

Влияние продольного магнитного поля на гистерезис магнетосопротивления двумерного электронного газа в режиме квантового эффекта Холла

*М. В. Буданцев¹⁾, А. Г. Погосов, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Порталь**

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

** GHMFL-CNRS, BP-166, F-38042 Grenoble, Cedex 9, France*

INSA-Toulouse, Toulouse 31077, Cedex 4, France

and Institut Universitaire de France, Toulouse, France

Поступила в редакцию 18 декабря 2008 г.

Изучено влияние продольного магнитного поля на особенности магнетосопротивления узкого проводящего канала, помещенного в бассейн с макроскопическим двумерным электронным газом, выражающиеся в гистерезисном поведении магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла. Установлено, что петли гистерезиса, наблюдаемые в различных диапазонах факторов заполнения, можно разделить на две группы, отличающиеся как откликом на продольное магнитное поле, так и температурной зависимостью. Основные особенности, наблюдаемые вблизи целочисленных факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$, практически не зависят от продольного магнитного поля, что указывает на то, что их происхождение не связано со спиновыми эффектами, в то время как дополнительные особенности, наблюдаемые при $\nu \approx 1.8$ и $\nu \approx 2.2$, подавляются продольным магнитным полем $B_{\parallel} \approx 6$ Тл и практически не зависят от температуры в диапазоне от 45 мК до 1 К.

PACS: 71.45.-d, 73.23.-b, 73.43.-f

Двумерный электронный газ (2DEG) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ), находящийся в условиях зануления продольного сопротивления $R_{2\text{DEG}}$, демонстрирует существенно неравновесное поведение, выражющееся в гистерезисе по магнитному полю его зарядовой плотности (для структур с металлическим затвором) [1–3], намагниченности [4–6], электрохимического потенциала [7, 8]. Изучение этого поведения 2DEG на холловских пластинах осложняется тем, что в этих условиях отсутствует магнетосопротивление. Однако в ряде недавно вышедших работ было показано, что магнетосопротивление узкого проводящего канала, помещенного в макроскопический 2DEG, обнаруживает значительный гистерезис [9–13]. Изучение температурных и магнетополевых зависимостей гистерезиса позволило установить феноменологическое сходство между гистерезисом магнетосопротивления и гистерезисом упомянутых выше физических величин. В частности, было показано, что диапазоны факторов заполнения $\Delta\nu$, при которых наблюдается неравновесность, на разных экспериментальных образцах при применении разных экспериментальных методов практи-

чески совпадают [13], что указывает на универсальность этой величины.

В настоящее время нет однозначной интерпретации наблюдаемого гистерезиса. Наиболее распространенное объяснение опирается на модель вихревых индукционных токов с длительной релаксацией в условиях зануления продольной проводимости 2DEG. Однако в работе [13] было показано, что возникновение неравновесности не связано напрямую с возникновением диэлектрического состояния 2DEG. Альтернативная интерпретация основана на предположении о наличии локальных минимумов в термодинамическом потенциале 2DEG, что может привести к неоднозначной зависимости от внешних параметров [14, 13], однако обоснование этого утверждения требует дальнейших исследований. Кроме того, существуют также теоретические работы, в которых предсказывается гистерезис сопротивления узкого проводящего канала, связанный со спином электронов [15, 16]. Влияние спиновых эффектов традиционно выявляется приложением продольного магнитного поля. Однако до настоящего времени исследуемое явление в наклонных магнитных полях не изучалось. Отметим, что при измерениях магнитного момента постановка эксперимента по изучению вли-

¹⁾e-mail: budants@isp.nsc.ru

ятия продольного магнитного поля затруднительна, так как при этих измерениях угол между магнитным полем и 2DEG (кантилевером) не является свободным параметром.

В настоящей работе изучается гистерезис магнетосопротивления сужения, помещенного в макроскопический 2DEG, в наклонных магнитных полях. Исследуется выраженный гистерезис магнетосопротивления вблизи $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Кроме этих особенностей, которые мы будем называть основными, видны также дополнительные особенности, поведение которых существенно отличается.

Экспериментальные образцы изготавливались на основе гетероперехода AlGaAs/GaAs с 2DEG, подвижность и концентрация электронов в котором при температуре $T = 4.2$ К составляли $\mu \approx 800 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}$ с $n_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно. На макроскопическом холловском мостике методом электронной литографии создавалось сужение, длина и эффективная ширина которого составляли 6.6 и $0.6 \div 0.7 \text{ мкм}$, соответственно. Рядом создавался холловский мостик с немодулированным 2DEG. Детальное описание экспериментальных образцов приводится в работах [12, 13]. В работе проводилось сравнительное исследование магнетосопротивления 2DEG с сужением и без него в наклонных магнитных полях в температурном диапазоне от 45 мК до 1 К. Измерения проводились на переменном токе 10 нА частотой 7 Гц, скорость развертки магнитного поля составляла 1 Тл/мин. Образец помещался в магнитное поле, ориентированное под углом α относительно нормали к плоскости 2DEG. Измерения проводились при углах α в диапазоне $0 \div 64^\circ$, в магнитных полях до 15 Тл. Величина инструментальной ошибки измерения гистерезиса магнетосопротивления, связанная с наличием небольшого гистерезиса развертки магнитного поля, не превышала 70 Ом, что почти на порядок меньше измеряемых величин. Ввиду того, что концентрация электронов в сужении может быть несколько меньше n_s в немодулированном 2DEG [13], далее во избежание недоразумений описание экспериментальных результатов проводится в терминах факторов заполнения немодулированного 2DEG ν .

На рис.1а приведены зависимости магнетосопротивления сужения, помещенного в 2DEG, R_A и магнетосопротивления немодулированного 2DEG $R_{2\text{DEG}}$, измеренные при увеличении ($B \uparrow$ развертка) и при уменьшении ($B \downarrow$ развертка) магнитного поля B , направленного перпендикулярно плоскости 2DEG (поперечное направление). Магнетосопротивление сужения демонстрирует гистерезис на фоне нулевого $R_{2\text{DEG}}$ вблизи целочисленных факторов заполнения

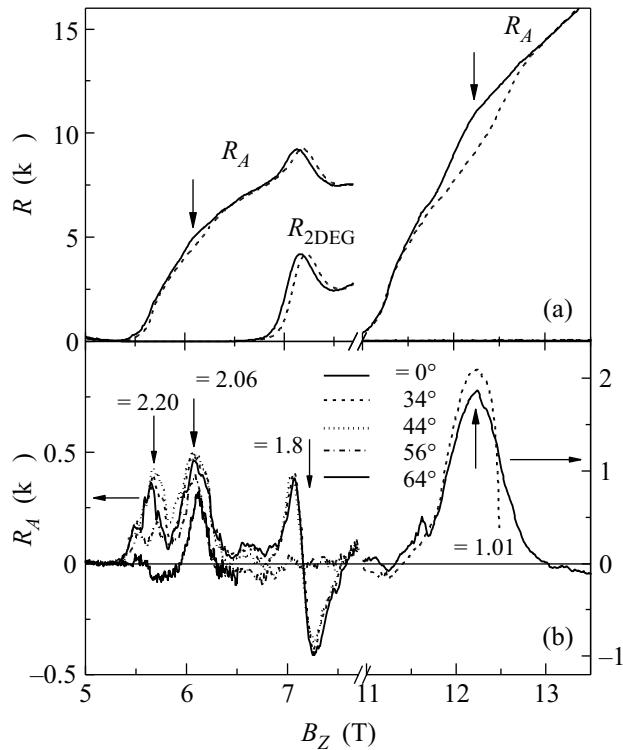


Рис.1. (а) Зависимости сопротивления узкого проводящего канала R_A и макроскопического 2DEG $R_{2\text{DEG}}$, измеренные в поперечном магнитном поле при температуре 45 мК. Сплошная линия и штриховая соответствуют $B \uparrow$ и $B \downarrow$ разверткам соответственно. (б) Зависимости гистерезиса ΔR_A , измеренные при различных углах отклонения магнитного поля от нормали к плоскости 2DEG, изображенные как функция поперечной компоненты магнитного поля B_z : $\alpha = 0^\circ, 34^\circ, 44^\circ, 56^\circ, 64^\circ$. Жирные вертикальные стрелки указывают на основные особенности, тонкие – на дополнительные

немодулированного 2DEG $\nu = 1$ и $\nu = 2$. Для подробного исследования обсуждаемых особенностей на рис.1б и рис.3 (см. ниже) приводятся разностные кривые $\Delta R_A = R_A(B \uparrow) - R_A(B \downarrow)$. На рис.1б жирной сплошной линией показана зависимость $\Delta R_A(B)$, измеренная в поперечном магнитном поле. Точные положения пиков гистерезиса соответствуют факторам заполнения $\nu \approx 1.01$ и $\nu \approx 2.06$, а их ширины значительно уже ширины плато зануления $R_{2\text{DEG}}$ и равны $\Delta\nu \approx 0.1$ и $\Delta\nu \approx 0.2$, соответственно. Эти значения близки к наблюдаемым ранее в гистерезисе магнетосопротивления [13] и намагниченности [5], что еще раз подтверждает вывод об универсальности протяженностей областей существования гистерезиса.

Как видно из рис.1б, кроме упомянутых основных особенностей вблизи $\nu = 2$, наблюдаются также

дополнительные. Один дополнительный пик виден на фоне зануления $R_{2\text{DEG}}$ при $\nu \approx 2.20$ в непосредственной близости к основному пику. Подобная “дублетная” структура наблюдалась и ранее [10], и объяснялась наличием неоднородностей в образце. Кроме того, на выходе из плато зануления $R_{2\text{DEG}}$ при приближении к $\nu = 5/3$ со стороны слабых магнитных полей наблюдается дополнительная знакопеременная осцилляция гистерезиса как R_A , так и $R_{2\text{DEG}}$.

Измерения R_A и $R_{2\text{DEG}}$ при различных углах отклонения α вектора магнитного поля от нормали к плоскости 2DEG приведены на рис.1б. Амплитуда пиков гистерезиса при $\nu \approx 1.01$ и $\nu \approx 2.06$ в пределах экспериментальной точности практически не зависит от α (рис.2), а следовательно, и от нали-

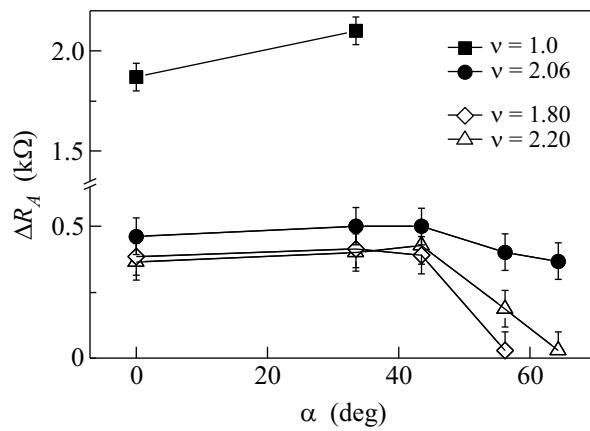


Рис.2. Зависимость амплитуд особенностей гистерезиса при базовой температуре. Основные особенности показаны черными точками, дополнительные особенности – светлыми

чия продольной компоненты B . Таким образом, возникновение этих особенностей полностью обусловлено поперечной компонентой B . Это обстоятельство позволяет сделать важный вывод о том, что возникновение основных пиков гистерезиса не связано со спином электрона, и указывает на их диамагнитную природу.

В отличие от основных пиков, дополнительные особенности существенно подавляются при $\alpha > 50^\circ$. Таким образом, можно предположить, что они имеют спиновую природу. Это заключение подтверждается еще и тем, что они наблюдаются только вблизи четного целочисленного фактора заполнения, когда в системе имеются электроны с противоположно направленными спинами, и не наблюдаются вблизи $\nu = 1$ в условиях полной спиновой поляризации.

Кроме того, в работе исследовалась температурная зависимость наблюдавшихся особенностей.

На рис.3 приведены измерения ΔR_A в поперечном магнитном поле. Основные пики гистерезиса демонстрируют слабую температурную зависимость

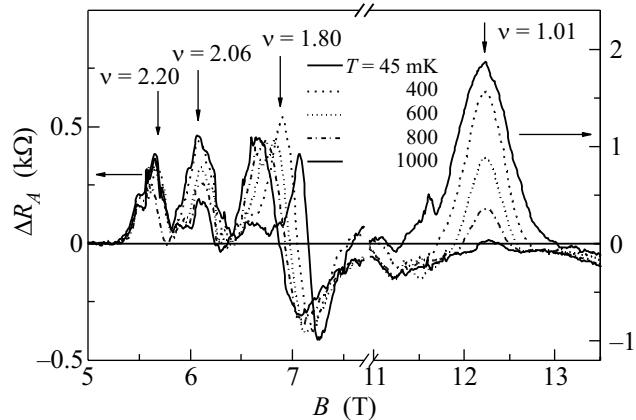


Рис.3. Температурные зависимости ΔR_A в поперечном магнитном поле. Жирные вертикальные стрелки указывают на основные особенности, тонкие – на дополнительные

до температур порядка 400 мК (рис.4а, б, черные кружки), и затем практически линейно падают

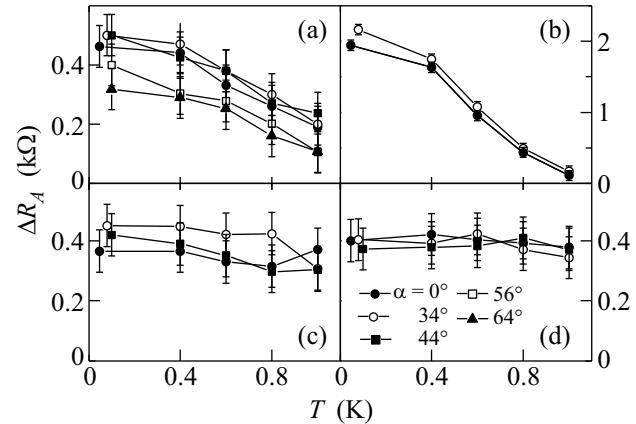


Рис.4. Температурные зависимости амплитуд особенностей гистерезиса при различных углах отклонения α от нормали к плоскости 2DEG. Основные особенности при $\nu \approx 2.06$ и $\nu \approx 1.01$ – (а) и (б), соответственно. Дополнительные – при $\nu \approx 2.2$ и $\nu \approx 1.8$ – (с) и (д), соответственно

с ростом температуры. Пик ΔR_A , наблюдаемый вблизи $\nu = 1$, подавляется при температуре $T_1 \approx 1$ К. Оценка критической температуры для $\nu = 2$, полученная из линейной экстраполяции наблюдаемых зависимостей, дает величину $T_2 \approx 1.5$ К. Подобное поведение наблюдалось и ранее в гистерезисе намагниченности макроскопического немодулированного 2DEG [12, 13] и в гистерезисе узких проводящих

каналов, помещенных в макроскопическом 2DEG[6]. Как видно из рис.4а и б, такое же поведение сохраняется и в наклонных магнитных полях, что еще раз указывает на отсутствие зависимости основных пиков от продольной компоненты магнитного поля.

В отличие от основных пиков, амплитуда дополнительных особенностей ΔR_A практически не зависит от температуры в исследуемом диапазоне температур как в поперечном, так и в наклонном магнитных полях (рис.4с и д).

Таким образом, анализ результатов исследования угловых и температурных зависимостей указывает на различную природу основных и дополнительных особенностей. Отсутствие зависимости амплитуды основных особенностей от продольного магнитного поля указывает на их диамагнитную природу. И наоборот, зависимость дополнительных особенностей от продольной компоненты B указывает на их возможную связь с электронным спином. Возможно также альтернативное объяснение наблюдаемой угловой зависимости дополнительных пиков, основанное на возникновении анизотропии эффективной массы электронов, которая становится заметной в сильных продольных магнитных полях [17]. Это может привести к изменению ширин областей сжимаемой и несжимаемой квантовохолловских жидкостей, формирующих краевые состояния, что в свою очередь может существенно изменить условия прохождения электронов через узкий проводящий канал.

Необходимо отметить, что дополнительные особенности, наблюдаемые в настоящей работе, наблюдаются не на всех исследуемых структурах. Их наличие может также определяться условиями термокиклирования и подсветки. Такое поведение указывает, казалось бы, на то, что наблюдаемые особенности определяются геометрией (шириной) сужения 2DEG, которая, помимо литографических размеров, задается также и областями обеднения, ширина которых чувствительна к изменению упомянутых внешних параметров. Однако наблюдение подобных особенностей в макроскопическом 2DEG в работах по изучению намагниченности [10] указывает на то, что их возникновение, как и возникновение основных особенностей, не связано непосредственно с

узким проводящим каналом (здесь он лишь средство для их изучения), и это свойство присуще самому макроскопическому 2DEG. Таким образом, выяснение природы этих особенностей требует дополнительного изучения.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-01322).

1. V. M. Pudalov, S. G. Semenchinsky, and V. S. Edelman, *Sol. St. Commun.* **51**, 713 (1984).
2. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, and S. I. Dorozhkin, *Phys. Rev. B* **46**, 12560 (1992).
3. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, J. M. Broto et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001).
4. S. A. J. Wiegers, M. Specht, L. P. Levy et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3238 (1997).
5. M. P. Schwarz, D. Grundler, C. Heyn et al., *Phys. Rev. B* **68**, 245315 (2003).
6. A. J. Matthews, K. V. Kavokin, A. Usher et al., *Phys. Rev. B* **70**, 075317 (2004).
7. J. Huels, J. Weis, J. Smet et al., *Phys. Rev. B* **69**, 085319 (2004).
8. T. Klaffs, V. A. Krupenin, J. Weis and F.J. Ahlers, *Physica E* **22**, 737 (2004).
9. M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, and J. C. Portal, Annual Report of Grenoble High Magnetic Field Laboratory, 2005, p. 26.
10. M. Pioro-Ladrière, A. Usher, A. S. Sachrajda, et al., *Phys. Rev. B* **73**, 075309 (2006).
11. M. V. Budantsev, A. G. Pogosov, A. E. Plotnikov et al., 14th Int. Symp. "Nanotuctures: Physics and Technology", St. Petersburg, Russia, 2006, p. 212.
12. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 294 (2007).
13. М. В. Буданцев, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников и др., Письма в ЖЭТФ **89**, 49 (2009).
14. V. S. Egorov, *Physica B* **301**, 212 (2001).
15. M. C. Chang and M. F. Yang, *Phys. Rev. B* **64**, 073302 (2001).
16. S. Ihnatsenka and I. V. Zozoulenko, *Phys. Rev. B* **76**, 045338 (2007).
17. L. Smrcka and T. Jungwirth, *J. of Phys.-Cond. Matt.* **6**, 55 (1994).