

## НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКОЙ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

*М.В.Буданцев, З.Д.Квон, А.Г.Погосов, А.Е.Плотников, Н.Т.Мошегов, А.И.Торопов*

*Институт физики полупроводников Сибирского Отделения РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 29 января 1996 г.

Исследовано нелокальное сопротивление двумерного электронного газа в периодической решетке антиоточек. Обнаружен аномальный рост этого сопротивления при выполнении условия  $2R_c \approx d$  ( $R_c$  – ларморовский радиус), вызванный возникновением траекторий, скачущих по антиточкам и убегающих вдоль их рядов. На основе сравнительного анализа локального и нелокального магнетосопротивления установлено соответствие между характером электронных траекторий в бильярде и особенностями магнетотранспорта.

PACS 73.40.-c

Вот уже на протяжении нескольких лет исследования двумерного электронного газа в периодической решетке "антиоточек" привлекают неизменный интерес, так как эта система представляет собой экспериментальную реализацию системы с динамическим хаосом. Одно из наиболее интересных ее свойств — это возникновение осцилляций магнетосопротивления (МС) при определенных соотношениях между ларморовским радиусом и периодом решетки, обнаруженных в целом ряде работ [1–4]. Несмотря на широкие исследования, однозначное объяснение природы этих осцилляций до сих пор остается предметом дискуссий. К настоящему времени предложено два объяснения. В работе [5] показано, что при определенных магнитных полях, соответствующих соизмеримости  $R_c$  периоду решетки в различных кристаллографических направлениях, в системе возникают электронные траектории, скачущие по антиточкам и убегающие вдоль этих направлений (траектория *A* на рис.1). В работах [2,6] происхождение соизмеримых осцилляций связывают с возникновением локализованных электронных орбит, окружающих одну или несколько антиоточек и не сталкивающихся с ними (траектория *B* на рис.1). Однако несмотря на то, что теоретически показана возможность существования как скачущих, так и локализованных орбит, до настоящего времени не было экспериментальных работ, где бы удалось однозначно разделить вклад тех и других траекторий в МС двумерного газа с решеткой антиоточек.

Очевидно, что траектории этих двух типов играют совершенно различную роль в распределении электрохимического потенциала в образце. Если локализованные орбиты практически не передают электрохимический потенциал, то электроны, движущиеся по скачущим траекториям, совершают баллистический пролет через образец на расстояние порядка длины свободного пробега в образце без антиоточек, тем самым передавая потенциал на большие расстояния. Такие убегающие траектории должны приводить к возникновению нелокальных эффектов в системах, размеры которых сравнимы с длиной свободного пробега по скачущим траекториям.

В настоящей работе экспериментально исследовано нелокальное сопротивление двумерного электронного газа (2ДЭГ) с квадратной решеткой антиточек, и на основе сравнения нелокального и локального МС проведена классификация особенностей МС этой системы.

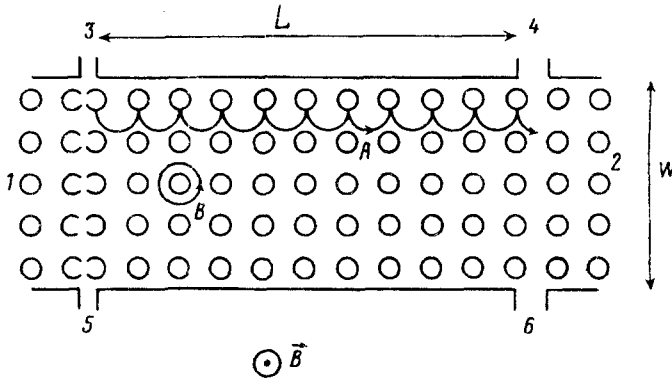


Рис.1. Схематическое изображение образца с антиточками с указанием устойчивых траекторий: A — уходящая электронная траектория, B — локализованная траектория

Экспериментальные образцы изготавливались на основе высокоподвижного 2ДЭГ в гетероструктурах AlGaAs/AlGa. При  $T = 4.2$  К для образцов первой (N1) и второй (N2) групп подвижность и концентрация 2ДЭГ, измеренные по осцилляциям Шубникова–де Гааза, составляли  $\mu = 640\,000$  см<sup>2</sup>/Вс и  $n_s = 3,8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, соответственно. Для образцов третьей группы (N3)  $\mu = 820\,000$  см<sup>2</sup>/Вс и  $n_s = 5,6 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При таких параметрах длина свободного пробега в образце без антиточек составляет  $l \approx 6 \div 7$  мкм в образцах N1 и N2 и  $l \approx 10$  мкм для образцов N3. Периодические решетки антиточек изготавливались с помощью электронной литографии с последующим реактивным ионным травлением. Изучались квадратные решетки антиточек, период  $d$  которых для образцов N1 и N2 составлял 0,5 мкм, а для образцов N3  $d = 0,8$  мкм. Литографический диаметр антиточек  $a$  для всех образцов составлял 0,1 мкм.

На рис.1 схематически изображена геометрия исследуемых образцов. Они представляли собой холловские мостики, с отношением длины к ширине  $L/W = 2$ . Исследовались образцы трех размеров. Образцы малых размеров N1 и N3 были сравнимы с длиной свободного пробега  $l$  в исходном 2ДЭГ. В образцах N1  $L$  и  $W$  были равны 10 и 5 мкм, соответственно, а в образцах N3  $L = 16$  мкм и  $W = 8$  мкм. Размеры образцов N2 существенно превышали длину свободного пробега и имели  $L = 100$  мкм и  $W = 50$  мкм. Ширина входа в потенциометрический контакт для образцов с малыми размерами составляла 3 мкм, а в образцах N2 — 5 мкм. Измерение локального сопротивления  $R_{loc}$  проводилось в обычной схеме включения холловского мостика, когда ток пропускается через контакты 1 и 2, а напряжение снимается с контактов 3 и 4. Нелокальное сопротивление  $R_{nonl}$  измерялось при пропускании тока через контакты 3 и 5, а напряжение снималось с контактов 4 и 6. При

такой схеме включения плотность тока через образец имеет максимум на линии, соединяющей токовые контакты 3 и 5, и сильно уменьшается вблизи потенциометрических контактов 4 и 6, находящихся на значительном удалении от токовых. Таким образом, эта схема включения является нелокальной.

Экспериментально исследовались локальное и нелокальное сопротивления на переменном сигнале. Амплитуда переменного тока через образец составляла 1 мкА, а его частота  $f = 70$  Гц. Измерения проводились при температуре  $T = 4.2$  К в магнитных полях до 8 Тл.

На рис.2 приведены зависимости локального и нелокального сопротивлений от магнитного поля для образца с малыми размерами группы N1. В нулевом магнитном поле отношение  $R_{loc}/R_{nonl}$  составляет примерно 400, что говорит о достаточно сильном удалении потенциометрических контактов от токовых в нелокальной схеме включения и, следовательно, о нелокальном характере таких измерений. Качественно обе эти зависимости похожи. Они имеют два соизмеримых максимума. Относительная амплитуда первой соизмеримой осцилляции (отношение сопротивления в максимуме к сопротивлению в минимуме перед этим максимумом), наблюдаемой в слабых магнитных полях, как в локальном, так и в нелокальном сопротивлении составляет 10–20%. Однако в области основного соизмеримого максимума, когда  $2R_c \approx d$ , относительная амплитуда соизмеримой осцилляции в нелокальном сопротивлении аномально велика по сравнению с амплитудой локального, и составляет 140%, в то время как амплитуда в  $R_{loc}$  равна 20%. Условие соизмеримости циклотронного диаметра и периода решетки антиотечек для концентрации 2ДЭГ  $n_s = 3.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> выполняется при магнитном поле  $B = 0.41$  Тл. Положение пика основной соизмеримой осцилляции в  $R_{nonl}$  находится при  $B = 0.39$  Тл, что практически соответствует условию соизмеримости. В отличие от нелокального сопротивления, пик локального находится при  $B = 0.35$  Тл, то есть сдвинут в сторону более низких магнитных полей.

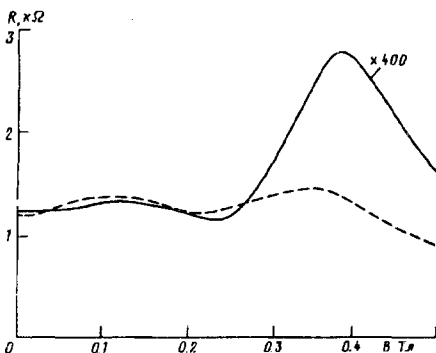


Рис.2. Экспериментальные зависимости локального  $R_{loc}$  (штриховая линия) и нелокального сопротивления  $R_{nonl}$  (сплошная линия) для образца группы N1 ( $d = 0.5$  мкм,  $L = 10$  мкм,  $W = 5$  мкм) от магнитного поля

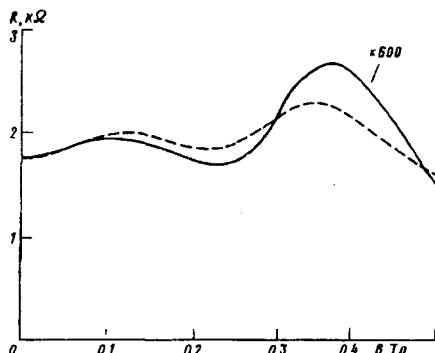


Рис.3. Экспериментальные зависимости локального  $R_{loc}(B)$  (штриховая линия) и нелокального сопротивления  $R_{nonl}(B)$  (сплошная линия) для образца группы N2 ( $d = 0.5$  мкм,  $L = 100$  мкм,  $W = 50$  мкм) от магнитного поля

На рис.3 показаны зависимости  $R_{loc}(B)$  и  $R_{nonl}(B)$  для образца группы N2 с размерами  $L \times W = 100 \times 50$  мкм. В нулевом магнитном поле  $R_{loc}/R_{nonl} \approx 600$ .

В области первого соизмеримого максимума, лежащего в слабых магнитных полях, зависимости практически имеют один и тот же вид, и относительная амплитуда соизмеримой осцилляции составляет  $\approx 10\%$  как для локального, так и для нелокального сопротивлений. В области магнитных полей, когда  $2R_c \approx d$ , нелокальное сопротивление имеет большую относительную амплитуду соизмеримого максимума по сравнению с амплитудой локального. Видно, что эффект нелокальности наблюдается и в образцах с большими размерами, хотя он гораздо слабее, чем в малых образцах. Пик нелокального сопротивления находится при  $B = 0.38$  Тл, и лежит ближе к магнитному полю, соответствующему условию соизмеримости, чем пик локального, который сдвинут в сторону слабых магнитных полей ( $B = 0.36$  Тл).

Типичные зависимости локального и нелокального сопротивлений от магнитного поля для образцов группы N3 приведены на рис.4. В отсутствие магнитного поля отношение локального и нелокального сопротивлений  $R_{loc}/R_{nonl} \approx 300$ . Различие в отношении  $R_{loc}/R_{nonl}$  для разных образцов может объясняться влиянием размеров потенциометрических контактов, что особенно критично для образцов с малыми размерами. Так же, как и для образцов 1 и 2, зависимости локального и нелокального сопротивлений имеют два соизмеримых максимума. В магнитных полях, соответствующих основному соизмеримому максимуму  $2R_c \approx d$ , относительная амплитуда основного соизмеримого максимума составляет 300%, значительно превышая амплитуду осцилляции локального сопротивления, которая составляет всего 30%. В области слабых магнитных полей до 0.05 Тл наблюдается качественное различие в ходе кривых  $R_{loc}$  и  $R_{nonl}$ . В  $R_{nonl}$  наблюдается отрицательное МС, а в  $R_{loc}$  — положительное.

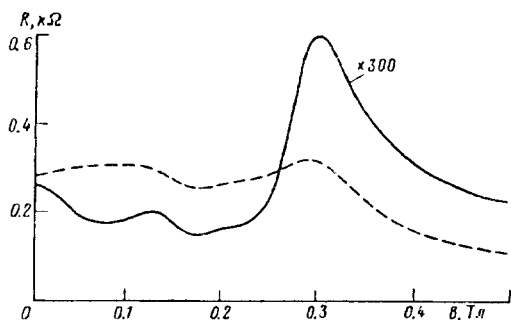


Рис.4. Экспериментальные зависимости локального  $R_{loc}$  (штриховая линия) и нелокального сопротивления  $R_{nonl}$  (сплошная линия) для образца группы N3 ( $d = 0.8$  мкм,  $L = 16$  мкм,  $W = 8$  мкм) от магнитного поля

Обсудим полученные результаты. Хорошо известен эффект нелокальности, возникающий в двумерном электронном газе в условиях квантового эффекта Холла. В этом случае появление нелокального сопротивления связано с переносом электронов по краевым состояниям с большой длиной перемешивания. При этом электрохимический потенциал практически без потерь передается от токовых контактов к потенциометрическим, что и приводит к большому значению нелокального сопротивления. В ДЭГ'е с решеткой антиточек при магнитных полях, соответствующих соизмеримому максимуму, когда такие краевые состояния еще не сформировались, аномальный рост  $R_{nonl}$  может объясняться возникновением устойчивых электронных траекторий, убегающих вдоль рядов антиточек [5] (см. рис. 1, траектория А). С точки зрения переноса электрохимического потенциала, эти траектории играют роль, аналогичную краевым токовым состояниям в квантовом эффекте Холла. Приобретая элек-

трохимический потенциал вблизи токового контакта, электроны, совершающие баллистический пролет по скачущим орбитам, более эффективно переносят его к потенциометрическому контакту, чем диффундирующие обычным образом. То есть в магнитных полях, при которых существуют скачущие траектории, передача электрохимического потенциала от токового контакта к потенциометрическому, а значит, и нелокальное сопротивление, резко увеличиваются. Этим и объясняется аномальный рост нелокального сопротивления в области основного соизмеримого максимума.

Из сравнения  $R_{nonl}(B)$  для образцов малых и больших размеров видно, что величина нелокального эффекта, как это и должно быть, сильно зависит от размеров образца. Однако несмотря на то, что размеры большого образца более чем на порядок превышают  $l$ , нелокальные эффекты проявляются и в этих образцах (рис. 3).

Следует отметить, что для образцов N1 и N2 ( $d = 0.5$  мкм), как было указано ранее, относительные амплитуды локального и нелокального МС в области максимума в слабых полях (в отличие от основного максимума) практически совпадают. Это означает, что первый максимум связан, в основном, с возникновением локализованных электронных траекторий.

Таким образом, измерения нелокального и локального МС, полученные для образцов первой и второй групп, дают основание сделать вывод о том, что для этих образцов основной максимум МС, соответствующий условию  $2R_c = d$ , связан с возникновением убегающих траекторий, а максимум, соответствующий более слабым магнитным полям, обусловлен локализованными траекториями. Подобное заключение было сделано недавно [7], но из косвенных данных путем пересчета измеренных значений компонент тензора МС  $\rho_{xx}$  и  $\rho_{xy}$  в компоненты тензора проводимости  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$ .

Выше было отмечено, что результаты, полученные для образцов группы N3 ( $d = 0.8$  мкм), носят несколько иной характер. В области магнитных полей, соответствующих первому максимуму локального МС, сначала наблюдается уменьшение нелокального сопротивления, затем небольшой пик при  $B = 0,13$  Тл, положение которого соответствует убегающему вдоль направления (1, 2), после которого следует основной максимум. Подобное поведение заставляет предположить, что первый максимум МС для образцов группы N3 не связан с формированием локализованных траекторий, а имеет другую причину. Такой причиной может быть подавление эффектов каналирования, когда электроны, летящие вдоль рядов антиотечек (каналирующие электроны), отклоняются достаточно слабым магнитным полем и начинают интенсивно рассеиваться ими. Результатом этого является локальное положительное МС, подобное тому, которое наблюдалось в баллистических проволоках с диффузно рассеивающими стенками [8] и одномерных электронных биллиардах [9], и нелокальное отрицательное МС, так как подавление каналирования должно сопровождаться резким уменьшением эффективности передачи потенциала. Заметим, что подобное поведение должно наблюдаться и в образцах N1 и N2, однако в них эффект каналирования мал и не дает заметного вклада в проводимость вследствие меньшего отношения  $d/a$ .

В заключение обратим внимание на еще один интересный факт, который уже упоминался при описании экспериментальных кривых: на всех образцах пик нелокального сопротивления лежит чуть правее пика локального сопротивления. По-видимому, это указывает на тот факт, что положение максимума

в зависимости  $\rho_{xx}(B)$  не совсем точно соответствует условию соизмеримости вследствие того, что  $\rho_{xx}$  является по существу сложной комбинацией диссипативного  $\sigma_{xx}$  и холловского  $\sigma_{xy}$  тензоров проводимости.

Таким образом, в работе экспериментально исследовано нелокальное сопротивление ДЭГ с периодической решеткой антиоточек. Показано, что его изучение позволяет получить уникальную информацию, связывающую особенности МС этой системы с характером динамического хаоса в ней.

Работа осуществлена при поддержке совместной программы Международного фонда Сороса и Российского правительства (грант NQS300), а также Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04583а).

- 
1. K.Ensslin and P.M.Petroff, *Phys. Rev. B* **41**, 12307 (1990).
  2. D.Weiss, M.L.Roukes, A.Menschig et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2790 (1991).
  3. Г.М.Гусев, В.Т.Долгополов, З.Д.Квон и др., *Письма в ЖЭТФ* **54**, 369 (1991).
  4. G.M.Gusev, Z.D.Kvon, L.V.Litvin et al., *J. Phys. Cond. Matter.* **41**, L269 (1992)
  5. Э.М.Баскин, Г.М.Гусев, З.Д.Квон, А. Г.Погосов и др., *Письма в ЖЭТФ* **55**, 649 (1992).
  6. R.Fleischmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1367 (1992).
  7. R.Schuster, G.Ernst, K.Ensslin, M. Entin et al., *Phys. Rev. B* **50**, 8090 (1994)
  8. T.J.Tornton, M.L.Roukes, A.S.Scherer, and B.P. van de Gaag, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2128 (1989).
  9. M.V.Budantsev, Z.D.Kvon, A.G.Pogosov et al., *Magnetotransport in one-dimensional electron Sinai Billiards*, *Surf. Sc.*, to be published.