

АНИЗОТРОПНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ОДНОМЕРНЫХ КАНАЛАХ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

А.И.Якимов¹⁾, А.В.Двуреченский

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 23 декабря 1998 г.

Обнаружено, что в диапазоне полей 0–5 Тл магнетосопротивление пористого аморфного кремния, легированного марганцем, является отрицательным и зависит от ориентации магнитного поля. Полученные экспериментальные кривые магнетопольных зависимостей хорошо описываются теорией квантовых поправок к проводимости в одномерном случае. На основе когерентности в материале ≈ 25 нм при $T = 4.2$ К.

PACS: 72.15.Rn

Теория квантовых поправок к проводимости тонких одномерных проволок сформировалась еще к середине восьмидесятых годов (см. обзор [1]). Однако и по сей день не все ее основные положения до конца проверены экспериментально. Одной из таких проблем является поведение сопротивления в магнитном поле. Известно, что влияние магнитного поля на интерференционную поправку к проводимости неупорядоченных металлов и вырожденных полупроводников приводит к отрицательному магнетосопротивлению (ОМС) в области классически слабых полей [2–4]. В трехмерном случае ОМС изотропно и зависит от магнитного поля как B^2 в слабых полях ($L_f \ll L_B$, где L_f – длина фазовой когерентности, $L_B \equiv \sqrt{\hbar/2eB}$ – магнитная длина) и пропорционально \sqrt{B} в пределе сильных полей. В двумерных (2D) пленках поправка к проводимости изменяется как $\ln B$, причем величина магнетосопротивления сильно зависит от ориентации поля относительно плоскости пленки. Анизотропия ОМС в 2D системе является хорошо установленным экспериментальным фактом [1] и связана с различием орбитального движения электронов на плоскости и в тонком канале. Альтшулер и Аронов обосновали существование анизотропного ОМС и в одномерных проволоках [5]. Однако адекватная экспериментальная проверка этого положения вызывает трудности. Дело в том, что, как правило, 1D электронный газ формируют с помощью геометрического "обрезания" 2D системы [6–9]. В таких структурах ширина канала всегда много больше его толщины и это по аналогии с 2D пленками может вносить дополнительный элемент анизотропии в наблюдаемое магнетосопротивление. Более приемлемой должна являться постановка эксперимента, в котором размеры канала в поперечном направлении одинаковы.

Ранее мы показали, что в результате электрохимического травления аморфного кремния (a-Si) в растворе плавиковой кислоты при определенных условиях в материале формируются проводящие, вытянутые перпендикулярно поверхности области кремния диаметром 5–8 нм, окруженные обедненными областями и порами [10]. Такие каналы находятся в слабом зацеплении друг с другом и представляют систему

¹⁾ e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

одномерных нитей кремния, обладающих в среднем изотропным сечением. Изучение переноса заряда на диэлектрической стороне перехода Андерсона показало, что в пористом α -Si, легированном марганцем (α -PS:Mn) до концентраций $c = 4$ и 7 ат.%, проводимость определяется прыжками электронов по квазиоднородным траекториям, ограниченными стенками пор [10]. Средний диаметр проводящих каналов, определенный из данных проводимости, составил 6 нм. При повышении концентрации Mn выше 14 ат.% проводимость становится "металлической" и температурная зависимость при $c \geq 18$ ат.% хорошо описывается интерференционной поправкой в одномерном случае [11]. В настоящей работе мы исследовали влияние магнитного поля на сопротивление α -PS:Mn при двух ориентациях поля: вдоль кремниевых каналов (B_{\parallel}) и перпендикулярно им (B_{\perp}). В первом случае поле было направлено перпендикулярно поверхности образца, во втором случае вдоль нее. В результате нами была выявлена анизотропия ОМС, причем изменение сопротивления в поле находится в хорошем согласии с теорией ОМС одномерного проводника.

Очень важно отметить еще одно преимущество выбранного объекта при исследовании квазиклассического диффузионного режима квантовых поправок. Часто при уменьшении поперечных размеров квазиодномерных проводников, сформированных традиционными методами на основе кристаллических материалов, сталкиваются с двумя факторами, мешающими проверке соответствующей теории. Во-первых, если длина свободного пробега становится порядка диаметра проволоки, то существенно оказываются процессы рассеяния на границах, приводящие к положительному магнетосопротивлению [7]. Во-вторых, если диаметр проволоки сравнивается с длиной волны электрона, то в транспортных свойствах начинают сказываться еще и эффекты размерного квантования [9]. Предлагаемый нами объект исследования лишен этих недостатков, поскольку, во-первых, в аморфных материалах в результате топологического беспорядка длина свободного пробега очень мала (порядка нескольких межатомных расстояний) и, во-вторых, большая (до 10^{22} см $^{-3}$) растворимость примесей переходных металлов (Mn, Fe), в аморфном кремнии позволяет реализовать электронный газ с малой (~ 1 нм) длиной волны де Бройля. В связи с этим, даже в ультратонких (~ 10 нм) аморфных проволоках не проявляются эффекты размерного квантования и приграничного рассеяния.

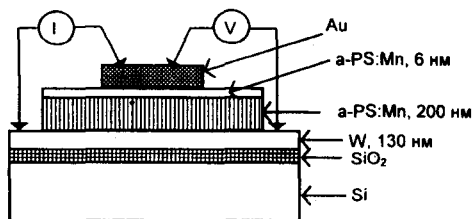


Рис.1. Схема исследуемой структуры и измерений

Поперечный разрез структуры приведен на рис.1. Электрическими контактами служили пленка вольфрама (снизу) и пленка золота (сверху). Площадь верхнего Au электрода составляла $5 \cdot 10^{-3}$ см 2 . Пористый слой состоял из двух частей: верхний тонкий (~ 6 нм), контактный слой с пористостью около 30% и нижний, основной, слой с пористостью 50 – 60% и толщиной около 200 нм. Детальное описание структур и способа их приготовления описаны ранее в работе [11]. Измерение проводимости осуществлялось четырехзондовым методом на переменном токе. Величина

тока 0.1 мкА, частота 1 кГц. Магнетосопротивление измерялось при $T = 4.2$ К в диапазоне полей до 5 Тл.

На вставке к рис.2 показана температурная зависимость проводимости образца с концентрацией марганца 22 ат.%. В области температур $T > 50$ К проводимость увеличивается при понижении температуры, что соответствует классическому металлическому поведению в условиях рассеяния на фононах. В области низких температур локализационная поправка становится существенной и проводимость начинает уменьшаться. В предыдущей работе мы показали, что эта добавка зависит от температуры как $\Delta G \propto T^{-1/3}$ (сплошная кривая на вставке к рис.2). Согласно теоретическим расчетам [12], к такому закону приводят электрон-электронные столкновения с малой передачей энергии в одномерных системах. Длину фазовой когерентности можно оценить как [13] $L_f \approx b(\delta G/G_m)(k_F b)(k_F l)$, где b – средний диаметр проводящих 1D каналов, k_F – волновой вектор на поверхности Ферми, l – длина свободного пробега, $\delta G/G_m$ – относительное изменение проводимости, обусловленное интерференционной поправкой. Вблизи перехода Андерсона можно взять $k_F l \approx 1$. Тогда для $\delta G/G_m = 6.5\%$ (см. рис.2) и $b = 6$ нм получаем $L_f = 21$ нм.

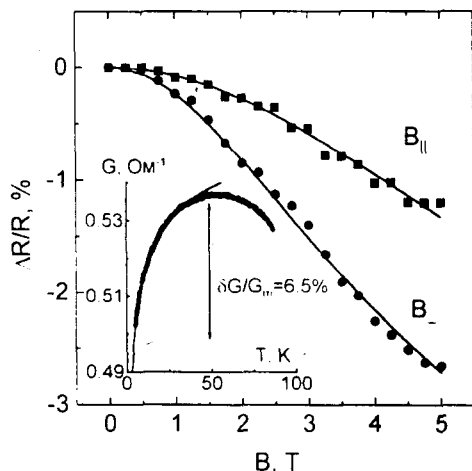


Рис.2. Магнетосопротивление пористого слоя аморфного кремния, легированного марганцем до концентрации 22 ат.%. Температура измерения 4.2 К. Кривая $B_{||}$ соответствует ориентации магнитного поля вдоль одномерных каналов кремния (перпендикулярно поверхности образца), кривая B_{\perp} описывает магнетосопротивление в поперечной геометрии (поле параллельно поверхности образца и перпендикулярно каналам). Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных выражениями (1) и (2). На вставке показана температурная зависимость проводимости этой же структуры в нулевом поле

Магнетосопротивление этого же образца при $T = 4.2$ К и двух различных ориентациях поля приведено на рис.2. В интервале полей 0–5 Тл магнетосопротивление отрицательно и обладает существенной анизотропией. Зависимости $\Delta R(B)/R$ не описываются логарифмическим законом, характерным для квантовых поправок в 2D системах (в противном случае кривые должны быть выгнуты в другую сторону). Кроме того, наличие сильной анизотропии свидетельствует против трехмерного механизма магнетосопротивления. Тем не менее, для того, чтобы убедиться в этом, мы измерили магнетосопротивление сплошных (не пористых) слоев $\alpha\text{-Si}_{1-c}\text{Mn}_c$ с такой же концентрацией марганца (рис.3). Видно, что поведение магнетосопротивления в пористых и компактных слоях существенно различаются. Магнетосопротивление трехмерных образцов не зависит от ориентации поля и является положительным. Обычно изотропное положительное магнетосопротивление связывается с подавлением взаимодействия электронов с антипараллельными спинами, когда зеемановское расщепление уровней становится сравнимым с тепловой энергией kT .

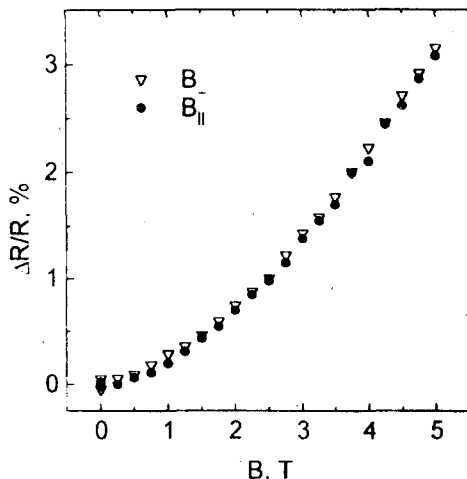


Рис.3. Магнетосопротивление компактного слоя аморфного кремния, легированного марганцем до концентрации 22 ат.% при двух ориентациях поля: поперек поверхности образца и вдоль нее. Температура измерения 4.2 К

Согласно теории [5], относительное изменение сопротивления R одномерного проводника в магнитном поле определяется следующими выражениями:

$$\frac{\Delta R}{R} = -R \frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{L_f}{L} \left\{ \left(1 + \frac{b^2 L_f^2}{32 L_B^4} \right)^{-1/2} - 1 \right\} \quad (1)$$

при ориентации поля вдоль оси проволоки и

$$\frac{\Delta R}{R} = -R \frac{e^2}{\pi \hbar} \frac{L_f}{L} \left\{ \left(1 + \frac{b^2 L_f^2}{12 L_B^4} \right)^{-1/2} - 1 \right\}, \quad (2)$$

если поле направлено перпендикулярно ее оси. Здесь L – длина проволоки. Различие формул (1) и (2) заключается в численном множителе в круглых скобках, который и несет в себе информацию о взаимной ориентации оси проволоки и поля. Для применимости теории возмущений, в рамках которой получены выражения (1) и (2), необходимо, чтобы имело место неравенство $b < L_B$ [5]. В обратном случае образец должен вести себя как трехмерный. При $B < 5$ Тл, $L_B > 13$ нм. Таким образом, указанное выше условие действительно выполняется в нашем эксперименте. Выражения (1) и (2) получены для изолированной нити. В нашем случае параллельно включено большое число проволок и это, на первый взгляд, затрудняет непосредственное применение формул (1) и (2) для анализа экспериментальных кривых. Заметим, однако, что сочетание параметров $e^2 L_f / \pi \hbar L$ есть ни что иное как квантовая поправка к проводимости 1D системы, обусловленная интерференцией. Поэтому, полагая, что все каналы в а-PS:Mn независимы, можно принять $R(e^2 L_f / \pi \hbar L) \approx \delta G / G_m$.

Результаты аппроксимации экспериментальных данных выражениями (1) и (2) для $b = 6$ нм и $\delta G / G_m = 0.065$ показаны на рис.2 сплошными линиями. Подгоночным параметром в обоих случаях служила длина когерентности L_f . Видно, что теория ОМС одномерных проволок хорошо описывает интерференционную квантовую поправку к проводимости а-PS:Mn в магнитном поле различной ориентации. Подгонка дает $L_f = 25 \pm 2$ нм для ориентации B_\perp и $L_f = 23 \pm 3$ нм в случае поля, направленного параллельно оси каналов. Эти величины хорошо согласуются как

между собой, так и с результатом анализа температурной зависимости проводимости. Кроме того, полученные значения L_f действительно удовлетворяют критерию одномерного характера интерференционной поправки: $L_f > b$.

В заключение мы хотели бы отметить, что наблюдение анизотропного магнетосопротивления, которое при различных ориентациях поля к тому же описывается одной и той же величиной L_f , возможно лишь, когда длина проекции канала на направление поля B_{\perp} много меньше длины проекции на направление B_{\parallel} (каналы сильно вытянуты перпендикулярно поверхности структуры). В противном случае, при аппроксимации экспериментальных магнетополевых зависимостей теоретическими формулами (1) и (2) мы получили бы различные значения длины фазовой когерентности.

Авторы выражают благодарность А.И.Никифорову и В.А.Дравину за помощь в приготовлении образцов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #97-02-18507).

-
1. P.A.Lee and T.V.Ramakrishnan, Rev. Mod. Phys. **57**, 287 (1985).
 2. B.L.Altshuler, D.E.Khmel'nitzkii, A.I.Larkin, and P.A.Lee, Phys. Rev. **B22**, 5142 (1980).
 3. A.Kawabata, Solid State Commun. **34**, 431 (1980).
 4. Б.А.Альтшулер, А.Г.Аронов, А.И.Ларкин, Д.Е.Хмельницкий, ЖЭТФ **81**, 786 (1981).
 5. Б.А.Альтшулер, А.Г.Аронов, Письма в ЖЭТФ **33**, 515 (1981).
 6. P.Santhanam, S.Wind, and D.E.Prober, Phys. Rev. Lett. **53**, 1179 (1984).
 7. K.K.Choi, D.C.Tsui, and S.C.Palmateer, Phys. Rev. **B33**, 8216 (1986).
 8. K.K.Choi, D.C.Tsui, and K.Alavi, Phys. Rev. **B36**, 7751 (1987).
 9. Z.D.Kvon, M.M.Voronin, Kijoon Kim, and Hu Jong Lee, Письма в ЖЭТФ **67**, 973 (1998).
 10. A.I.Yakimov, A.V.Dvurechenskii, N.P.Stepina et al., J. Phys.: Condens. Matter **9**, 889 (1997).
 11. А.И.Якимов, А.В.Двуреченский, В.А.Дравин, Ю.Ю.Проскуряков, Письма в ЖЭТФ **67**, 265 (1998).
 12. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, and D.E.Khmel'nitsky, J. Phys. **C15**, 7367 (1982).
 13. А.А.Абрикосов, Основы теории металлов, М.: Наука, 1987.