

Отрицательное магнетосопротивление высокоподвижного двумерного электронного газа в нелинейном режиме

А. А. Быков¹⁾, А. К. Калагин, А. К. Бакаров

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 24 марта 2005 г.

Исследовано влияние величины измерительного тока I_{dc} на магнетосопротивление (МС) высокоподвижного двумерного электронного газа (2ДЭГ) в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами. Установлено, что в исследуемых структурах при увеличении I_{dc} МС 2ДЭГ в области классически сильных магнитных полей становится отрицательным. Показано, что обнаруженное отрицательное МС обусловлено транспортом 2ДЭГ в нелинейном режиме.

PACS: 73.23.-b, 73.40.Gk

Недавние эксперименты привели к открытию нового класса магнетотранспортных явлений, возникающих в высокоподвижном двумерном электронном газе (2ДЭГ) в области классически сильных магнитных полей под действием микроволнового излучения [1–6] и постоянного электрического поля [7]. Эти эксперименты стимулировали развитие теории обнаруженных явлений [8–13]. В частности, как было недавно показано теоретически в работе [14], характер рассеяния высокоподвижного 2ДЭГ при больших факторах заполнения существенно зависит от величины постоянного электрического поля и при переходе от линейного режима к нелинейному может существенно изменяться.

Для высокоподвижного 2ДЭГ в области классически сильных магнитных полей в линейном режиме эта теория предсказывает положительное магнетосопротивление (МС). Обусловлено это тем, что с ростом магнитного поля увеличивается вероятность возврата электрона после акта рассеяния к той же самой рассеивающей примеси, то есть эффектами памяти в магнетотранспорте 2ДЭГ [15]. С увеличением электрического поля вероятность возврата электрона в исходную точку рассеяния уменьшается. То есть при переходе от линейного режима к нелинейному МС высокоподвижного 2ДЭГ в области классически сильных магнитных полей должно видоизменяться.

В настоящей работе мы изучили МС высокоподвижного 2ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами в линейном и нелинейном режимах. Мы обнаружили, что в таких селективно-легированных структурах с ростом постоянного тянущего тока I_{dc} МС 2ДЭГ в области класси-

чески сильных магнитных полей становится отрицательным. Мы экспериментально показали, что обнаруженное отрицательное МС обусловлено магнетотранспортом 2ДЭГ в нелинейном режиме.

Исследуемые селективно-легированные структуры выращивались при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (100) GaAs подложках. Ширина GaAs квантовой ямы составляла 13 нм. В качестве барьеров использовались AlAs/GaAs сверхрешетки второго рода [16]. Подвижность и концентрация 2ДЭГ в исходных МЛЭ структурах при температуре жидкого гелия составляли $\mu = (0.5 \div 1) \cdot 10^6$ см²/Вс и $n_s = (0.9 \div 1.3) \cdot 10^{12}$ см⁻² соответственно. Измерения проводились в магнитных полях до 2 Тл на холловских мостиках, имеющих ширину 50 мкм и расстояние между потенциометрическими выводами 200 мкм. Подробно исследовалось МС двух групп образцов, изготовленных из двух различных МЛЭ структур, отличающихся подвижностью и концентрацией. Сопротивление измерялось на постоянном токе величиной от 10^{-6} до $3.5 \cdot 10^{-4}$ А в диапазоне температур от 4.2 до 25 К.

На рис.1 представлены характерные зависимости МС 2ДЭГ при $T = 4.2$ К для различных величин измерительного тока I_{dc} для образцов, имевших различную подвижность. Видно, что при увеличении I_{dc} амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза (ШдГ) уменьшается и появляется хорошо выраженное отрицательное МС. На рис.2 приведены типичные зависимости $R_{xx}(B)$ для образцов с меньшей подвижностью при различных температурах для $I_{dc} = 10^{-6}$ А и $I_{dc} = 10^{-4}$ А. Из этих экспериментальных зависимостей следует, что увеличение температуры приводит не только к подавлению осцилляций ШдГ, но еще и к появлению положительного МС, что

¹⁾e-mail: bykov@thermo.isp.nsc.ru

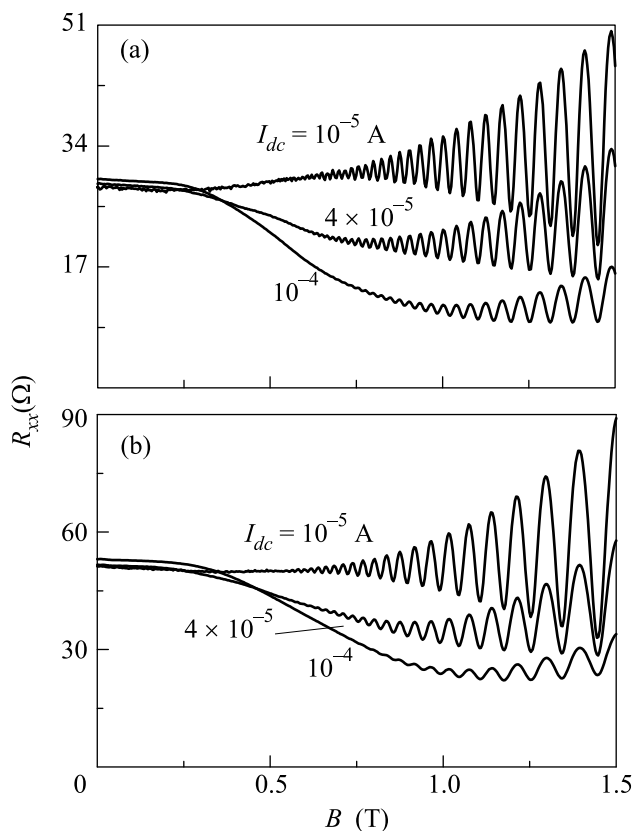


Рис.1. Зависимости $R_{xx}(B)$ при $T = 4.2$ К для образца с подвижностью $0.8 \cdot 10^6$ см²/Вс (а) и для образца с подвижностью $0.5 \cdot 10^6$ см²/Вс (б) для различных величин I_{dc}

полностью согласуется с теорией [14]. При этом МС 2ДЭГ, измеренное при $I_{dc} = 10^{-4}$ А с ростом температуры изменяет свой знак, то есть отрицательное МС сменяется положительным. Качественно похожее поведение наблюдается и для образцов с большей подвижностью (рис.3). Однако в этом случае на фоне положительного МС проявляется осциллирующая составляющая, отсутствующая при $T = 4.2$ К. Одной из возможных причин возникновения этой составляющей в образцах с большей подвижностью и соответственно с большей концентрацией является заполнение второго уровня размерного квантования, что согласуется с отсутствием этой составляющей в образцах с меньшей концентрацией.

Появление отрицательного МС с увеличением I_{dc} , которое мы видим на рис.1, может быть связано, по меньшей мере, с двумя причинами. Одна из этих причин – увеличение электронной температуры вследствие разогрева 2ДЭГ. На это указывает уменьшение амплитуда осцилляций ШдГ с ростом I_{dc} . Другая причина заключается в изменении сечения рассеяния под действием постоянного электрического по-

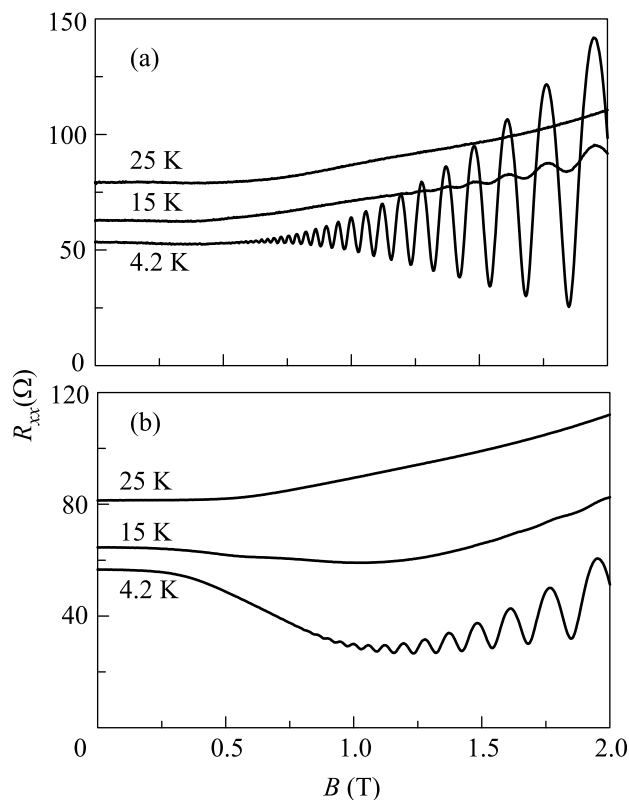


Рис.2. Зависимости $R_{xx}(B)$ для образца с подвижностью $0.5 \cdot 10^6$ см²/Вс для $I_{dc} = 10^{-6}$ А (а) и для $I_{dc} = 10^{-4}$ А (б) при различных температурах

ля [14]. Зависимости МС 2ДЭГ при различных T (рис.2 и рис.3) для всех исследованных образцов показывают, что рост температуры приводит к появлению положительного МС, увеличению сопротивления в нулевом магнитном поле и подавлению осцилляций ШдГ. Такое влияние температуры на МС 2ДЭГ позволяет считать, что возрастание электронной температуры при увеличении I_{dc} не является причиной появления отрицательного МС в исследуемых образцах.

Другая наиболее вероятная причина появления отрицательного МС 2ДЭГ при увеличении I_{dc} – влияние электрического поля на поперечное сечение рассеяния. В этом случае вольт-амперная характеристика (ВАХ) сопротивления 2ДЭГ должна быть нелинейной [14]. На рис.4а представлены ВАХ при температуре 4.2 К для различных магнитных полей. Действительно, как видно из рисунка, с ростом величины магнитного поля ВАХ становится нелинейной. При этом, как и предсказывается теорией, при увеличении I_{dc} наклон ВАХ становится равным наклону ВАХ в нулевом магнитном поле. Такое поведение означает, что выше некоторого критического тока j_0 вероятность возврата электрона в область предыдущего

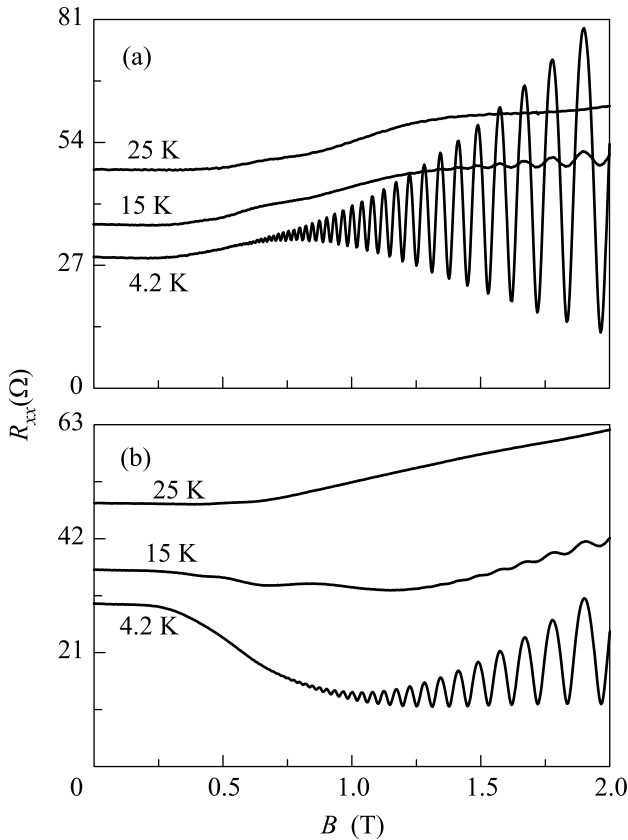


Рис.3. Зависимости $R_{xx}(B)$ для образца с подвижностью $0.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ для $I_{dc} = 10^{-6} \text{ А}$ (а) и для $I_{dc} = 10^{-4} \text{ А}$ (б) при различных температурах

рассеяния становится несущественной и не влияет на магнетотранспорт. Рис.4б показывает, что при повышении температуры ВАХ становится линейной и в ненулевом магнитном поле.

Величина j_0 , выше которой наклон ВАХ определяется транспортным временем релаксации в нулевом магнитном поле [14], определяется соотношением $j_0 = en_s \xi \omega_c / 2\pi$, где ξ – корреляционная длина рассеивающего потенциала. Исходя из величины j_0 , определенной из ВАХ, мы оценили корреляционную длину рассеивающего потенциала в исследуемых образцах. Она оказалась равной 5-10 нм, что по порядку величины совпадает с расстоянием между GaAs квантовой ямой и δ -легированными слоями в наших структурах и согласуется с общепринятыми оценками корреляционной длины рассеивающего потенциала в высокоподвижных структурах с модулированным легированием.

Таким образом, мы обнаружили отрицательное МС 2ДЭГ в GaAs квантовой яме с AlAs/GaAs сверхрешеточными барьерами, возникающее при увеличении постоянного тянущего тока и показали, что оно

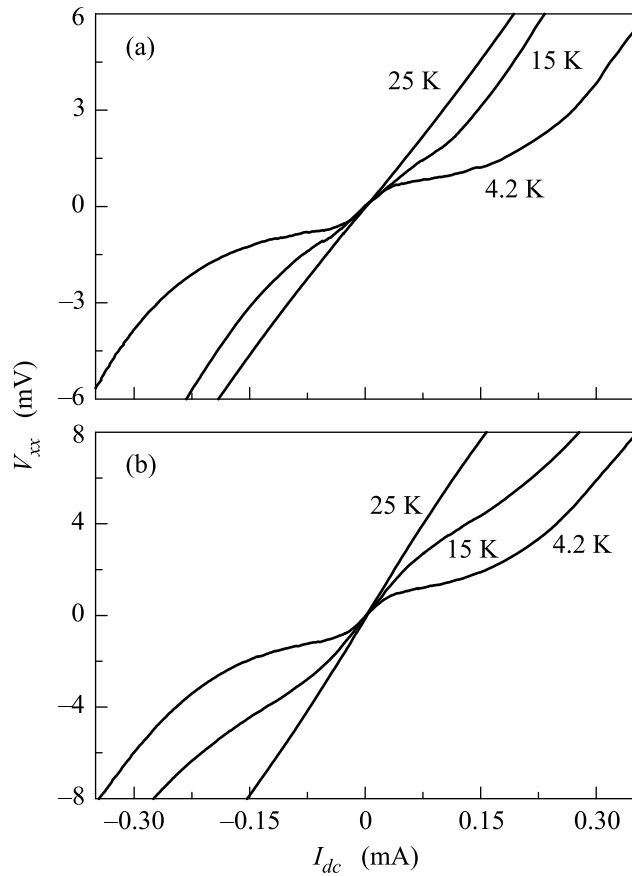


Рис.4. ВАХ для образца с подвижностью $0.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. (а) При $T = 4.2 \text{ К}$ для различных величин магнитного поля: 1 – $B = 0$; 2 – $B = 0.6 \text{ Тл}$ и 3 – $B = 1.2 \text{ Тл}$. (б) Для $B = 1 \text{ Тл}$ при различных температурах

обусловлено нелинейностью ВАХ. Полученные нами результаты согласуются с теорией магнетотранспорта высокоподвижного 2ДЭГ при больших факторах заполнения в нелинейном режиме [14].

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 04-02-16789 и INTAS, проект # 03-51-6453.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., Phys. Rev. **B64**, 201311(R) (2001).
2. R. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., Nature (London) **420**, 646 (2002).
3. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. I. Fal'ko et al., Phys. Rev. **B66**, 121306(R) (2002).
4. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 046807 (2003).
5. S. I. Dorozhkin, Письма в ЖЭТФ **77**, 681 (2003).
6. I. V. Kukushkin, M. Yu. Akimov, J. H. Smet et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 236803 (2004).

7. C. L. Yang, J. Zhang, R. R. Du et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 076801 (2002).
8. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).
9. A. V. Andreev, I. L. Aleiner, and A. J. Millis, Phys. Rev. Lett. **91**, 056803 (2003).
10. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. Lett. **91**, 226802 (2003).
11. V. Ryzhii, A. Chaplik, and R. Suris, Письма в ЖЭТФ **80**, 412 (2004).
12. J. P. Robinson, M. P. Kennett, N. R. Cooper, and V. I. Fal'ko, Phys. Rev. Lett. **93**, 036804 (2004).
13. M. G. Vavilov, I. A. Dmitriev, I. L. Aleiner et al., Phys. Rev. **B70**, 161306(R) (2004).
14. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. **B69**, 035303 (2004).
15. Э. М. Баскин, Л. И. Магарилл, М. В. Энтин, ЖЭТФ **75**, 723 (1978).
16. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).