Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 7, с. 523 – 527

Нулевое дифференциальное сопротивление в двойной квантовой яме при больших факторах заполнения

А. А. Быков[1)], *Е. Г. Мозулев**, *С. А. Виткалов*[+2)]

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

* *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[+]*Physics Department, City College of the City University of New York, 10031 New York, USA*

Поступила в редакцию 2 сентября 2010 г.

Исследовано дифференциальное сопротивление r_{xx} в двойной GaAs квантовой яме с двумя заполненными подзонами размерного квантования при температурах $T = 1.6{-}4.2$ К в магнитных полях $B < 0.5$ Тл. Обнаружено, что при увеличении постоянного электрического тока I_{dc} дифференциальное сопротивление r_{xx} в максимумах магнето-межподзонных осцилляций сопротивления падает до нуля. Показано, что обнаруженное состояние с $r_{xx} \approx 0$ возникает в условиях, когда $2R_c E_H/\hbar\omega_c < 1/2$, где R_c – циклотронный радиус электронов на уровне Ферми, E_H – электрическое поле Холла, индуцированное током I_{dc}, а ω_c – циклотронная частота.

Строго линейная зависимость величины электрического тока I от напряжения V, приложенного, например, к однородному двумерному (2D) проводнику длиной L и шириной W, в общем случае является идеализацией. В реальных электронных системах зависимости $I(V)$ или $V(I)$, как правило, в той или иной степени отклоняются от линейных. Одна из причин нелинейности вольт-амперной характеристики (ВАХ) однородных проводников состоит в том, что функция распределения свободных носителей заряда по энергиям отклоняется от равновесной под действием электрического поля $E = V/L$. Наиболее ярким проявлением этого эффекта является ВАХ с участком, на котором дифференциальное сопротивление принимает отрицательные значения $(dV/dI) \times (W/L) = dE_x/dJ_x < 0$. Пример зависимости напряженности электрического поля E_x от плотности тока J_x с участком отрицательного дифференциального сопротивления приведен на рис.1a.

Фундаментальным свойством однородных проводников с такой зависимостью $E_x(J_x)$ является то, что стационарные состояния с однородным распределением напряжений и токов на спадающем участке ВАХ являются неустойчивыми по отношению к неоднородным флуктуациям [1]. В результате развития этой неустойчивости в однородном проводнике возникает неоднородное распределение тока, а дифференциальное сопротивление принимает нулевое значение [2]. Напряженность электрического поля E^*, соответствующая этому состоянию, может быть определена при помощи правила равных площадей [3], то есть из равенства: $A_1 = A_2$ (рис.1a). Схема распределения токов для такой ситуации в 2D проводнике длиной L и шириной W представлена на рис.1b. В самом простом случае образец разбивается на две области, внутри которых текут токи с различными плотностями J_{x1} и J_{x2}. При этом напря-

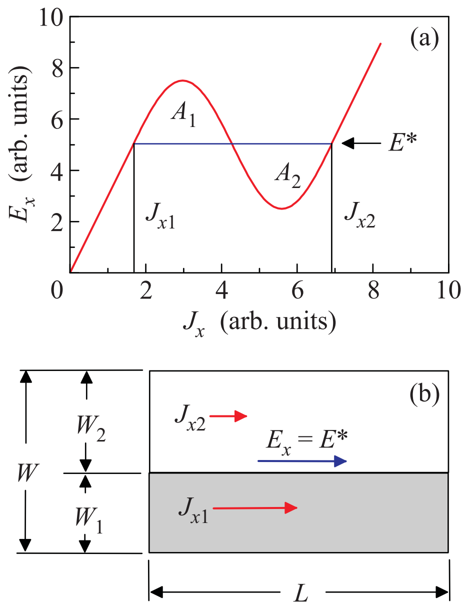

Рис.1. (a) Зависимость $E_x(J_x)$ с участком $dE_x/dJ_x < 0$. E^* – электрическое поле, соответствующее условию равных площадей: $A_1 = A_2$. (b) Схема распределения токов в 2D проводнике шириной W и длиной L для случая двух доменов, имеющих ширины W_1 и W_2

[1)]e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru
[2)]S.A. Vitkalov.

женность поля E_x во всем образце одинакова и равна E^*, что и приводит к состоянию с $r_{xx} = 0$.

Интерес к исследованию электронных систем с $dE/dJ < 0$ или с $dJ/dE < 0$ обусловлен в значительной мере их практической значимостью для электроники. В частности, полупроводниковые структуры с отрицательной дифференциальной проводимостью используются для изготовления на их основе диодов Ганна [4]. В настоящее время в связи с интенсивным развитием наноэлектроники становится актуальным изучение механизмов возникновения отрицательного дифференциального сопротивления и состояний с $r_{xx} = 0$ в системах пониженной размерности. Недавно состояние с $r_{xx} \approx 0$ было обнаружено при низких температурах в 2D электронном газе, помещенном в поперечное B [5, 6]. Было показано, что r_{xx} в максимумах осцилляций Шубникова–де Гааза (ШДГ) под действием I_{dc} уменьшается до нуля. Вскоре было установлено, что ВАХ с участком $dE_x/dJ_x < 0$ возникает и при целочисленных факторах заполнения [7]. Совсем недавно было продемонстрировано, что в 2D системах с ультравысокой электронной подвижностью при увеличении I_{dc} возникает состояние с $r_{xx} \approx 0$ в достаточно широкой области больших факторов заполнения, где отсутствуют осцилляции ШДГ [8].

В настоящей работе исследован нелинейный транспорт в двойной квантовой яме, схематическое изображение которой приведено на рис.2a. В яме заполнено две подзоны размерного квантования E_1

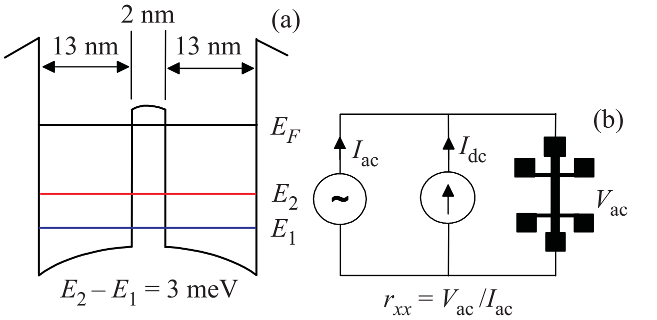

Рис.2. (a) Схематическое изображение двойной квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_1 и E_2. (b) Схема измерения дифференциального сопротивления

и E_2. В такой системе процессы переноса заряда содержат вклады от каждой из подзон в отдельности, а также вклад от межподзонного рассеяния [9–11]. Холловская концентрация n_H в этом случае определяется суммарной концентрацией носителей заряда в подзонах, $n_H = n_1 + n_2$. В магнетосопротивлении вклады от двух подзон проявляются в виде двух серий осцилляций ШДГ. Наиболее ярким проявлением межподзонного рассеяния являются магнето-межподзонные осцилляции сопротивления и проводимости [12, 13], положение максимумов которых определяется условием: $(E_2 - E_1)/\hbar\omega_c = k$, где k – целое положительное число. В этом сообщении приводятся результаты исследования r_{xx} в двойной квантовой яме в условиях магнето-межподзонного рассеяния. Методически, как это показано на рис.2b, $r_{xx} = V_{ac}/I_{ac}$ измерялось на переменном токе I_{ac} в присутствии постоянного тока I_{dc}. В двухподзонной системе обнаружено, что в максимумах магнето-межподзонных осцилляций дифференциальное сопротивление r_{xx} падает до нуля при увеличении I_{dc}.

Изучаемые в работе гетероструктуры представляли собой симметрично легированные двойные квантовые ямы GaAs. Ширина туннельно-связанных ям составляла 13 нм. В качестве боковых барьеров к квантовым ямам использовались сверхрешетки AlAs/GaAs, а в качестве туннельного барьера между ямами использовался слой AlGaAs толщиной 2 нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, отклонение от плоскости (100) у которых не превышало $0.02°$. Исследования проводились при температурах $T = 1.6{-}4.2$ K в магнитных полях B до 0.5 Тл на мостиках Холла длиной 250 мкм и шириной 50 мкм. Обе туннельно-связанные квантовые ямы были зашунтированы омическими контактами. Зависимости $r_{xx}(B)$ и $r_{xx}(I_{dc})$ измерялись на переменном электрическом токе I_{ac} величиной менее 1 мкА в присутствии постоянного тока I_{dc} величиной от 0 до 100 мкА. Частота измерительного тока I_{ac} составляла ~ 888 Гц. Холловская концентрация электронов n_H вычислялась из сопротивления ρ_{xy} в магнитном поле 0.5 Тл. Величина n_H составляла $8.2 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$. Подвижность μ_x вычислялась из n_H и величины ρ_{xx} в нулевом магнитном поле. При $T = 4.2$ K она составляла $79\,\text{м}^2/\text{Вс}$.

На рис.3a представлены зависимости $r_{xx}(B)$ для исследуемой двойной квантовой ямы, измеренные на мостике Холла при $T = 4.2$ K для $I_{dc} = 0$ (тонкая линия) и $I_{dc} = 40$ мкА (толстая линия). Как следует из кривой, изображенной тонкой линией, магнето-межподзонные осцилляции сопротивления в изучаемых образцах при $T = 4.2$ K начинают проявляться в полях $B > 0.1$ Тл. Вычисленная из периода этих осцилляций величина энергетического расщепления подуровней размерного квантования $E_2 - E_1$ составила 3 мэВ. Для такого расщепления разность концентраций в подзонах $n_1 - n_2$ составляет $0.84 \cdot 10^{15}\,\text{м}^{-2}$,

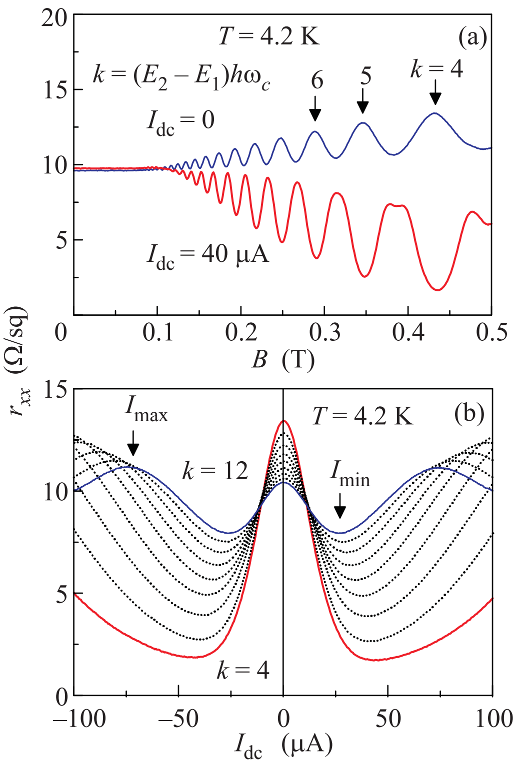

Рис.3. (a) Зависимости $r_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для $I_{dc} = 0$ (тонкая линия) и для $I_{dc} = 40$ мкА (толстая линия). Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций. (b) Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ при $T = 4.2$ К для различных B в максимумах осцилляций, соответствующих $k = 4$–12. Толстая линия соответствует $k = 4$, тонкая линия $k = 12$, пунктирные линии $k = 5$–11

что намного меньше n_H. Это означает, что циклотронные радиусы в подзонах приблизительно равны, также равны в подзонах подвижности и квантовые времена жизни. Под действием $I_{dc} = 40$ мкА, как это показано на рисунке, магнето-межподзонные осцилляции инвертируются, что обусловлено нелинейностью ВАХ [14, 15]. Такое поведение указывает на то, что I_{dc} наиболее существенно влияет на электронный транспорт в условиях магнето-межподзонного рассеяния.

На рис.3b приведены зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ при $T = 4.2$ К для различных B, соответствующих максимумам магнето-межподзонных осцилляций с номерами k от 4 до 12. При таких величинах B уровни Ландау, принадлежащие первой и второй подзонам, смыкаются. Возникают условия для межподзонных изоэнергетических переходов, то есть для резонансного межподзонного рассеяния. Для всех k от 4 до 12 наблюдается пик вблизи $I_{dc} = 0$, обнаруженный ранее в одноподзонных системах [16, 17] и обусловленный внутриуровневой спектральной диффузией электронов под действием поля Холла, $E_H = \rho_{xy} J_x$ [18, 19]. При увеличении постоянного тока до $I_{\min}$ сопротивление падает до минимального значения, после которого наблюдается рост r_{xx}, связанный с межуровневыми электронными переходами. Максимум на зависимостях $r_{xx}(I_{dc})$, возникающий при токе $I_{\max}$, соответствует условию $2R_c E_H/\hbar\omega_c \approx 1$, то есть он обусловлен резонансным туннелированием между уровнями Ландау [20, 21]. Видно, что этот максимум с ростом B смещается в сторону более высоких токов I_{dc}, что связано с уменьшением циклотронного радиуса электронов на уровне Ферми при увеличении магнитного поля.

На рис.4a представлены зависимости $r_{xx}(B)$, измеренные при $T = 1.6$ К для $I_{dc} = 0$ (тонкая линия)

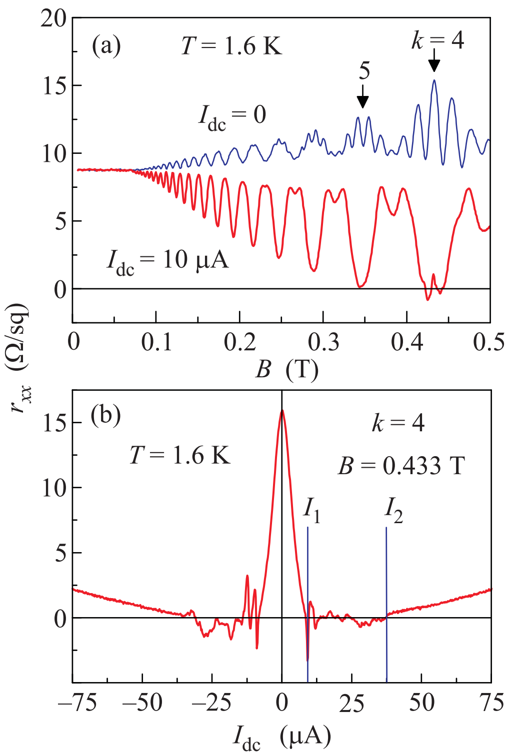

Рис.4. (a) Зависимости $r_{xx}(B)$ при $T = 1.6$ К для $I_{dc} = 0$ (тонкая линия) и для $I_{dc} = 10$ мкА (толстая линия). Цифрами обозначены максимумы магнето-межподзонных осцилляций. (b) Зависимость $r_{xx}(I_{dc})$ при $T = 1.6$ К для B в максимуме под номером $k = 4$. Токами I_1 и I_2 выделен диапазон I_{dc}, в котором $r_{xx} \approx 0$

и $I_{dc} = 10$ мкА (толстая линия). Из кривой, изображенной тонкой линией, следует, что при этой температуре магнето-межподзонные осцилляции сосуществуют с осцилляциями ШДГ. При этом видно, что под действием $I_{dc} = 10$ мкА (толстая линия) осцилляции ШДГ исчезают, а магнето-межподзонные осцилляции не только инвертируются, но и для $k = 4$ и 5 достигают нулевой величины. Приведенная на рис.4b зависимость $r_{xx}(I_{dc})$ для $k = 4$ ($B = 0.433$ Тл) показывает, что r_{xx} имеет максимум при $I_{dc} = 0$, а с ростом I_{dc} от нуля до I_1 падает. В диапазоне токов от I_1 до I_2 дифференциальное сопротивление r_{xx} флуктуирует около нулевого значения и начинает расти в области $I_{dc} > I_2$. Таким образом, состояние с $r_{xx} \approx 0$ появляется лишь в определенном диапазоне токов от I_1 до I_2. Видно, что в двухподзонной системе, как и в одноподзонной [5, 6], переходу в состояние с $r_{xx} \approx 0$ предшествует узкий провал в отрицательной области. Рис.5 показывает, что обнаруженное состояние с

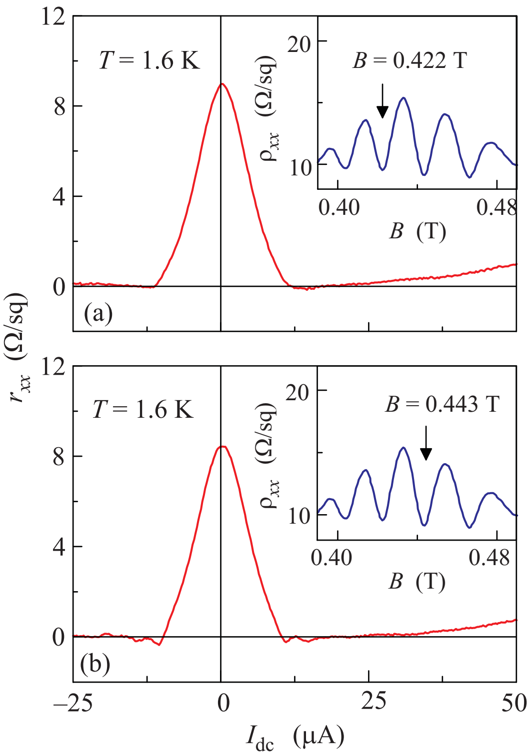

Рис.5. Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ при $T = 1.6$ К для целочисленных факторов заполнения: (a) $B = 0.422$ Тл; (b) $B = 0.443$ Тл

$r_{xx} \approx 0$ не связано с величиной фактора заполнения, равной $n + 1/2$, где n – целое число, так как проявляется и в минимумах осцилляций ШДГ.

На рис.6a приведены зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ для изучаемых мостиков Холла в магнитном поле, соответствующем $k = 4$ при температурах 4.2 и 1.6 К. Рисунок показывает, что состояние с $r_{xx} \approx 0$ возникает при понижении T из минимума в зависимости $r_{xx}(I_{dc})$. Зависимость $I_{\min}(B)$ при $T = 4.2$ К представлена на рис.6b окружностями, а $I_{\max}(B)$ – квадратами. Тонкой и толстой линиями изображены зависимости, вычисленные из равенства

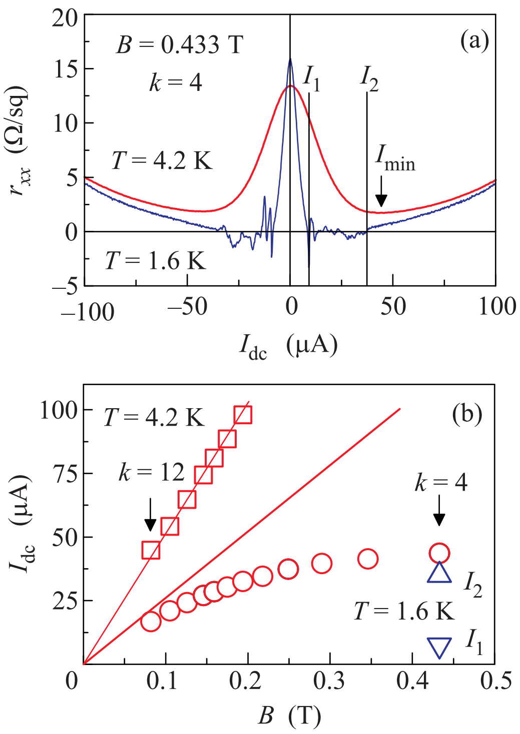

Рис.6. (a) Зависимости $r_{xx}(I_{dc})$ в магнитном поле $B = 0.433$ Тл. Толстая линия соответствует $T = 4.2$ К, тонкая линия $T = 1.6$ К . (b) Квадраты – зависимость $I_{\max}(B)$ при $T = 4.2$ К, окружности – зависимость $I_{\min}(B)$ при $T = 4.2$ К, треугольники – I_1 и I_2 для $k = 4$ при $T = 1.6$ К. Сплошные линейные зависимости соответствуют соотношениям: $2R_cE_H/\hbar\omega_c = 1/2$ (толстая линия) и $2R_cE_H/\hbar\omega_c = 1$ (тонкая линия)

$2R_cE_H/\hbar\omega_c = l$, для $l = 1$ и $1/2$, соответственно. Это равенство при целочисленных значениях l задает условия для резонансного туннелирования между уровнями Ландау, наклоненными холловским полем $E_H = \rho_{xy}J_x$ [20, 21]. Видно, что квадраты хорошо ложатся на линейную зависимость для $l = 1$. Это означает, что максимумы на зависимостях $r_{xx}(I_{dc})$ обусловлены туннелированием Зинера между пустыми и заполненными уровнями Ландау, разделенными в координатном пространстве расстоянием $2R_c$. При этом видно, что экспериментальная зависимость $I_{\min}(B)$ с возрастанием k стремится к расчетной линейной зависимости для $l = 1/2$. Также видно, что величины токов I_1 и I_2, задающие диапазон, в котором возникает состояние с $r_{xx} \approx 0$, меньше $I_{\min}$ для $k = 4$.

Таким образом, можно сделать вывод, что обнаруженное в исследуемой системе состояние с $r_{xx} \approx 0$, возникающее под действием постоянного электрического тока в максимумах магнето-межподзонных осцилляций, обусловлено внутриуровневыми переходами. Возникновение такого состояния в двухподзонной системе, как и в одноподзонной, может быть объяснено в рамках теории, учитывающей влияние электрического поля на функцию распределения свободных носителей заряда по энергиям [18, 22].

Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051 и National Science Foundation DMR 0349049.

---

1. А. Л. Захаров, ЖЭТФ **38**, 665 (1960).
2. А. Ф. Волков, Ш. М. Коган, УФН **96**, 633 (1968).
3. P. N. Butcher, Phys. Lett. **19**, 546 (1965).
4. J. B. Gunn, Solid State Commun. **1**, 88 (1963).
5. A. A. Bykov, J.-Q. Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 116801 (2007).
6. N. R. Kalmanovitz, A. A. Bykov, S. Vitkalov, and A. I. Toropov, Phys. Rev. B **78**, 085306 (2008).
7. J. C. Chen, Y. Tsai, Y. Lin et al., Phys. Rev. B **79**, 075308 (2009).
8. A. T. Hatke, H.-S. Chiang, M. A. Zudov et al., Phys. Rev. B **82**, 041304 (R) (2010).
9. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
10. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
11. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
12. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
13. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
14. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 498 (2005).
15. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 70 (2008).
16. A. Bykov, J.-q. Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
17. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, A. A. Bykov et al., Phys. Rev. B **75**, 081305(R) (2007).
18. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
19. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, and A. A. Bykov, Phys. Rev. B **80**, 045310 (2009).
20. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
21. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **88**, 450 (2008).
22. A. Kunold and M. Torres, Phys. Rev. B **80**, 205314 (2009).