Такое расщепление соответствует разности концентраций в подзонах  $n_1 - n_2 = 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . С учетом общей электронной концентрации  $n_H = n_1 + n_2$  и разности  $n_1 - n_2$  оказывается, что электронные концентрации в первой и второй подзонах приблизительно равны:  $n_1 = 4.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ;  $n_2 = 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Из зависимости  $\rho_{xx}(B)$  видно, что в исследуемой широкой квантовой яме не наблюдается положительного квазиклассического магнетосопротивления, возникающего в подобных квантовых ямах с меньшей шириной и большей разностью концентраций в подзонах [18]. Это указывает на то, что подвижности в подзонах слабо отличаются друг от друга и от общей подвижности  $\mu_x$ .

На рис. 2а приведены зависимости  $r_{xx}(B)$ , измеренные при различных  $I_{dc}$ . Видно, что под действием постоянного тока ММП-пики вначале “расщепляются”, а затем переворачиваются, как это было обнаружено ранее в двойных квантовых ямах [15]. На рис. 2б представлены веерные диаграммы для уровней Ландау в первой и второй подзонах. Видно, что в линейном режиме максимумы ММП-осцилляций возникают в условиях, когда уровни Ландау первой и второй подзон пересекаются, а минимумы – когда расстояние между ними равно  $\hbar\omega_c/2$ . Из этого рисунка также видно, что “расщепление” ММП-пиков может быть связано с туннельными переходами электронов между уровнями Ландау, которые принадлежат различным подзонам [15]. В этом случае наблюдаемое “расщепление” обусловлено двумя механизмами нелинейности [19]. Один из них связан с влиянием электрического поля на функцию распределения [20]. В сильных магнитных полях этот механизм приводит к уменьшению сопротивления вследствие спектральной диффузии электронов [6, 8, 10]. Другой механизм нелинейности связан с влиянием электрического поля на процессы упругого рассеяния [21]. В условиях  $\rho_{xy} \gg \rho_{xx}$  этот механизм приводит к возрастанию сопротивления.

В магнитных полях, соответствующих целочисленным значениям  $k$ , энергетическое расщепление между уровнями Ландау первой и второй подзон рав-

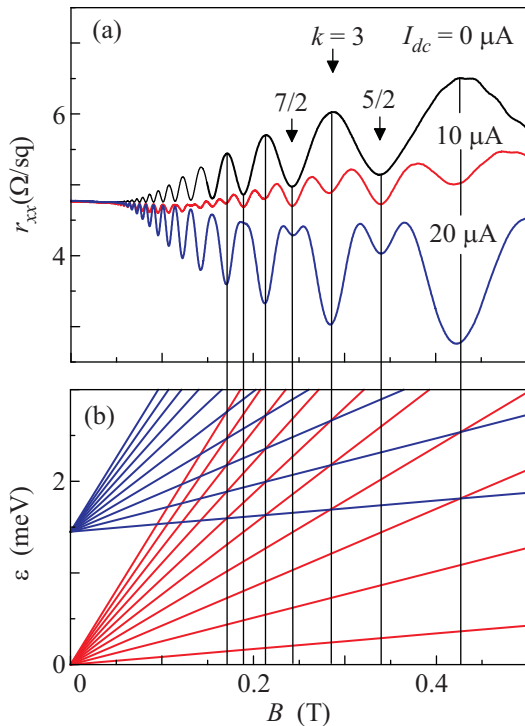


Рис. 2. (а) – Зависимости  $r_{xx}(B)$  при  $T = 4.2$  К для величин  $I_{dc} = 0, 10$  и  $20$  мкА. Стрелками указаны экстремумы, соответствующие значениям  $k = 5/2, 3$  и  $7/2$ . (б) – Зависимости  $\varepsilon(B)$  для уровней Ландау в первой (толстые линии) и второй (тонкие линии) подзонах;  $E_2 - E_1 = 1.45$  мэВ;  $m^* = 0.068m_0$ . Толстыми вертикальными линиями обозначены магнитные поля, при которых уровни Ландау различных подзон пересекаются. Тонкими вертикальными линиями обозначены магнитные поля, при которых расстояние между уровнями Ландау равно  $\hbar\omega_c/2$

но  $\hbar\omega_c$ . При таких значениях магнитного поля  $B$  в зависимостях  $r_{xx}(J_{dc})$  должны наблюдаться три серии зинеровских осцилляций. Положения максимумов этих осцилляций определяются следующими соотношениями:  $2R_{c1}eE_H = l_{11}\hbar\omega_c$ ,  $2R_{c2}eE_H = l_{22}\hbar\omega_c$  и  $(R_{c1} + R_{c2})eE_H = l_{12}\hbar\omega_c$ , где  $R_{c1}$  и  $R_{c2}$  – циклотронные радиусы в подзонах, а  $l_{11}$ ,  $l_{22}$ ,  $l_{12}$  – целые положительные числа. Однако, как это следует из эксперимента (рис. 3а), эти серии в зависимостях  $r_{xx}(J_{dc})$  для целочисленных  $k$  различить не удается [22]. Это связано с тем, что в изучаемой двухподзонной системе  $R_{c1} \approx R_{c2}$ . В этом случае максимумы осцилляций соответствуют номерам  $l \approx 2R_{c1}eE_H/\hbar\omega_c$ , где  $R_c$  – средний циклотронный радиус, соответствующий концентрации  $n_H/2$ . Не удастся различить эти серии осцилляций и в зависимостях  $r_{xx}(B)$  [16].

Умозрительно осцилляции Зинера, связанные с переходами между уровнями Ландау различных под-

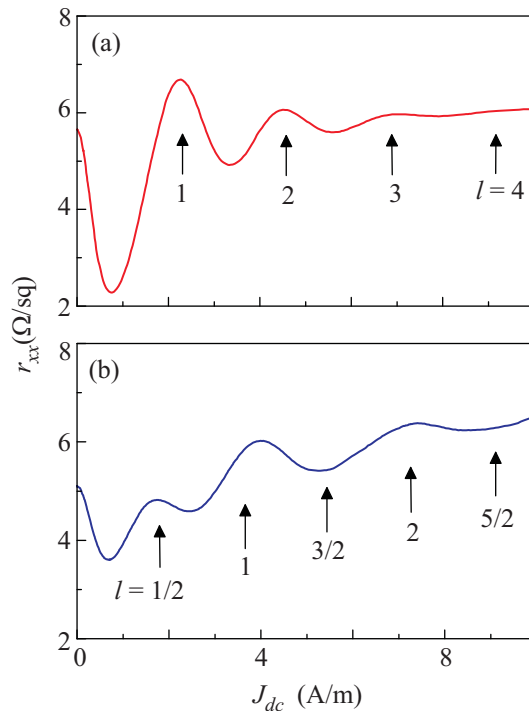


Рис. 3. Зависимости  $r_{xx}(J_{dc})$  при  $T = 4.2$  К для величин магнитного поля:  $B = 0.214$  Тл (а) и  $0.339$  Тл (б), соответствующих значениям  $k = 4$  и  $5/2$ ;  $l = 2R_{c1}eE_H/\hbar\omega_c$

зон, должны наблюдаться в зависимостях  $r_{xx}(J_{dc})$  для полуцелых  $k$ , т.е. в ситуации, когда уровни Ландау, принадлежащие первой и второй подзонам, разделены энергетическим интервалом  $\hbar\omega_c/2$ . Зависимость  $r_{xx}(B)$  для  $k = 5/2$  ( $B = 0.339$  Тл) представлена на рис. 3б. В этой зависимости наблюдаются максимумы, соответствующие  $l = 1/2, 1$  и  $2$ , а для  $l = 3/2$  и  $5/2$  наблюдаются минимумы. Положения максимумов  $r_{xx}$  в плоскости координат  $(J_{dc}, B)$ , полученные из зависимостей  $r_{xx}(J_{dc})$  для магнитных полей  $B$ , соответствующих полуцелым и целым значениям  $k$ , приведены на рис. 4. Сплошными линиями представлены расчетные зависимости для  $l = 1/2, 1, 3/2, 2, 3$  и  $4$ . Имеется хорошее совпадение экспериментальных данных с расчетными линейными зависимостями. Наличие экспериментальных значений, лежащих на расчетной линейной зависимости для  $l = 1/2$ , указывает на то, что в исследуемой двухподзонной системе наблюдаются зинеровские осцилляции, связанные с переходами между уровнями Ландау, которые принадлежат различным подзонам. Отсутствие максимумов для  $l = 3/2$  и  $5/2$  может быть связано с правилами отбора для межуровневых переходов. Наличие максимумов  $r_{xx}$ , положения которых отклоняются от линейных зависимостей, мы

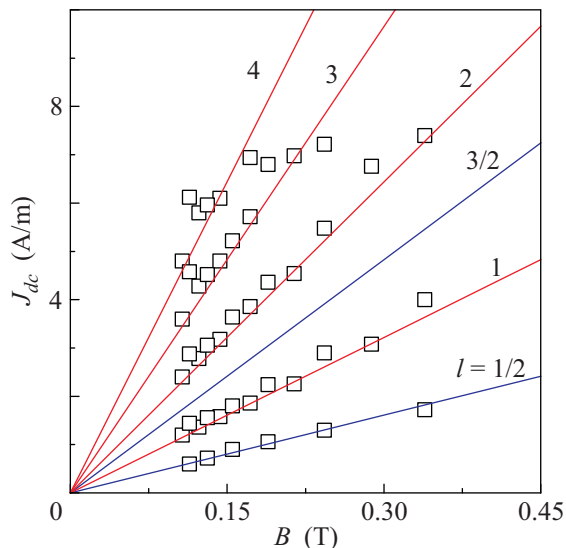


Рис. 4. Положения максимумов  $r_{xx}$  в плоскости координат  $(J_{dc}, B)$  при  $T = 4.2$  К. Сплошные линии – расчетные зависимости для  $l = 1/2, 1, 3/2, 2, 3, 4$

объясняем “интерференцией” зинеровских осцилляций с магнетофонными [23, 24].

Таким образом, в работе обнаружено магнито-межподзонное туннелирование Зинера, возникающее под действием холловского напряжения в широкой квантовой яме при больших факторах заполнения. Количественная интерпретация полученных экспериментальных данных требует построения теории нелинейного магнетотранспорта в многоподзонной системе, учитывающей по меньшей мере два механизма нелинейности: влияние электрического поля на процессы упругого рассеяния и на функцию распределения электронов по энергиям. Кроме того, в нелинейном транспорте в многоподзонной системе необходим учет “интерференции” различных механизмов рассеяния.

Авторы благодарят М.В. Энтина за плодотворные обсуждения экспериментальных результатов. Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проект # 11-02-00925).

1. I. A. Dmitriev, F. Evers, I. V. Gornyi et al., Phys. Stat. Sol. B **245**, 239 (2008).
2. S. Vitkalov, Int. J. of Mod. Phys. B **23**, 4727 (2009).
3. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
4. A. A. Bykov, J.-q. Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
5. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 498 (2005).
6. J.-q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
7. W. Zhang, H.-S. Chiang, M. A. Zudov et al., Phys. Rev. B **75**, 041304(R) (2007).
8. N. R. Kakmanovitz, A. A. Bykov, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **78**, 085306 (2008).
9. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **79**, 161308(R) (2009).
10. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).
11. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
12. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
13. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
14. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
15. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
16. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 450 (2008).
17. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
18. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, Phys. Rev. B **81**, 155322 (2010).
19. M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, L. I. Glazman, Phys. Rev. B **76**, 115331 (2007).
20. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
21. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).
22. А. А. Быков, Е. Г. Мозулев, С. А. Виткалов, Письма в ЖЭТФ **92**, 523 (2010).
23. W. Zhang, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **100**, 036805 (2008).
24. I. A. Dmitriev, R. Gellmann, and M. G. Vavilov, Phys. Rev. B **82**, 201311(R) (2010).