

# ТЕОРИЯ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ СО СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ

Зюзин А. Ю., Спивак Б. З., Соколов В. Н., Фишков А. В.

В последнее время выяснилось, что сопротивление МДП транзисторов малого размера флуктуирует как функция напряжения на затворе  $V_g$ , либо как функция внешнего магнитного поля  $H$  [1-3]. Аналогичные флуктуации в зависимости от  $H$  наблюдались также в малых металлических образцах [4]. Это явление получило название мезоскопических флуктуаций.

Теория таких флуктуаций для образцов с металлическим типом проводимости разрабатывалась в [5, 6]. Однако рассмотрение [5, 6], основанное на примесной диаграммной технике, относилось только к ситуации, когда мезоскопические флуктуации измеряются двухзондовым методом (т. е. когда измеряется полный ток

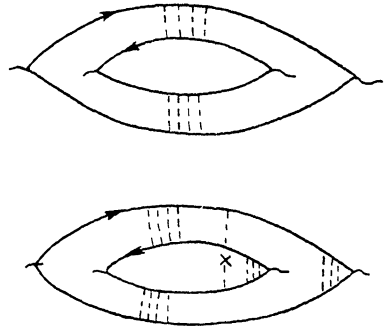


Рис. 2.

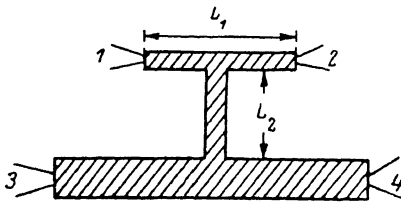


Рис. 1. Геометрия образца.

1, 2 — потенциальные зонды; расстояние между ними есть  $L_1$ . Длина перемычки  $L_2$ . Толщина перемычки и проволоки между контактами 1 и 2 есть  $a$ . 3, 4 — токовые контакты; площадь сечения образца между ними есть  $S$ .

через образец, созданный разностью потенциалов на его концах). Однако в эксперименте чаще всего используются более сложные методы изме-

рения. В недавней работе [4] приведены результаты измерения мезоскопических флуктуаций металлических образцов с геометрией, изображенной на рис. 1.

Посредством контактов 3 и 4 через образец пропускался ток. Потенциальные контакты 1 и 2 служили для измерения разности электрохимических потенциалов между точками 1 и 2. В дальнейшем будет рассмотрен случай, когда  $L_{1,2} \gg a$  (рис. 1).

Стандартный подход, основанный на применении закона Ома в дифференциальной форме, приводит к нулевой разности электрохимических потенциалов между точками 1 и 2. Между тем, экспериментально наблюдались мезоскопические флуктуации напряжения между точками 1 и 2. В данной работе эти флуктуации вычислялись с помощью феноменологической схемы, аналогичной ланжевеновской схеме вычисления термодинамических флуктуаций [7],

$$\operatorname{div} \delta \mathbf{J}(\mathbf{r}) = 0, \quad (1)$$

$$\delta \mathbf{J}(\mathbf{r}) = -e^2 D \nabla \delta \eta(\mathbf{r}) + \mathbf{J}_{\text{ст}}(\mathbf{r}). \quad (2)$$

Здесь  $\delta \mathbf{J}$ ,  $\delta \eta$  — величины пространственных флуктуаций плотности тока и электрохимического потенциала соответственно,  $D$  — коэффициент диффузии электронов в металле,  $\nu$  — плотность состояний на уровне Ферми.

Уравнения (1), (2) справедливы в пространственных масштабах, превышающих длину свободного пробега электрона относительно упругого рассеяния. Система уравнений (1), (2) должна быть дополнена выражением для корреляционной функции сторонних токов

$$\langle J_{\text{ст}i}(\mathbf{r}) J_{\text{ст}j}(\mathbf{r}') \rangle = (4e^2 D)^2 \delta_{ij} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \Gamma(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Здесь  $\langle \dots \rangle$  означает усреднение по реализациям случайного потенциала,

$$\Gamma(\mathbf{r}) = \int d\mathbf{r}' \int \frac{d\epsilon_1 d\epsilon_2}{(2\pi)^2} f'(\epsilon_1) f'(\epsilon_2) D_{\epsilon_1}(\mathbf{r}\mathbf{r}') D_{\epsilon_2}(\mathbf{r}\mathbf{r}') E^2(\mathbf{r}'). \quad (4)$$

Здесь  $D_\varepsilon(\mathbf{r}\mathbf{r}')$  — функция Грина уравнения  $(-D\Delta + i\varepsilon) D_\varepsilon(\mathbf{r}\mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ ,  $f(\varepsilon) = [\exp(\varepsilon/T) + 1]^{-1}$  — фермиевская функция,  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ ,  $E(\mathbf{r})$  — среднее электрическое поле, отличное от нуля только в части образца между контактами 3 и 4.

Уравнения (1)–(4) могут быть получены суммированием графиков, изображенных на рис. 2, где сплошным линиям соответствуют электронные функции Грина, а штриховым — рассеяние на примесях.

Полный ток через сечение между контактами 1 и 2 равен нулю, поэтому, интегрируя (2) по области между 1 и 2, получаем

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \equiv \langle (\delta\eta_1 - \delta\eta_2)^2 \rangle = \frac{1}{\nu^2 [e^2 D\nu]^2} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \langle J_{\text{ст } x}(\mathbf{r}) J_{\text{ст } x}(\mathbf{r}') \rangle. \quad (5)$$

В случае, когда  $L_T = \sqrt{D\hbar/T} > L_1, L_2$ , коррелятор сторонних токов в (5) можно положить равным его значению в части образца, где есть среднее электрическое поле. Это связано с дальнедействующим характером токового отклика на приложенное электрическое поле [8, 9].

Когда размеры этой части (между 3 и 4) образца больше  $L_T$ , из (3)–(5) следует, что

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \simeq \frac{L_1 L_T}{[e^2 D\nu]^2} \left( \frac{E}{\pi^2 \hbar a} \right)^2. \quad (6)$$

Часто образец между контактами 3 и 4 представляет собой проволоку с поперечными размерами, меньшими  $L_T$ . В этом случае решение (3)–(5) имеет вид

$$\langle (\Delta\eta)^2 \rangle \simeq \frac{L_1 L_T^2 L_\varphi}{S [e^2 D\nu]^2} \left( \frac{E}{\pi^2 \hbar a} \right)^2, \quad (7)$$

$L_\varphi$  — длина сбега фазы волновой функции,  $L_\varphi > L_T$ . Обращает на себя внимание большая величина мезоскопических флуктуаций (6), (7). Это связано с дальнедействующим флуктуационным токовым откликом на внешнее поле  $E(\mathbf{r})$  [8, 9].

Изучать рассмотренные выше мезоскопические флуктуации можно, меняя  $V_g$  в МДП транзисторах либо изучая зависимость  $\Delta\eta$  как функцию  $H$ . В последнем случае, согласно [6], амплитуда случайных осцилляций  $\Delta\eta$  совпадает с (6), (7).

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Fowler A. B., Harstein A., Webb R. A. — Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, N 3, p. 196—199
- [2] Skospol W. J., Mankiewich P. M., Howard R. E., Jackel L. D., Tennaunt D. H., Stone A. D. — Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, N 26, p. 2865—2868.
- [3] Орлов А. О., Савченко А. К. Осцилляции нелинейных характеристик образцов с малыми размерами. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 1, с. 34—36.
- [4] Wasburn S., Webb R. A. — Adv. in Phys., 1986, v. 35, N 4, p. 375—422.
- [5] Альтшулер Б. Л. Флуктуации остаточной проводимости неупорядоченных проводников. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 41, в. 12, с. 530—533.
- [6] Lee P. A., Stone A. D. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 55, N 15, p. 1622—1625.
- [7] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М., 1986. 250 с.
- [8] Зюзин А. Ю., Спивак Б. З. Фриделевские осцилляции и взаимодействие Рудермана—Киттеля в неупорядоченных проводниках. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 4, с. 185—187.
- [9] Аронов А. Г., Зюзин А. Ю., Спивак Б. З. Низкотемпературные пространственные флуктуации тока в неупорядоченных проводниках. — Письма ЖЭТФ, 1986, т. 43, в. 9, с. 431—434.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получено 11.05.1987  
Принято к печати 16.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

### ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ОТ СОСТАВА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{InP}_{1-x}\text{Sb}_x$ ( $x \leq 0.07$ )

Амусья В. М., Бирюлин Ю. Ф., Воробьева В. В., Голубев Л. В.,  
Новиков С. В., Чалдышев В. В., Шмарцев Ю. В.

Несмотря на большой интерес, проявляемый к широкому спектру свойств полупроводниковых твердых растворов соединений  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ , система  $\text{InP—InSb}$