

# Туннелирование Зинера между уровнями Ландау в квазидвумерных электронных дисках Корбино при больших факторах заполнения

А. В. Горан<sup>+1)</sup>, И. С. Стрыгин<sup>+×</sup>, А. А. Быков<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>×</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

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

Поступила в редакцию 15 ноября 2012 г.

Исследованы магнетотранспортные свойства квазидвумерных электронных дисков Корбино, изготовленных на основе широкой GaAs квантовой ямы с двумя заполненными подзонами размерного квантования. В изучаемых дисках Корбино при низких температурах в сильных магнитных полях обнаружены осцилляции дифференциальной проводимости, периодичные по постоянному электрическому полю  $E_{dc}$ . Показано, что обнаруженные осцилляции обусловлены туннелированием Зинера, возникающим под действием  $E_{dc}$  между заполненными и пустыми уровнями Ландау в условиях, когда поле Холла отсутствует.

Туннелирование сквозь барьер, недоступный для классической частицы, безусловно, является одним из наиболее значимых квантовых эффектов. Именно этим эффектом в двадцатых годах прошлого века был объяснен альфа-распад ядер [1]. Применительно к полупроводникам туннелирование обычно ассоциируется с межзонным электрическим пробоем Зинера [2] и диодом Есаки [3]. Сравнительно недавно в высокоподвижной полупроводниковой структуре GaAs/AlGaAs было обнаружено туннелирование Зинера, которое возникает в латерально ограниченной двумерной (2D) электронной системе между заполненными и пустыми уровнями Ландау под действием электрического поля Холла [4]. Было показано, что в мостиках шириной  $W$  при большом числе заполненных уровней Ландау под действием постоянного электрического тока  $I_{dc}$  возникают осцилляции дифференциального сопротивления  $r_{xx}$ . Положение их максимумов в магнитном поле  $B$  определяется соотношением  $\gamma R_c e E_H = l \hbar \omega_c$ , где  $\gamma \approx 2$ ,  $R_c$  – циклотронный радиус,  $E_H = \rho_{xy} I_{dc} / W$  – поле Холла,  $l = 1, 2, 3, \dots$  – целое число, а  $\omega_c = eB/m^*$  — циклотронная частота.

К настоящему времени туннелирование Зинера, индуцированное полем  $E_H$  в 2D-системах, обнаружено в высоколегированных GaAs квантовых ямах [5], а также в 2D дырочном газе [6]. Совсем недавно было установлено, что туннелирование Зинера между уровнями Ландау проявляется в проводимости 2D-дисков Корбино [7], т.е. в ситуации, когда поле Холла

отсутствует. Было показано, что зинеровские осцилляции дифференциальной проводимости  $g_{xx}$  возникают в “узких” 2D-кольцах, у которых ширина много меньше их среднего радиуса. В “широких” кольцах осцилляции  $g_{xx}$  проявляются слабо из-за усреднения в радиально спадающем электрическом поле  $E_{dc}$ . В отличие от зинеровских осцилляций  $r_{xx}$  в мостиках Холла, которые периодичны по  $1/B$ , зинеровские осцилляции  $g_{xx}$  в “узких” 2D-кольцах периодичны по  $1/B^2$ . Связано это с тем, что в холловском мостике поле  $E_H$  с ростом  $B$  увеличивается линейно, а  $E_{dc}$  в дисках Корбино от  $B$  не зависит. В этой работе сообщается о результатах изучения нелинейных свойств “узких” квазидвумерных дисков Корбино. Цель работы состояла в экспериментальном обнаружении туннелирования Зинера между уровнями Ландау в двухподзонной электронной системе в условиях, когда холловское поле отсутствует.

Упрощенное изображение энергетической диаграммы двухподзонной электронной системы на основе широкой GaAs квантовой ямы представлено на рис. 1а. В яме заполнено две подзоны размерного квантования,  $E_1$  и  $E_2$ . В такой квазидвумерной системе во внешнем магнитном поле возникают две серии уровней Ландау, изображенные на рис. 1б. Электронный транспорт в двухподзонной системе определяется процессами рассеяния в каждой из подзон в отдельности, а также межподзонным рассеянием [8–15]. Холловское сопротивление в этом случае будет определяться суммарной концентрацией носителей заряда в подзонах,  $n_H = n_1 + n_2$ , а в диссипативном сопротивлении будут проявляться

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

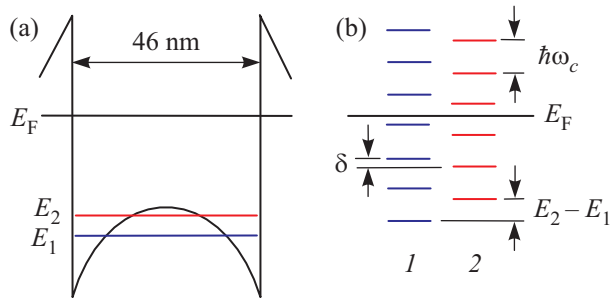


Рис. 1. (а) – Схематическое изображение профиля ограничивающего потенциала GaAs квантовой ямы шириной 46 нм с двумя заполненными подзонами размерного квантования,  $E_1$  и  $E_2$ ;  $E_F$  – положение уровня Ферми. (б) – Две серии уровней Ландау, возникающие из первой и второй подзон;  $\hbar\omega_c$  – энергетическое расстояние между уровнями Ландау в каждой серии,  $\delta$  – энергетическое расстояние между уровнями Ландау, которые принадлежат различным сериям

две серии осцилляций Шубникова–де Гааза (ШДГ). Наиболее ярким проявлением межподзонного рассеяния являются магнито-межподзонные (ММП) осцилляции сопротивления или проводимости [10, 12, 14]. Положение их максимумов в магнитном поле определяется условием  $E_2 - E_1 = k\hbar\omega_c$ , где  $k$  – целое положительное число. Это условие соответствует ситуации, когда энергетическое расстояние между уровнями Ландау в различных подзонах равно нулю, т.е. когда уровни Ландау для первой и второй подзон смыкаются, а межподзонное рассеяние становится резонансным.

Роль межподзонного рассеяния в нелинейном транспорте изучалась в работах [16–21]. Было показано, что в двухподзонной системе при большом числе заполненных уровней Ландау в нелинейном режиме возникает “интерференция” зинеровских и ММП-осцилляций [17]. Кроме того, было установлено, что двухподзонная система при низких температурах и величине тока выше некоторого значения переходит в состояние с нулевым  $r_{xx}$  [18]. Совсем недавно в GaAs квантовой яме с двумя заполненными подзонами были обнаружены осцилляции  $r_{xx}$  нового типа, возникающие в сильном магнитном поле и обусловленные пространственной вариацией энергетического расщепления между подзонами [21]. Перечисленные выше результаты были получены на холловских мостиках. Такая измерительная конфигурация, как отмечалось в работе [7], не позволяет исследовать нелинейную проводимость электронных систем в магнитном поле. Было показано, что для прямого измерения нелинейной проводимости следует использовать “узкие” диски Корбино. В

настоящей работе приводятся первые результаты экспериментального изучения нелинейной проводимости электронов в широкой GaAs квантовой яме с двумя заполненными подзонами размерного квантования при помощи “узких” дисков Корбино.

Исследуемые в работе диски Корбино изготавливались на основе селективно легированной гетероструктуры GaAs/AlAs. Она представляла собой GaAs квантовую яму с боковыми AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами [22, 23]. Ширина квантовой ямы составляла 46 нм. Структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложке. Исследовались нелинейные свойства дисков Корбино с внутренним радиусом  $r_1 = 0.9$  мм и внешним радиусом  $r_2 = 1$  мм (рис. 2а). В качестве контактов к электронному газу использова-

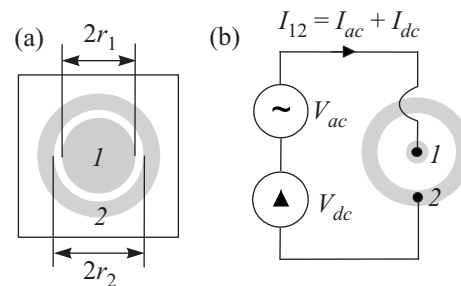


Рис. 2. (а) – Схема “узкого” диска Корбино с внутренним и внешним радиусами  $r_1$  и  $r_2$ . Белый цвет – области квазидвумерного электронного газа. Серый цвет – области омических контактов. Цифрами 1 и 2 обозначены внутренний и внешний омические контакты. (б) – Схема измерения дифференциальной проводимости  $g_{12} = I_{ac}/V_{ac}$

лась AuGe-эвтектика. Контакты формировались при помощи напыления слоев Ge и Au, оптической литографии и термического вжигания. Дифференциальная проводимость  $g_{12} = I_{ac}/V_{ac}$  измерялась на переменном токе  $I_{ac}$  частотой от 10 Гц до 1 кГц в присутствии постоянного электрического поля  $E_{dc} = V_{dc}/(r_2 - r_1)$  (рис. 2б). Амплитуда переменного напряжения  $V_{ac}$ , приложенного между контактами 1 и 2, во время измерений поддерживалась неизменной. Действующее значение  $V_{ac}$  не превышало 1 мВ. Измерения проводились при  $T = 4.2$  К в магнитных полях  $B < 1$  Тл. Концентрация и подвижность электронов в исследуемых дисках Корбино при  $T = 4.2$  К составляли  $n_H = 8.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$  и  $\mu = 140 \text{ м}^2/\text{Вс}$  соответственно. Три исследуемых диска показали одинаковые результаты. В работе приведены данные для одного из них.

Зависимость линейной проводимости  $G_{12}$  от  $B$  для изучаемой системы представлена на рис. 3 ( $G_{12} = g_{12} = I_{ac}/V_{ac}$  при  $V_{dc} = 0$ ). На этой зависимости

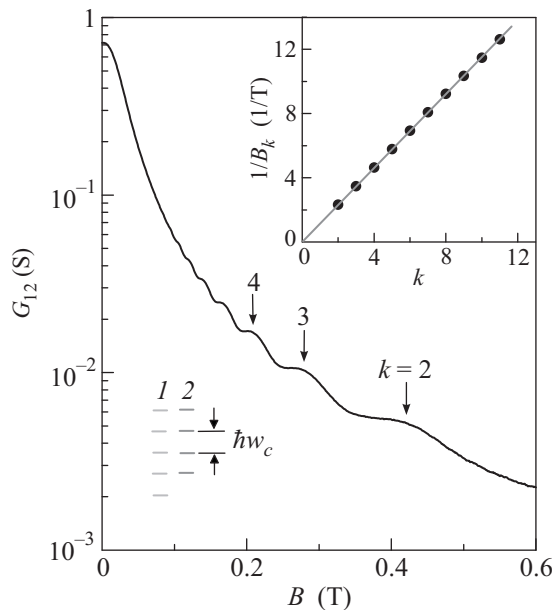


Рис. 3. Зависимости  $G_{12}(B)$  для квазидвумерного диска Корбино при  $T = 4.2$  К. Стрелками указано положение максимумов ММП-осцилляций с номерами  $k = 2, 3$  и  $4$ . На верхней вставке приведена зависимость  $1/B_k$  от  $k$ . На нижней вставке приведена схема уровней Ландау для значений магнитных полей  $B_k$  в максимумах ММП-осцилляций

в полях более  $0.1$  Тл возникают осцилляции проводимости, периодичные по  $1/B$  (верхняя вставка к рис. 3). В исследуемой структуре при  $T = 4.2$  К в полях менее  $0.5$  Тл осцилляции ШДГ не проявляются [19]. Это означает, что наблюдаемые в проводимости осцилляции обусловлены межподзонным рассеянием, а их максимумы возникают в условиях, когда расстояние между уровнями Ландау первой и второй подзон равняется нулю ( $\delta = 0$ ). Такая ситуация изображена на нижней вставке к рис. 3. Период ММП-осцилляций проводимости в исследуемой квантовой яме соответствует энергетическому расщеплению  $E_2 - E_1 \approx 1.5$  мэВ и разности концентраций в подзонах  $n_1 - n_2 \approx 0.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Исходя из величин  $n_1 + n_2$  и  $n_1 - n_2$ , можно сделать вывод о том, что концентрации в подзонах приблизительно равны:  $n_1 \approx 4.4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ ,  $n_2 \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Такие значения  $n_1$  и  $n_2$  позволяют заключить, что квантовые времена жизни в подзонах также приблизительно равны:  $\tau_{q1} \approx \tau_{q2} \approx \tau_q$  [13]. Зависимость логарифма относительной амплитуды ММП-осцилляций от  $1/B$  является линейной, а ее наклон соответствует  $\tau_q \approx 7$  пс [14].

На рис. 4 приведены зависимости  $g_{12}(E_{dc})$  для двух значений  $B$ , лежащих в области ниже  $0.1$  Тл. В поле  $B = 0.05$  Тл проводимость  $g_{12}$  с ростом  $E_{dc}$

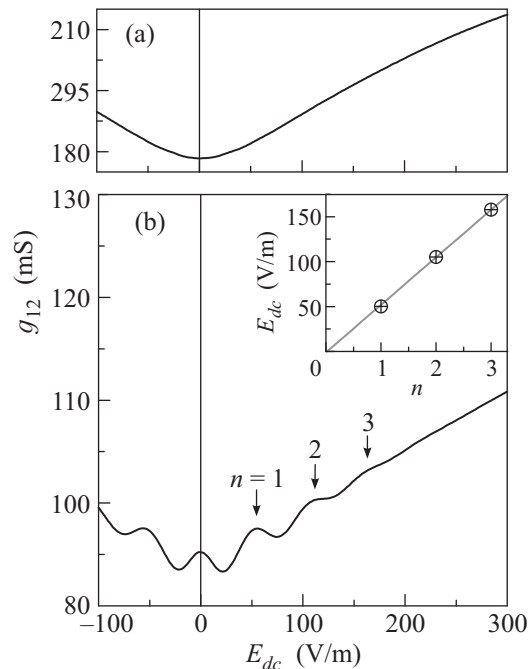


Рис. 4. Зависимости  $g_{12}(E_{dc})$  для квазидвумерного диска Корбино при  $T = 4.2$  К для  $B = 0.05$  Тл (а) и  $0.075$  Тл (б). На вставке приведена зависимость  $E_{dc}$  в максимумах осцилляций от номера  $n$

монотонно увеличивается, тогда как в поле  $B = 0.075$  Тл в зависимости  $g_{12}(E_{dc})$  появляется осциллирующая компонента. Вставка к рис. 4а показывает, что эти осцилляции периодичны по  $E_{dc}$ . Такое поведение  $g_{12}(E_{dc})$  позволяет предположить, что возникающая в квазидвумерных дисках Корбино осциллирующая компонента, как и в  $2D$ -дисках, обусловлена туннелированием электронов между уровнями Ландау в условиях, когда поле Холла отсутствует [7]. В “узких” дисках Корбино  $E_{dc} \approx V_{dc}/(r_2 - r_1)$ . В связи с этим максимумы зинеровских осцилляций должны возникать при выполнении условия  $2R_c e E_{dc} = l \hbar \omega_c$ . Суть последнего состоит в том, что электрон набирает энергию, необходимую для перехода между уровнями Ландау при больших факторах заполнения, в электрическом поле  $E_{dc}$  на дистанции  $2R_c$  [4, 5]. В двухподзонной системе туннелирование должно происходить между уровнями Ландау в каждой из подзон, а также между уровнями, принадлежащими различным подзонам [19]. Поэтому должны возникать три серии зинеровских осцилляций, положение максимумов которых будет определяться соотношениями  $2R_{c1} e E_{dc} = l_{11} \hbar \omega_c$ ,  $2R_{c2} e E_{dc} = l_{22} \hbar \omega_c$  и  $(R_{c1} + R_{c2}) e E_{dc} = l_{12} \delta$ , где  $l_{11}$ ,  $l_{22}$ ,  $l_{12}$  – целые положительные числа.

В исследуемой системе ситуация упрощается, так как в ней разность концентраций в подзонах много меньше  $n_H/2$ . Такое соотношение между  $n_1$  и  $n_2$  позволяет считать, что циклотронные радиусы в подзонах приблизительно равны:  $R_c \approx R_{c1} \approx R_{c2} \approx (\hbar/eB)(\pi n_H)^{1/2}$ . В этом случае для значений магнитных полей, соответствующих максимумам ММП-осцилляций, все три серии зинеровских осцилляций в исследуемых дисках Корбино должны иметь один и тот же период по  $E_{dc}$ . Зависимости  $g_{12}(E_{dc})$  для таких значений полей приведены на рис. 5. Хорошо видно, что с ростом  $B$  величины полей  $E_{dc}$ , соответ-

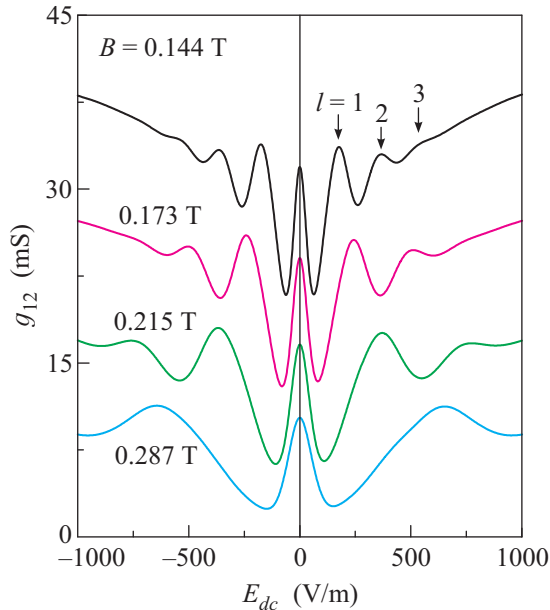


Рис. 5. (а) – Зависимости  $g_{12}(E_{dc})$  для квазидвумерного диска Корбино при  $T = 4.2$  К для различных величин магнитного поля  $B$ . Стрелками указано положение максимумов с номерами  $l = 1, 2$  и  $3$

ствующие положению зинеровских пиков под номерами  $l = 1, 2$  и  $3$ , возрастают. Рис. 6 демонстрирует, что значения  $E_{dc}$  для этих  $l$  линейно зависят от  $B^2$ . Расчет показал, что наклон зависимости  $E_{dc}(B^2)$  для основного зинеровского пика соответствует эффективной массе  $m^*/m_e = 0.069$ . Это согласуется с эффективной массой  $\Gamma$ -электронов в гетероструктурах GaAs/AlAs [24]. Хорошее согласие между экспериментальными и расчетными зависимостями указывает на то, что обнаруженные в “узких” квазидвумерных дисках Корбино осцилляции  $g_{12}$  от ( $E_{dc}$ ) обусловлены туннелированием Зинера между уровнями Ландау при больших факторах заполнения.

Таким образом, в настоящей работе при помощи дисков Корбино экспериментально изучено влияние постоянного электрического поля на проводимость

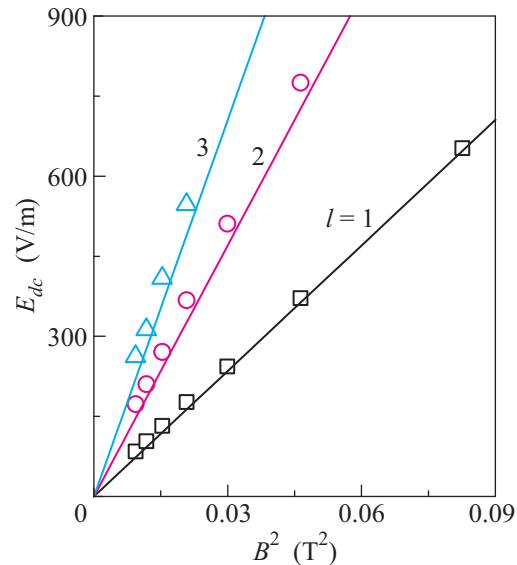


Рис. 6. Зависимости  $E_{dc}$  в максимумах осцилляций с номерами  $l = 1, 2$  и  $3$  от  $B^2$ . Линии соответствуют соотношению  $E_{dc} = (l/2)(e/m^*)(\pi n_H)^{-1/2}B^2$ , где  $m^* = 0.069m_e$

квазидвумерной электронной системы в сильном перпендикулярном магнитном поле в условиях, когда холловское поле отсутствует. Показано, что под действием постоянного электрического поля в квазидвумерных дисках Корбино, изготовленных на основе селективно легированных гетероструктур GaAs/AlAs, в области больших факторов заполнения возникают осцилляции дифференциальной проводимости, обусловленные туннелированием Зинера между уровнями Ландау.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект # 12-02-31709).

1. G. Gamov, Z. Phys. **51**, 204 (1928).
2. C. Zener, Proc. Roy. Soc. **145**, 523 (1934).
3. L. Esaki, Phys. Rev. **109**, 603 (1958).
4. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
5. A. A. Bykov, J. Zhang, S. Vitkalov et al., Phys. Rev. B **72**, 245307 (2005).
6. Y. Dai, Z. Q. Yuan, C. L. Yang et al., Phys. Rev. B **80**, 041310 (2009).
7. A. A. Bykov, D. V. Dmitriev, I. V. Marchishin et al., Appl. Phys. Lett. **100**, 251602 (2012).
8. H. L. Stormer, A. C. Gossard, and W. Weigmann, Solid State Commun. **41**, 707 (1982).
9. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
10. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).

11. M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan, *Phys. Rev. B* **49**, 5531 (1994).
12. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 563 (2008).
13. O. E. Raichev, *Phys. Rev. B* **78**, 125304 (2008).
14. A. V. Goran, A. A. Bykov, A. I. Toropov, and S. A. Vitkalov, *Phys. Rev. B* **80**, 193305 (2009).
15. A. A. Bykov, A. V. Goran, and S. A. Vitkalov, *Phys. Rev. B* **81**, 155322 (2010).
16. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 70 (2008).
17. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 450 (2008).
18. А. А. Быков, Е. Г. Мозулев, С. А. Виткалов, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 523 (2010).
19. А. В. Горан, А. К. Калагин, А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 576 (2011).
20. S. Wiedmann, G. M. Gusev, O. E. Raichev et al., *Phys. Rev. B* **84**, 165303 (2011).
21. S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vitkalov et al., *Phys. Rev. B* **86**, 075471 (2012).
22. K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
23. Д. В. Дмитриев, И. С. Стрыгин, А. А. Быков и др., *Письма в ЖЭТФ* **95**, 467 (2012).
24. C. Faugeras, D. K. Maude, G. Martinez et al., *Phys. Rev. B* **69**, 073405 (2004).