

## ФЛУКТУАЦИИ ПРЫЖКОВОЙ ПРОВОДИМОСТИ МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ

В.Л.Нгуен, Б.З.Спивак, Б.И.Шкловский

Предсказаны и промоделированы на ЭВМ сильные флуктуации сопротивления малых образцов при изменении магнитного поля и расположения примесей в области прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (variable range hopping, VRH).

В работе <sup>1</sup> были обнаружены флуктуации сопротивления малых образцов неупорядоченного металла при изменении магнитного поля. Этот эффект был воспроизведен численным моделированием на ЭВМ и качественно объяснен в работе <sup>2</sup>. В работах <sup>3,4</sup> было показано, что амплитуда флуктуаций обратного сопротивления образца имеет порядок  $e^2/\hbar$  и при нулевой температуре не зависит от его размеров. Аналогичные флуктуации были предсказаны при изменении уровня Ферми, электрического поля, расположения и амплитуд рассеяния примесей <sup>4-6</sup>. Цель настоящей работы обратить внимание на то, что на диэлектрической стороне перехода металл – диэлектрик в области VRH сопротивление малого образца также должно флуктуировать при изменении магнитного поля и других факторов. Флуктуации сопротивления в области VRH уже наблюдались при изменении уровня Ферми в малых квазиодномерных МДП-структурах <sup>7</sup>. Ли <sup>8</sup> объяснил их тем, что сопротивление структуры определяется наибольшим из многих последовательно соединенных сопротивлений в сетке Миллера и Абрахамса, т.е. вероятностью самого трудного прыжка. При изменении уровня Ферми происходит смена прыжка выступающего в этой роли и сопротивление флуктурует. В настоящем сообщении речь идет о флуктуациях иной природы, связанных с флуктуациями вероятности одного прыжка, например, самого трудного при изменении магнитного поля. Эти флуктуации оказываются порядка самой вероятности и поэтому могут наблюдаться, как в тех случаях, когда сопротивление образца определяется одним прыжком, так и в больших образцах, где, конечно, происходит усреднение флуктуаций. В результате, экспериментальные ограничения на длину образца для наблюдения флуктуаций могут оказаться менее жесткими, чем в металле.

Причина флуктуаций вероятности прыжка состоит в том, что в области VRH электроны совершают прыжки между удаленными друг от друга примесями с энергиями, близкими к уровню Ферми, рассеиваясь "по дороге" на большом числе других примесей, расположенных в сигарообразной области с длиной  $r$  и поперечным размером  $\sqrt{ra}$  ( $r$  – длина прыжка,  $a$  – радиус локализации волновых функций). При наличии большого числа примесей с отрицательной амплитудой рассеяния амплитуда вероятности прыжка представляет собой сумму обладающих случайными знаками вкладов от различных путей по рассеивающим примесям <sup>9</sup>. Включение магнитного поля  $H$ , перпендикулярного направлению прыжка, приводит к появлению у слагаемого с номером  $k$  случайного фазового множителя  $e^{i\varphi_k}$ , где  $\varphi_k$  порядка  $\varphi_s \equiv$

$\equiv r \sqrt{ra} \frac{eH}{c\hbar}$ . Когда  $\varphi_s$  становится порядка  $\pi$ , т.е. магнитный поток через продольное сечение "сигары"  $r \sqrt{ra}$  становится порядка кванта потока  $\Phi_0 = c\hbar/e$ , происходит существенное изменение каждого слагаемого, и вся сумма меняется в случайную сторону на порядок своей величины. Таким образом, характерный "период" флуктуаций по  $H$  равен

$$H_c = \frac{\pi c \hbar}{r^{3/2} a^{1/2} e}. \quad (1)$$

Заметим, что в металлической фазе  $H_c$  оценивалось <sup>2</sup> из условия, что поток через площадь образца  $r^2$  порядка  $\Phi_0$ .

Для проверки (1) на ЭВМ было произведено моделирование прыжка бесспиновой частицы в модели двухкомпонентного сплава, подробно описанное в работе <sup>9</sup>. Изучалось туннелирование электрона между узлами 1 и 2 кубической решетки  $25^3$ , расположенными на концах ее пространственной диагонали (1, 1, 1), в поле  $H$ , направленном по (1, -1, 0), Гамильтониан имел вид

$$\mathcal{H} = \sum_i \epsilon_i a_i^\dagger a_i + \sum_{i \neq j} V_{ij} a_i^\dagger a_j, \quad (2)$$

где  $i, j$  – номера узлов решетки,  $a_i^\dagger$  – оператор рождения на узле  $i$ . Для ближайших соседей  $V_{ij} = V \exp\{i\varphi_{ij}\}$ , где  $\varphi_{ij} = \frac{e}{2\hbar c} H [\mathbf{r}_i, \mathbf{r}_j]$ . В остальных случаях  $V_{ij} = 0$ . Функция распределения энергий  $\epsilon_i$  при  $i \neq 1, 2$  имела вид

$$g(\epsilon_i) = (1-x) \delta(\epsilon_i - W) + x \delta\left(\epsilon_i - \frac{W}{A}\right), \quad (3)$$

где  $W > 0$ . Вычислялся эффективный интеграл перекрытия  $I$  между узлами 1 и 2, имеющими близкие к нулю энергии, в глубоко диэлектрической ситуации  $W, |W/A| \gg |V|$ .

На рис. 1 представлена зависимость величины  $L(H) \equiv \ln \left| \frac{I(H)}{I(0)} \right|$  от  $H$  для одной реализации энергий  $\epsilon_i$  при  $A = -8$  и  $x = 0,3$ . Магнитное поле приведено в единицах  $\tilde{H} = 2c\hbar/e l^2$ , где  $l$  – постоянная решетки.

В показанной на рис. 1 области полей среднее по реализациям  $\langle L(H) \rangle$  положительно и практически не зависит от  $H$ . На рис. 2 приведена корреляционная функция

$$f(\Delta H) = \overline{[L(H + \Delta H) L(H) - \overline{L(H)}]^2}^{1/2} = \overline{[\ln |I(H + \Delta H)| \ln |I(H)| - \overline{\ln |I(H)|}]^2}^{1/2}, \quad (4)$$

в которой черта, в отличие от угловых скобок, означает среднее поле  $H$  в области  $0,05 \leq H/\tilde{H} \leq 0,28$ . Видно, что амплитуда флуктуаций  $f(0) \cong 0,55$ , а значение  $H_c$ , при котором  $f(H_c) = \frac{1}{2} f(0)$ , равно  $0,01 \tilde{H}$ . Учитывая, что длина диагонали куба  $r = 24 \sqrt{3} l$  и  $a = l/\sqrt{3}$  <sup>9</sup>, не трудно показать, что найденные значения  $H_c$  согласуются с оценкой (1). Если согласно <sup>8</sup> принять, что в экспериментальной ситуации <sup>7</sup> длина  $a$  порядка  $10^3 \text{ \AA}$ , а длина трудного прыжка  $10^4 \text{ \AA}$ , то согласно (1) поле  $H_c = 0,1 \text{ Т}$ , т.е. не слишком велико. Таким образом, изучение флуктуаций в магнитном поле в экспериментах типа <sup>7</sup> может быть удобной проверкой объяснения Ли <sup>8</sup>.

Значения  $f(0)$  интересно сравнить с флуктуациями по реализациям

$$\delta(H) = [\ln^2 |I(H)| - \langle \ln |I(H)| \rangle^2]^{1/2}. \quad (5)$$

(В отличие от <sup>3-6</sup> мы исследуем корреляционные функции  $\ln |I|$ , поскольку  $\langle I^2 \rangle$  в диэлектрической области определяются редкими реализациями).

Для  $A = -8$  и  $x = 0,3$  величина  $\delta$  равна 3,2 при  $H = 0$  и 2,9 при  $H > 0,01 \tilde{H}$ . Таким образом, флуктуации по реализациям оказываются много больше флуктуаций по магнитному полю, т.е. в диэлектрической области не выполняется гипотеза эргодичности, сформулированная в <sup>4</sup> для металлических образцов. Такое же сильное расхождение между  $f$  и  $\delta$  было обнаружено в двумерных массивах  $100 \times 100$  при  $A = -1$  и  $x = 0,5$ .

Нами изучались также флуктуации  $\ln |I|$  под влиянием случайного изменения координат внутри исследуемого куба у доли  $y$  "рассеивающих" узлов с  $\epsilon_i = W/A$ . Расчет производится при  $A = -8$  и  $x = 0,3$ . Оказалось, что  $I$  меняется, грубо говоря, в два раза на характерном значении  $y = y_c = 0,05$ , соответствующем изменению координат примерно трех узлов с  $\epsilon_i = W/A$  в "сигаре". С другой стороны, чтобы  $\ln |I|$  изменился на величину порядка флуктуаций по реализациям  $\delta \cong 3$ , необходимо было изменить координаты почти всех рассеивающих узлов.

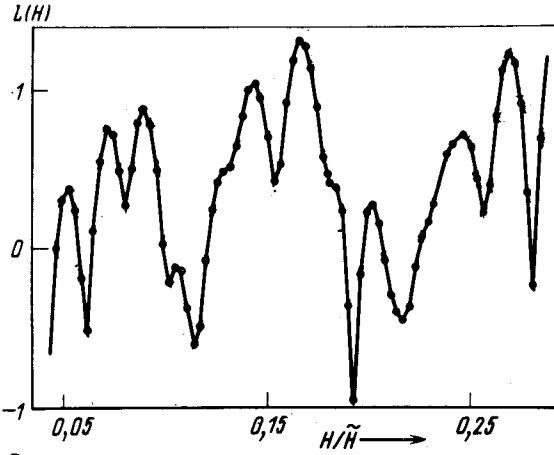


Рис. 1

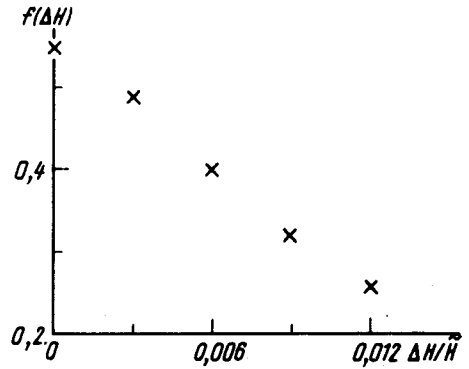


Рис. 2

Исследование флуктуаций при изменении  $y$  моделирует флуктуации проводимости из-за диффузии примесей.

Подчеркнем, что описанные выше явления имеют место лишь при  $A < 0$  и  $x > x_c$ , где  $x_c$  — точка знакового фазового перехода, т.е. тогда, когда знак  $I$  на больших расстояниях  $r$  случаен.

Мы благодарны Б.Л.Альтшулеру за очень полезные обсуждения и А.Д.Стоуну и П.А.Ли за присылку препринта работы <sup>4</sup> до публикации.

#### Литература

1. Umbach C.P., Washburn S., Laibowitz R.B., Webb R.A. Phys. Rev., 1984, B30, 4048.
2. Stone A.D. Phys. Rev. Lett., 1985, 54, 2692.
3. Альтшулер Б.Л. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 530.
4. Lee P.A., Stone A.D. Phys. Rev. Lett., в печати.
5. Альтшулер Б.Л., Хмельницкий Д.Е. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 291.
6. Альтшулер Б.Л., Спивак Б.З. Письма в ЖЭТФ, 1985.
7. Fowler A.B., Harstein A., Webb R.A. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 196.
8. Lee P.A., Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 2042.
9. Нгуен В.Л., Спивак Б.З., Шкловский Б.И. ЖЭТФ, 1985, 89, 11.

Институт аналитического приборостроения НТО  
Академии наук СССР

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
31 октября 1985 г.