Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 11, с. 806 – 810 © 2013 г. 10 декабря

Микроволновый отклик баллистической квантовой точки

З. Д. Квон[+*], *Г. М. Гусев*, *А. Д. Левин*, *Д. А. Козлов*[+1)], *Е. Е. Родякина*[+], *А. В. Латышев*[+]

[+]*Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 05315-970 São Paulo, SP, Brazil

Поступила в редакцию 30 октября 2013 г.

Экспериментально исследован микроволновый отклик (фотоЭДС и фотокондактанс) латеральной баллистической квантовой точки, созданной на основе высокоподвижного двумерного электронного газа в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, в диапазоне частот 110–170 ГГц. Найдено, что асимметрия фотоЭДС по знаку магнитного поля носит мезоскопический характер в зависимости не только от магнитного поля, но и от мощности излучения. Это свидетельствует о нарушении соотношения Онсагера, связанного с эффектами межэлектронного взаимодействия, в мезоскопическом фотогальваническом эффекте. Обнаружен сильный рост кондактанса точки под действием микроволнового излучения, имеющий не разогревную природу, а также индуцированные этим излучением магнитоосцилляции.

DOI: 10.7868/S0370274X13230148

Микроволновый отклик латеральных квантовых точек на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (ДЭГ) является предметом достаточно интенсивных исследований в течение последних 10–15 лет. Однако подавляющее большинство работ на эту тему посвящено изучению квантовых точек, содержащих единичное число электронов [1–3], хотя изучение баллистических квантовых точек, содержащих большое число электронов, представляет безусловный интерес [4, 5]. В частности, именно в таких точках было обнаружено нарушение соотношения Онсагера в нелинейном транспорте [4], а также подавление фотогальванического эффекта магнитным полем [5]. Кроме того, для таких точек существуют интересные теоретические предсказания о возможности их многофотонного возбуждения [6].

В данной работе изучен микроволновый отклик (фотоЭДС и фотокондактанс) открытой баллистической квантовой точки (КТ) площадью около 1 мкм^2, содержащей порядка 10^3 электронов. Указанные точки изготавливались с помощью электронной литографии на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs с высокоподвижным двумерным электронным газом, имеющим концентрацию $(3-4)\cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и подвижность $(4-5)\cdot 10^5$ см^2/В·с. Соответствующая длина свободного пробега, составляющая около 4–5 мкм, значительно превышала размер точки. Расстояние от поверхности структуры до ДЭГ было равно 105 нм. Образцы представляли собой холловские мостики. На центральную часть каждого такого мостика был напылен узкий металлический затвор. Внутри затвора с помощью электронной литографии было образовано отверстие в форме "стадиона" либо окружности. Изображение центральной части образца с отверстием в форме "стадиона", полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, приведено на рис. 1a. При приложении к затвору отрицательного смещения в этой области образуется квантовая точка, соединяющаяся с двумерными ферми-морями через потенциальные барьеры. Высота последних регулируется смещением. Подчеркнем, что области входа и выхода описываемой точки также покрыты затвором, в отличие от их стандартного изготовления с расщеплением затвора. Такая технология была выбрана, чтобы снизить относительное влияние микроволнового излучения на потенциальные барьеры, отделяющие точку от двумерных ферми-морей. На рис. 1b приведены результаты численного расчета электростатики точки в приближении Томаса–Ферми, когда через входы в точку проходит только одна мода. В этом случае эффективная расчетная площадь точки равна приблизительно 0.7 мкм^2 и она содержит около $2.9\cdot 10^3$ электронов. В работе измерялись фотоЭДС ($V_{\rm ph}$) и кондактанс (G) при температуре 1.5–4.2 К в магнитных полях до 1 Тл под воздействием микроволнового излучения в диапазоне частот от 110 до 170 ГГц. Зависимость кондактанса точки от затворного напряжения в отсутствие микро-

1) e-mail: dimko@isp.nsc.ru

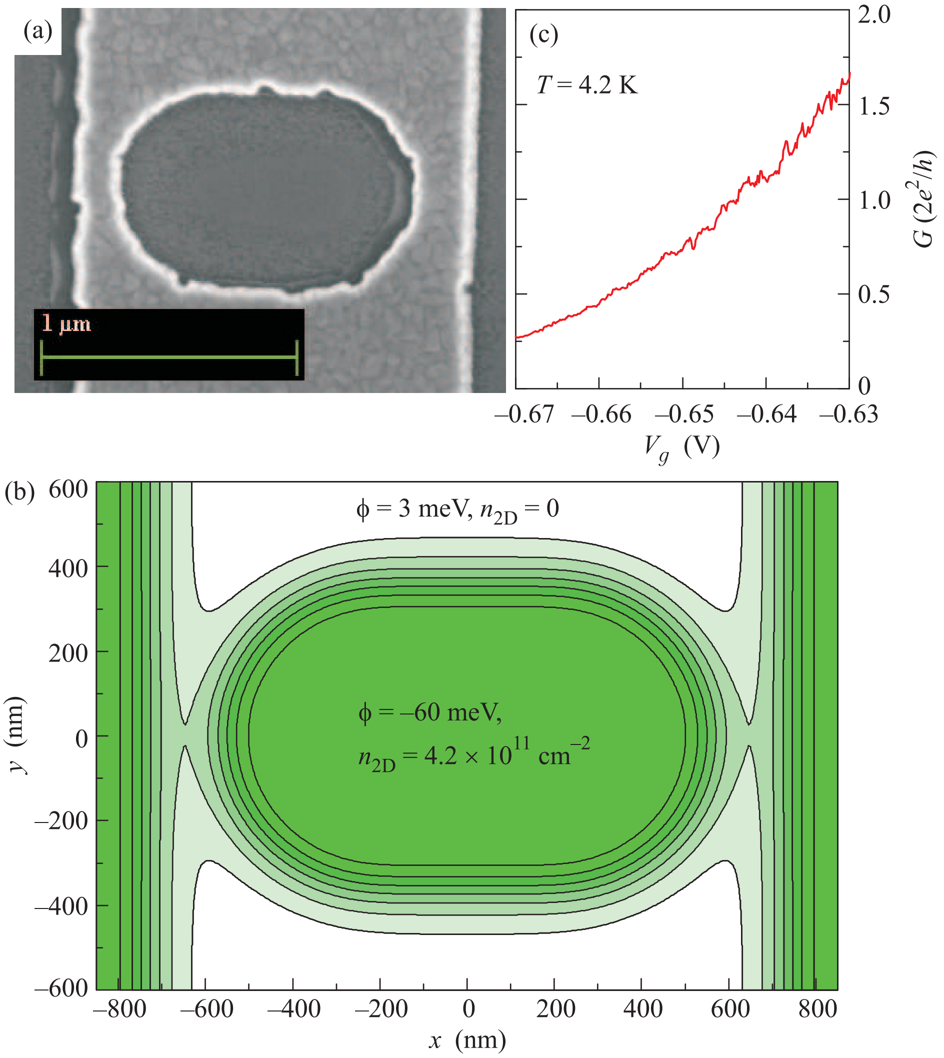

Рис. 1. (a) – Изображение квантовой точки в электронном микроскопе. (b) – Распределение электростатического потенциала на границе гетероперехода GaAs/AlGaAs внутри точки, рассчитанное в приближении Томаса–Ферми. (c) – Зависимость кондактанса G точки от затворного напряжения при $T = 4.2$ K

волнового излучения показана на рис. 1c. Как видно, при затворных напряжениях меньше -0.7 В точка находится в закрытом состоянии. Открытое состояние точки, когда кондактанс сравним с e^2/h и больше, возникает при $V_g > -0.66$ В. Несмотря на баллистический характер транспорта зависимость $G(V_g)$ носит монотонный характер. На ней отсутствуют какие-либо плато, свидетельствующие о квантовании кондактанса. Это может быть вызвано большим размером точки и тем, что, как показывает расчет формы потенциала барьеров (см. рис. 1b), из-за отсутствия расщепления затвора квантовые проволоки на входе и выходе точки оказываются аномально короткими (порядка 20 нм), а потенциал, формирующий проволоку, – не вполне адиабатическим. Это, как показано в [7], может привести к полному подавлению квантования кондактанса даже при нулевой температуре. Отметим, что точка круговой формы также изучалась в данном эксперименте. Ее качественное поведение не отличалось принципиальным образом от поведения описанной выше эллиптической точки.

Начнем обсуждение полученных результатов с экспериментов по мезоскопическому фотогальваническому эффекту. На рис. 2a показана типичная зависимость фотоЭДС квантовой точки от магнитного поля при частоте микроволнового излучения 169.45 ГГц. Ее поведение имеет три особенности: 1) в слабых магнитных полях (до 0.3 Тл) наблюдается резкое (более чем на порядок) падение ее величины с ростом магнитного поля, 2) в более сильных полях возникают ее осциллирующая зависимость от магнитного поля, 3) зависимость фотоЭДС от магнит-

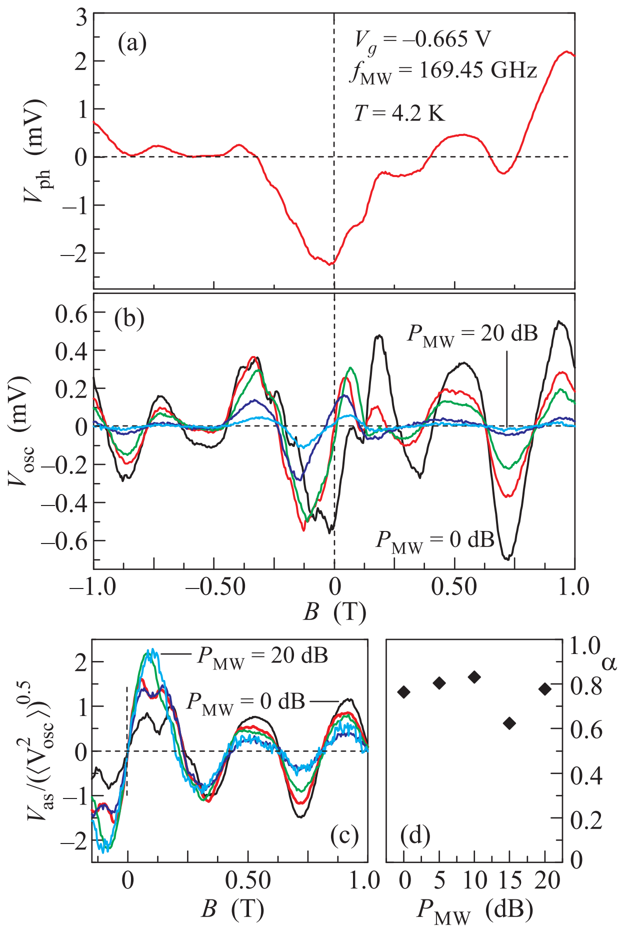

Рис. 2. (a) – Зависимость фотоЭДС $V_{\rm ph}$ от магнитного поля для частоты падающего излучения 169.45 ГГц при затворном напряжении $V_g = -0.665$ В и температуре $T = 4.2$ К. (b) – Флуктуирующая часть фотоЭДС $V_{\rm osc}$ при тех же условиях в зависимости от мощности падающего излучения (ослабление от 0 до 20 дБ с шагом 5 дБ); (c) – флуктуирующая часть фотоЭДС $V_{\rm as}$, не симметричная по направлению магнитного поля в зависимости от мощности падающего излучения, нормированная на среднеквадратичную амплитуду осцилляций $\sqrt{\langle V^2_{\rm osc}\rangle}$; (d) – Зависимость величины асимметрии фотоЭДС $\alpha = \sqrt{\langle V^2_{\rm as}\rangle}/\sqrt{\langle V^2_{\rm osc}\rangle}$ от мощности падающего излучения $P_{\rm MW}$

ного поля носит существенно несимметричный характер ($V_{\rm ph}(B) \neq V_{\rm ph}(-B)$), хотя она измеряется в двухточечной схеме. Обсудим все три указанные особенности. Впервые резкое падение фотоЭДС баллистической квантовой точки с вводом магнитного поля было обнаружено в работе [5] в более низком частотном диапазоне (10–40 ГГц). Оно было объяснено подавлением магнитным полем асимметрии рассеяния электронов, возникающей в результате неодинаковости потенциала на входе и выходе точки, которая может появиться как вследствие действия флуктуационного потенциала отдельных примесей, так и в результате неидеального изготовления точки. Осциллирующая фотоЭДС, скорее всего, связана уже с флуктуациями высоты и формы самих потенциальных барьеров, возникающими из-за флуктуационного потенциала случайных примесей. На этот факт указывает большая величина корреляционного магнитного поля, составляющая 0.3 –0.5 Тл и, таким образом, соответствующая характерным размерам порядка 100 нм, что почти на порядок меньше размера точки. Несимметричность фотоЭДС относительно смены знака магнитного поля может быть обусловлена ее неравновесной природой. Отметим, что впервые нарушение симметрии фотогальванического эффекта относительно смены знака магнитного поля (нарушение соотношения Онсагера) было обнаружено в работе [8]. Однако в ней был зафиксирован только сам факт этого нарушения без его последовательного изучения (в частности, исследования зависимости от мощности). Спустя почти десятилетие в работах [9–12] было показано, что нарушение соотношения Онсагера в мезоскопических эффектах возможно именно в неравновесных условиях из-за эффектов электрон-электронного взаимодействия. Последующие эксперименты по измерению транспортного отклика в условиях слабого [4, 13, 14] и сильного [15, 16] отклонения от равновесия подтвердили выводы теории. Таким образом, в мезоскопическом фотогальваническом эффекте по самой его неравновесной природе должно нарушаться соотношение Онсагера. На рис. 2b показана зависимость флуктуирующей части фотоЭДС $V_{\rm osc}$ от магнитного поля для нескольких значений мощности микроволнового излучения. Хорошо видно, что с ростом мощности, наряду с увеличением амплитуды флуктуаций фотоЭДС, растет асимметрия сигнала относительно знака магнитного поля. На рис. 2c приведена зависимость от магнитного поля асимметричной флуктуирующей части фотоЭДС $V_{\rm as}(B) = \left[V_{\rm osc}(B) - V_{\rm osc}(-B)\right]/\sqrt{\langle V^2_{\rm osc}\rangle}$, нормированной на величину флуктуаций фотоЭДС, для таких же значений мощности, как и на рис. 2b. Ясно прослеживается мезоскопический характер асимметричной части при изменении мощности: в слабых полях она падает с ростом мощности, а в более сильных, наоборот, нарастает. При этом величина асимметрии сравнима с величиной полного сигнала и наблюдается ее слабая немонотонная зависимость от мощности (рис. 2d). Итак, даже при самых малых мощностях, используемых в данном эксперименте, нарушение соотношения Онсагера проявляется заметным образом. Это неудивительно, поскольку фотогальванический эффект, как было отмечено выше, является принципиально неравновесным явлением.

Обсудим теперь поведение кондактанса исследуемой квантовой точки под действием микроволнового излучения. На рис. 3 представлены магнитополевые

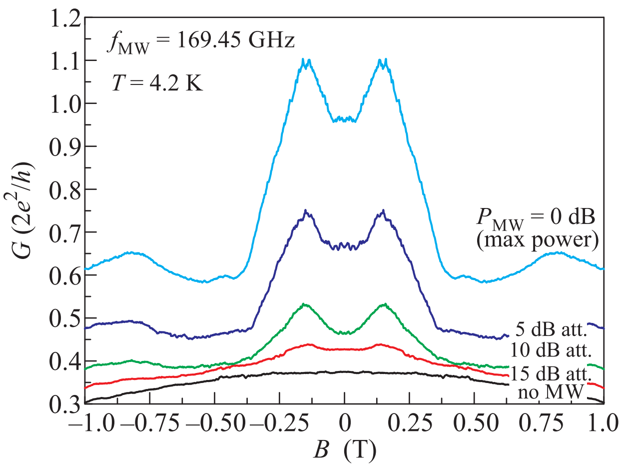

Рис. 3. Зависимость кондактанса баллистической квантовой точки от магнитного поля при различной мощности микроволнового излучения ($V_g = -0.67$ В)

зависимости кондактанса при различных мощностях излучения для затворного напряжения $V_g = -0.67$ В, когда кондактанс точки равен $0.37 \times (2e^2/h)$, т.е. соответствует режиму полузакрытой КТ. В отсутствие излучения наблюдается небольшое положительное магнитосопротивление, свидетельствующее о частичном отражении возникающего в магнитном поле краевого токового состояния. Появление микроволнового излучения приводит к двум эффектам. Во-первых, кондактанс точки в нулевом магнитном поле уменьшается, а при максимальной мощности он равен примерно $2e^2/h$, т.е. соответствует уже открытой точке. Во-вторых, и это самое интересное, излучение индуцирует осциллирующее поведение кондактанса.

Начнем обсуждение приведенных выше результатов с поведения кондактанса в нулевом магнитном поле. Рис. 3 ясно показывает, что микроволновое излучение приводит к сильному (в три раза) росту кондактанса, фактически переводя точку из полузакрытого состояния в открытое. Столь сильное влияние невозможно объяснить эффектами разогрева, поскольку одновременное измерение шубниковских осцилляций на макроскопической части образца указывает на разогрев образца максимум на 1–2 градуса. Троекратное же увеличение кондактанса требует разогрева вплоть до азотной температуры. Возможным механизмом столь сильного роста кондактанса баллистической квантовой точки под действием микроволнового излучения может быть ее многофотонное возбуждение, предсказанное в работе [6]. Однако однозначное объяснение требует дальнейших экспериментов. Появление осциллирующей зависимости кондактанса КТ $G(B)$, индуцированной микроволновым излучением, напоминает о другом явлении – индуцированных микроволновым излучением осцилляциях сопротивления высокоподвижного двумерного электронного газа (MIRO) [17]. Однако существует несколько принципиальных отличий обнаруженных осцилляций от MIRO. Во-первых, они нерегулярны. Во-вторых, они не соответствуют никаким гармоникам циклотронного резонанса, а характерный период по магнитному полю на порядок превышает тот, что наблюдается для MIRO. Таким образом, ограничение движения электрона является принципиальным для существования осцилляций, наблюдаемых в данной работе, и их природа вряд ли имеет какое-либо отношение к MIRO. Более реальным предположением кажется связь обнаруженных осцилляций с гармониками магнетоплазмонных резонансов, возникающих внутри точки. Однако оценка частоты основной плазмонной моды дает для размера 1 мкм величину около 700 ГГц, слишком высокую для того, чтобы говорить о наблюдаемых гармониках на частоте 169 ГГц. Выяснение природы найденных осцилляций требует дальнейших экспериментов.

Таким образом, проведенное в данной работе исследование микроволнового отклика баллистической КТ показывает, что ее фотоЭДС и фотокондактанс проявляют целый ряд новых свойств, дальнейшее изучение которых представляет несомненный интерес.

Работа поддержана РФФИ, РАН, а также FAPESP и CNPq (Brazilian agencies). При ее проведении было также использовано оборудование ЦКП “Наноструктуры” при ИФП СО РАН.

1. T. H. Oosterkamp, T. Fujisawa, W. G. van der Wiel et al., Nature **395**, 873 (1998).
2. J. M. Elzerman, S. De Franceschi, D. Goldhaber-Gordon et al., J. Low. Temp. Phys. **118**(5, 6), 375 (2000).
3. G. Platero and R. Aguado, Phys. Rep. **395**(1, 2), 1 (2004).
4. D. M. Zumbühl, C. M. Marcus, M. P. Hanson et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 206802 (2006).
5. J. Q. Zhang, S. Vitkalov, Z. D. Kvon et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 226807 (2006).
6. T. Prosen and D. L. Shepelyansky, Eur. Phys. J. **B** **46**(4), 515 (2005).

7. Д. А. Козлов, З. Д. Квон, А. Е. Плотников и др., Письма в ЖЭТФ **86**(10), 752 (2007).
8. A. A. Bykov et al., Proc. of 12th International Conference *High magnetic fields in the physics of semiconductos*, v. 1, (1996), p. 523.
9. B. Spivak and A. Zyuzin, Phys. Rev. Lett. **93**, 226801 (2004).
10. M. L. Polianski and M. Büttiker, Phys. Rev. Lett. **96**, 156804 (2006).
11. E. Deyo, B. Spivak, and A. Zyuzin, Phys. Rev. B **74** 104205 (2006).
12. M. L. Polianski and M. Buttiker, Phys. Rev. B **76**, 205308 (2007).
13. R. Leturcq, D. Sánchez, G. Götz et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 126801 (2006).
14. L. Angers, E. Zakka-Bajjani, R. Deblock et al., Phys. Rev. B **75**, 115309 (2007).
15. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky et al., Europhys. Lett. **88**, 47007 (2009).
16. F. G. G. Hernandez, G. M. Gusev, Z. D. Kvon et al., Phys. Rev. B **84**, 075332 (2011).
17. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov et al., Rev. Mod. Phys **84**, 1709 (2012).