

Пространственная неоднородность индуцированных микроволновым излучением электронных состояний с нулевой проводимостью в двумерных дисках Корбино при больших факторах заполнения

А. А. БЫКОВ¹⁾

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

Поступила в редакцию 4 марта 2010 г.

В двумерных электронных дисках Корбино, изготовленных на основе GaAs/AlAs гетероструктур, обнаружены флуктуации микроволновой ЭДС в магнетополовом состоянии с проводимостью, близкой к нулю. Полученные экспериментальные данные объясняются пространственной неоднородностью и временной нестабильностью электронных состояний с нулевой проводимостью, индуцированных микроволновым излучением в двумерных дисках Корбино при больших факторах заполнения.

Электронный энергетический спектр двумерной системы (2D), помещенной в поперечное магнитное поле B , качественно изменяется по сравнению с ситуацией, когда $B = 0$, что приводит к появлению общеизвестных уровней Ландау. Расстояние между этими уровнями определяется циклотронной энергией $\hbar\omega_c$, где $\omega_c = eB/m^*$ – циклотронная частота, а m^* – эффективная масса электрона. В диссипативном сопротивлении ρ_{xx} квантование Ландау проявляется в виде осцилляций Шубникова – де Гааза (ШДГ) [1]. Эти осцилляции периодичны в обратном магнитном поле, а их период контролируется фактором заполнения $\nu = 2E_F/\hbar\omega_c$, где E_F – энергия Ферми. Амплитуда осцилляций ШДГ $\Delta\rho_{SDHO}$ при нулевой температуре зависит от темпа рассеяния электронов на случайном потенциале и определяется фактором Дингла $\lambda = \exp(-\pi/\omega_c\tau_q)$, где τ_q – квантовое время релаксации. При конечной температуре T величина $\Delta\rho_{SDHO}$ определяется соотношением [2]: $\Delta\rho_{SDHO} = 4\rho_0(X_T/\sinh X_T)\lambda\cos(\pi\nu)$, где ρ_0 – сопротивление в нулевом магнитном поле, а $X_T = 2\pi^2T/\hbar\omega_c$. Это соотношение показывает, что осцилляции ШДГ в области больших ν , когда уровни Ландау существенно уширены за счет рассеяния электронов на случайном потенциале примесей и дефектов, возникают в первом порядке фактора Дингла.

Квантование энергетического спектра 2D электронов в магнитном поле при больших ν проявляется в ρ_{xx} не только в первом порядке фактора Дингла, но и во втором. Хорошо известным типом таких осцилляций являются магнето-межподзонные осцилляции, которые возникают в квазидвумерных электронных

системах, то есть в системах с двумя и более заполненными подзонами размерного квантования [3]. Эти осцилляции наблюдались в одиночных GaAs квантовых ямах с двумя заполненными подзонами размерного квантования E_1 и E_2 [4]. Как и осцилляции ШДГ, они периодичны в обратном магнитном поле. Недавно магнето-межподзонные осцилляции сопротивления ρ_{xx} и проводимости σ_{xx} были обнаружены в двойных GaAs квантовых ямах [5]. Период магнето-межподзонных осцилляций определяется отношением $(E_2 - E_1)/\hbar\omega_c$ [6–8]. Еще одним типом осцилляций ρ_{xx} , возникающих при больших ν во втором порядке λ , являются осцилляции, обусловленные резонансным электронным рассеянием на акустических фононах [9–12]. Период этих осцилляций определяется отношением $2k_F u_S/\hbar\omega_c$, где k_F – волновой вектор Ферми, а u_S – скорость объемных акустических фононов [13].

Осцилляции ρ_{xx} и σ_{xx} при больших ν возникают не только в линейном транспорте, но и в неравновесных условиях, создаваемых микроволновым излучением. Более 30 лет назад было теоретически показано, что под действием микроволнового излучения частотой ω в 2D электронной системе, помещенной в поперечное магнитное поле, должны возникать осцилляции, период которых определяется отношением ω/ω_c [14]. Эти осцилляции были экспериментально открыты Зудовым с соавторами в GaAs/AlGaAs гетероструктурах [15]. Амплитуда ω/ω_c – осцилляций так же, как магнето-межподзонных и магнетофононных осцилляций, контролируется вторым порядком λ [16–19]. Неожиданным оказалось то, что ρ_{xx} и σ_{xx} в минимумах этих осцилляций могут принимать значения близкие к нулю [20–26]. К настоящему време-

¹⁾ e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

ни предложено несколько моделей электронных состояний с нулевым ρ_{xx} и нулевой σ_{xx} , индуцированных микроволновым излучением в 2D системах при больших ν [27–30]. Авторы теоретической работы [27] считают, что состояния с нулевой σ_{xx} являются пространственно-неоднородными и возникают в неравновесных системах с отрицательной абсолютной проводимостью.

Недавно в 2D электронных системах при больших ν были обнаружены осцилляции микроволновой ЭДС, положение максимумов которых в магнитном поле, как и осцилляций ρ_{xx} , индуцированных микроволновым излучением, определяется отношением ω/ω_c [24, 31, 32]. Обнаруженные ω/ω_c – осцилляции ЭДС возникают в 2D электронных системах с сильно асимметричной конфигурацией контактов к ней в отсутствие приложенного постоянного напряжения. Вскоре после их обнаружения теоретически было показано, что при наличии встроенного электрического поля в 2D системе вблизи контактов к ней микроволновое излучение приводит к ЭДС, которая осциллирует с периодом, определяемым отношением ω/ω_c [33], в полном согласии с полученными экспериментальными результатами. В настоящей работе показано, что микроволновая ЭДС, возникающая в 2D дисках Корбино, флуктуирует в зависимости от B в областях, где σ_{xx} принимает значение, близкое к нулю. Обнаруженное поведение указывает на то, что индуцированные микроволновым излучением в 2D электронных системах магнетопольные состояния с нулевой σ_{xx} [23, 26] являются пространственно-неоднородными и нестабильными во времени и возникают вследствие развития неустойчивости в системах с отрицательной абсолютной проводимостью [27].

Исследуемые в работе гетероструктуры с модулированным легированием представляли собой одиночные GaAs квантовые ямы с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Ширина GaAs квантовой ямы составляла 13 нм. Структуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на (100) GaAs подложках. Концентрация и подвижность 2D электронов в изучаемых гетероструктурах вычислялись из результатов измерений на холловских мостиках, имеющих ширину 50 мкм, а расстояние между потенциометрическими выводами 250 мкм. Мостики изготавливались с использованием оптической фотолитографии и жидкостного травления. Они были ориентированы вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, вдоль которых подвижность в GaAs/AlAs гетероструктурах имеет минимальное и максимальное значения, соответственно [34, 35]. Концентрация 2D электронов в

изучаемых образцах составляла $n_e = 7.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижности μ_x и μ_y , соответствующие направлениям $[110]$ и $[1\bar{1}0]$, вычислялись из величин ρ_{xx} и ρ_{yy} в нулевом магнитном поле и величины n_e , определенной из холловского сопротивления. При температуре $T = 4.2 \text{ К}$ они составляли: $\mu_x = 1.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $\mu_y = 2.1 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$.

Диски Корбино изготавливались методом вжигания индия. Исходные образцы имели форму квадрата размером 4.4 мм со сторонами, ориентированными вдоль направлений $[110]$ и $[1\bar{1}0]$. Внутренний диаметр диска составлял $\sim 0.5 \text{ мм}$, а внешний $\sim 3 \text{ мм}$. Схематический вид диска Корбино представлен на вставке к рис.1. Серые области соответствуют инди-

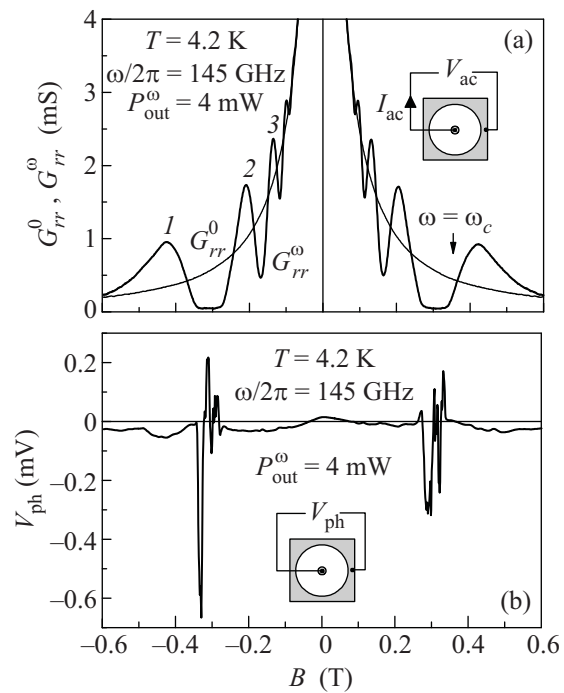


Рис.1. (а) Зависимости $G_{rr}^0(B)$ и $G_{rr}^\omega(B)$ 2D электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктуре при $T = 4.2 \text{ К}$, измеренные на диске Корбино без облучения (тонкая линия) и с облучением (толстая линия) на частоте 145 ГГц. Стрелкой указано положение циклотронного резонанса. На вставке изображена схема измерения проводимости в геометрии Корбино. Цифрами указаны номера ω/ω_c – осцилляций магнетопроводимости. (б) Зависимость $V_{ph}(B)$. На вставке изображена схема измерения ЭДС в геометрии Корбино

евым контактам к 2D электронному газу, который изображен белым цветом. Проводимость и сопротивление измерялись на переменном токе I_{ac} частотой (0.3–1) кГц. Напряжение между контактами в дисках Корбино V_{ac} не превышало 1 мВ. Микроволновое излучение подавалось на образец по круглому волноводу с внутренним диаметром 6 мм. Образцы рас-

полагались в нескольких миллиметрах от открытого конца волновода. Максимальная выходная мощность излучения используемого генератора составляла $P_{\text{out}} \sim 4$ мВт. При изучении влияния микроволнового поля на проводимость 2D электронного газа использовался режим непрерывной генерации излучения, а при регистрации ЭДС – режим амплитудной модуляции. Сигнал ЭДС V_{ph} измерялся между внутренним и внешним контактами диска Корбино на частоте амплитудной модуляции микроволновой мощности, которая составляла (0.3–1) кГц. Исследования проводились при $T = 4.2$ К в магнитных полях B до 1 Тл.

На рис.1а приведены зависимости проводимости 2D электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктуре от B , измеренные на диске Корбино. Видно, что под действием излучения в проводимости появляется осциллирующая составляющая. Проводимость 2D электронного газа при облучении его микроволновым полем может быть выражена как $G^\omega = G^0 + \Delta G^\omega$, где G^0 – проводимость в отсутствии облучения, а ΔG^ω – добавка к проводимости, обусловленная облучением образца, которая и приводит к осцилляциям в зависимости $G^\omega(B)$. Анализ показал, что индуцированные микроволновым излучением осцилляции $G^\omega(B)$, представленные на рис.1а, периодичны по $1/B$. Подобные осцилляции микроволновой фотопроводимости наблюдались ранее лишь в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с существенно большей электронной подвижностью и меньшей концентрацией [23]. Эти осцилляции обусловлены тем, что ΔG^ω является осциллирующей знакопеременной функцией отношения $j = \omega/\omega_c$ [14, 16–19]. Хорошо видно, что под действием микроволнового излучения в проводимости диска Корбино в области основного минимума этих осцилляций, расположенном между максимумами, обозначенными номерами 1 и 2, возникает магнетополовое состояние с близкой к нулю проводимостью.

На рис.1б представлены типичные магнетополовые зависимости ЭДС $V_{\text{ph}}(B)$, измеренные на том же диске Корбино. Видно, что в зависимости $V_{\text{ph}}(B)$ сигнал микроволновой ЭДС в областях магнитных полей, где проводимость диска Корбино близка к нулю, значительно возрастает. Возникающие в этих областях флуктуации ЭДС являются знакопеременными. Кроме того, хорошо видно, что флуктуации ЭДС в областях занулений проводимости несимметричны по знаку магнитного поля. Микроволновая ЭДС, осциллирующая в области больших ν , наблюдалась ранее в GaAs/AlGaAs гетероструктурах на прямоугольных образцах с несколькими контактами, расположенными по периметру образца и одним контактом в его

центре [24]. ЭДС возникала под действием микроволнового излучения лишь между центральным контактом и контактами, расположенными по периметру образца. Авторы работы [24] объяснили возникновение микроволновой ЭДС токовой нестабильностью за счет локального отрицательного сопротивления. В этой работе было также обнаружено, что величина и знак ЭДС в областях B , где ρ_{xx} имеет значение, близкое к нулю, зависят от направления развертки B . Как будет показано далее, в изучаемых в настоящей работе дисках Корбино флуктуации микроволновой ЭДС в состояниях, близких к нулевой проводимости, являются нестабильными во времени.

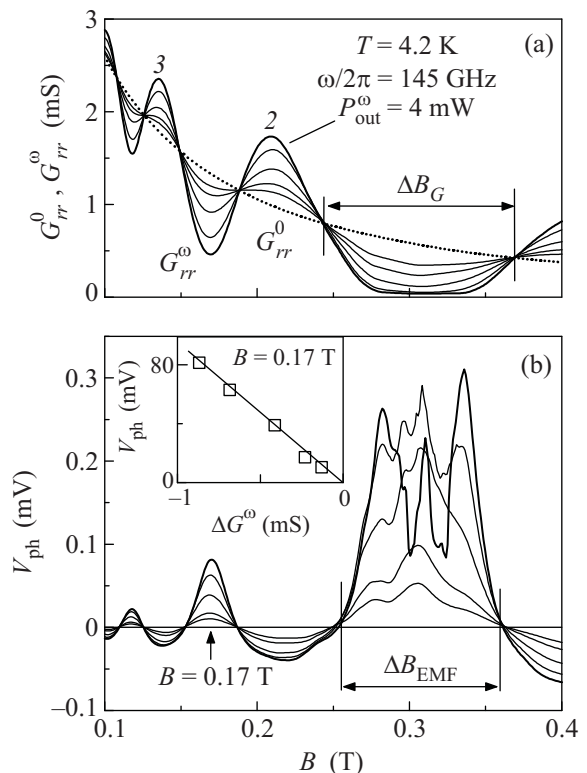


Рис.2. (а) Зависимости проводимости 2D электронного газа в GaAs/AlAs гетероструктуре от B , измеренные на диске Корбино при $T = 4.2$ К без облучения (пунктирная линия) и с облучением на частоте 145 ГГц (сплошные линии) при различных величинах микроволновой мощности. Жирная кривая – $P_{\text{out}}^\omega = 4$ мВт. (б) Зависимости $V_{\text{ph}}(B)$, измеренные при $T = 4.2$ К в GaAs/AlAs гетероструктуре, выполненной в геометрии диска Корбино при различных величинах микроволновой мощности для частоты облучения 145 ГГц. Жирная кривая – $P_{\text{out}}^\omega = 4$ мВт. На вставке изображена зависимость микроволновой ЭДС от микроволновой фотопроводимости в магнитном поле 0.17 Тл

На рис.2а представлены зависимости проводимости диска Корбино от B для различных величин микроволновой мощности. В соответствии с теоретичес-

кими работами [14, 16–19, 30] в зависимостях $G_{rr}^\omega(B)$ наблюдаются узлы, в которых фотопроводимость отсутствует. Как видно на рис.2b, аналогичные узлы наблюдаются и в зависимостях ЭДС от B , измеренных при различных величинах микроволновой мощности. В области основного минимума, где проводимость близка к нулю, положение узлов для зависимостей $G_{rr}^\omega(B)$ и $V_{ph}(B)$ не совпадают. То есть интервал между узлами ΔB_G (рис.2a) несколько больше интервала ΔB_{EMF} (рис.2b). Видимо, это связано с тем, что интервал ΔB_{EMF} соответствует области B , в которой проводимость приближается к нулю. Для осцилляций с номерами 2 и больше положение узлов в магнитном поле для проводимости и ЭДС совпадают. Вставка к рис.2b показывает зависимость величины ЭДС от величины микроволновой фотопроводимости для $B = 0.17$ Тл, то есть в минимуме проводимости между осцилляциями 2 и 3. Эта зависимость является линейной. В области занулений проводимости линейная зависимость $V_{ph}(\Delta G^\omega)$ отсутствует. Более того, как показывает рис.3, в этой области B величина и знак микроволновой ЭДС зависят от времени.

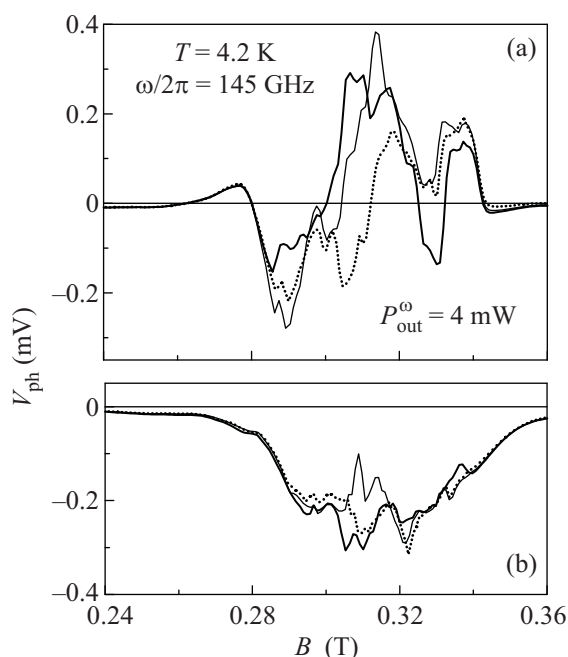


Рис.3 (а) Зависимости $V_{ph}(B)$, измеренные с металлических контактов к диску Корбино при $T = 4.2$ К в диапазоне B , где проводимость принимает значение, близкое к нулю. Кривые измерены с интервалом 20 мин. Время развертки 2 мин. (б) Те же зависимости после отогревания образца до комнатной температуры и последующего охлаждения до 4.2 К

Таким образом, обнаруженное в дисках Корбино поведение микроволновой ЭДС в области электронных состояний с проводимостью, близкой к нулю, качественно согласуется с теоретической работой [27] и экспериментальной работой [24]. То есть полученные экспериментальные данные указывают на то, что электронные состояния с нулевым сопротивлением и нулевой проводимостью, индуцированные микроволновым излучением в 2D системах при больших факторах заполнения являются пространственно-неоднородными и нестабильными во времени, и возникают в неравновесных системах с отрицательной абсолютной проводимостью [36].

Автор благодарит М. Зудова, С. Студеникина и И. Дмитриева за плодотворные дискуссии. Работа была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект # 08-02-01051.

1. L. Shubnikov and W. de Haas, Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden **207a**, 3 (1930).
2. P. T. Coleridge, R. Stoner, and R. Fletcher, Phys. Rev. B **39**, 1120 (1989).
3. А. А. Романов, Л. И. Магарилл, В. С. Сардарян, ФТП **4**, 1262 (1970).
4. D. R. Leadley, R. Fletcher, R. J. Nicholas et al., Phys. Rev. B **46**, 12439 (1992).
5. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан, А. И. Торопов, Письма в ЖЭТФ **87**, 563 (2008).
6. В. М. Поляновский, ФТП **22**, 2230 (1988).
7. М. Е. Raikh and T. V. Shahbazyan, Phys. Rev. B **49**, 5531 (1994).
8. О. Е. Raichev, Phys. Rev. B **78**, 125304 (2008).
9. М. А. Zudov, I. V. Ponomarev, A. L. Efros et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 3614 (2001).
10. А. А. Быков, А. К. Калагин, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **81**, 646 (2005).
11. А. Т. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **102**, 086808 (2009).
12. А. А. Быков, А. В. Горан, Письма в ЖЭТФ **90**, 630 (2009).
13. О. Е. Raichev, Phys. Rev. B **80**, 075318 (2009).
14. В. И. Рыжий, ФТТ **11**, 2577 (1969).
15. М. А. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., Phys. Rev. B **64**, 201311(R) (2001).
16. М. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).
17. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **70**, 165305 (2004).
18. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
19. I. A. Dmitriev, M. Khodas, A. D. Mirlin et al., Phys. Rev. B **80**, 165327 (2009).

20. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Nature* **420**, 646 (2002).
21. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
22. S. I. Dorozhkin, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
23. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuttila et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 096803 (2003).
24. R. L. Willett, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 026804 (2004).
25. А. А. Быков, А. К. Бакаров, Д. Р. Исламов и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 466 (2006).
26. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 638 (2008).
27. A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 056803 (2003).
28. A. D. Chepelianskii, A. S. Pikovsky, and D. L. Shepelyansky, *Eur. Phys. J. B* **60**, 225 (2007).
29. I. G. Finkler and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **79**, 085315 (2009).
30. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, *Phys. Rev. B* **80**, 241308(R) (2009).
31. А. А. Быков, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 281 (2008).
32. S. I. Dorozhkin, I. V. Pechenezhskiy, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **102**, 036602 (2009).
33. I. A. Dmitriev, S. I. Dorozhkin, and A. D. Mirlin, *Phys. Rev. B* **80**, 125418 (2009).
34. А. А. Быков, А. К. Бакаров, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **74**, 182 (2001).
35. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 891 (2007).
36. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, Д. В. Номоконов и др., *Письма в ЖЭТФ* **86**, 695 (2007).