*Письма в ЖЭТФ, том 45, вып. 8, стр. 384 – 386* *25 апреля 1987 г.*

# ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ МИКРОКОНТАКТА

*И.Б.Левинсон, Е.В.Сухоруков, А.В.Хаецкий*

Рассчитано поперечное магнитосопротивление баллистического микроконтакта в модели "отверстие в экране". Предсказано существование классических осцилляций магнитосопротивления в функции магнитного поля, связанных с геометрическим резонансом между размером отверстия и ларморовским радиусом.

Микроконтакт есть перемычка между двумя массивными участками проводника, размеры которой $d$ меньше длины пробега электрона $l$ (баллистический МК) или длины остывания электрона $\tilde{l}$ (диффузионный МК , при этом $d \gg l$). Исследование МК было начато Шарвиным в экспериментах по фокусировке электронов [1] и продолжено Янсоном с сотрудниками в экспериментах по спектроскопии фононов [2, 3].

Приложенная к массивным берегам разность потенциалов $V$ падает в области МК размера $d$, где и формируется сопротивление МК $R$. Магнитное поле $H$ повлияет на $R$, если ларморовский радиус $r_L \lesssim d$ (для баллистического МК) или $r_L \lesssim l$ (для диффузионного МК). Для обычных МК это означает $r_L \lesssim$ 300 Å, что соответствует (для меди) очень большим полям $H \gtrsim 3000$ кЭ. Развитая в последнее время методика [4] позволяет изготовлять баллистические МК с размерами $d \approx 3$ мкм. Такие МК должны обнаруживать магнитосопротивление в области достижимых полей $H \approx 30$ кЭ.

В настоящей работе вычислено сопротивление баллистического МК $R(H)$ в модели "отверстие в экране", для поля $H$ параллельного плоскости экрана. При $H = 0$ сопротивление МК в такой модели [5]

$$R^{-1} = \frac{1}{2} g_F e^2 \int dS \langle v_n(\mathbf{p}) \operatorname{sign}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \rangle . \qquad (1)$$

Здесь интегрирование идет по точкам $\mathbf{r}$ отверстия, скобки обозначают усреднение по точкам $\mathbf{p}$ поверхности Ферми, $v_n$ – компонента скорости нормальная к плоскости экрана, $g_F$ – плотность состояний на $n\phi$ (нормаль направлена по току). Функция $\operatorname{sign}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \pm 1$. Ее знак совпадает со знаком приложенного потенциала на той бесконечности, откуда приходит траектория электрона, оказавшегося в точке $\mathbf{r}$ с импульсом $\mathbf{p}$. Можно показать, что эта формула остается справедливой и при $H \neq 0$, причем если вычисляется омическое сопротивление $R$, то траектории следует строить без учета электрического поля вблизи отверстия. Таким образом, вычисление $R(H)$ сводится к принципиально простой, но чрезвычайно громоздкой задаче классификации траекторий по их топологии. Ниже рассматривается прямоугольное отверстие $(a \times b)$, с размером $b \parallel H$, отражение от плоскости экрана считается зеркальным, $n\phi$ – сферической. Даже в этом случае выражение для $R(H)$ получается настолько громоздким, что мы приведем только его асимптотики в сильных и слабых полях $H$. Введем безразмерное поле $h = b/2\pi r_L$, где $r_L = v_F/\omega_c$, $\omega_c = eH/mc$ и $\eta = a/b$. Если поле сильное, так что $r_L \ll a, b$ $(h \gg 1)$ имеем

$$\frac{R^{-1}(H)}{R^{-1}(0)} = \frac{2}{3\pi}\,\frac{1}{h}\left[\frac{4}{\pi^2} + \frac{1}{\eta} + \frac{6}{\pi^3}\,\frac{1}{h^{3/2}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s^{3/2}(4s^2-1)} \sin\left(2\pi s h + \frac{\pi}{4}\right)\right] \qquad (2)$$

В слабом поле, когда $r_L \gg a, b$ $(h \ll 1)$ имеем

$$[R^{-1}(H) - R^{-1}(0)]/R^{-1}(0) = -h^2 \varphi(\eta) . \qquad (3)$$

Явное выражение для $\varphi(\eta)$ не очень существенно. Укажем, что

$$\varphi(\eta) = \begin{cases} (\pi^2/3)\eta^2, & \eta \ll 1 \\ (\pi/3)\eta, & \eta \gg 1. \end{cases} \tag{4}$$

Перейдем теперь к физической интерпретации результатов. Рассмотрим для этого траектории электронов, проходящие через точки отверстия. При $H = 0$ траектории суть прямые, при $H \neq 0$ они составлены из отрезков спиралей (радиуса $v_\perp/\omega_c$ с шагом $2\pi v_\parallel/\omega_c$), соединяющихся в точках отражения от экрана. Здесь $v_\perp$ и $v_\parallel$ – составляющие скорости $v_F$ поперек и вдоль **H**. Проекции траекторий на плоскость перпендикулярную $H$ показаны на рис. 1.

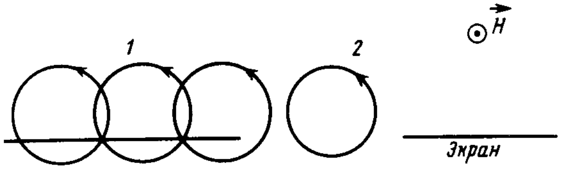


Рис. 1. Проекция различных траекторий электрона на плоскость, перпендикулярную $H$

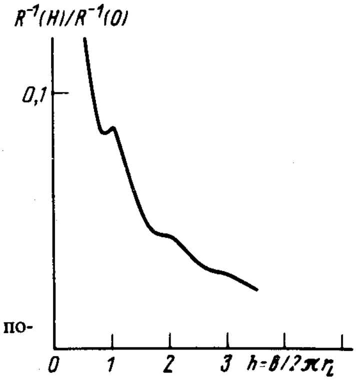


Рис. 2. Зависимость тока через МК от магнитного поля в случае $a \gg r_L$

Рассмотрим сначала сильные поля. Траектории типа *1* пересекают плоскость отверстия $S$ только один раз, как и при $H = 0$, однако они дают вклад в ток только на полосках ширины $v_\perp/\omega_c$, примыкающих к краям отверстия длины $b$. С этими траекториями связан монотонный вклад в $R^{-1}(H)$, убывающий как $1/H$. Траектории типа *2* могут пересекать $S$ много раз, порядка $b\omega_c/v_\parallel$. С ростом $H$ число пересечений растет, переходя от четного, когда вклада в ток нет, к нечетному, когда имеется вклад в ток от пересечений на полосках ширины $v_\parallel/\omega_c$, примыкающих к краям отверстия длины $a$. С этими траекториями, помимо монотонного вклада в $R^{-1}(H)$, убывающего как $1/H$, связан вклад, осциллирующий по $H$ с периодом $\Delta H = 2\pi c m v_F/eb$ и убывающий как $1/H^{5/2}$. Эти осцилляции напоминают осцилляции Зондгеймера сопротивления пленки [6]. Очевидно, что осцилляции должны быть максимальными в области полей, когда $h \simeq 1$. На рис. 2 представлена вычисленная на ЭВМ зависимость $R^{-1}(H)/R^{-1}(0)$ от $H$ в этой области полей для случая $a \gg r_L$. Наличие осцилляций проявляется в существовании участков резкого выполаживания кривой вблизи целочисленных $h$.

Перейдем теперь к случаю слабых полей. Траектории типа *1* дают вклад в ток на всей площади $S$, причем точно такой же как при $H = 0$. Среди траекторий типа *2* следует различать траектории с малым радиусом $v_\perp/\omega_c \simeq a \ll r_L$ и с нормальным радиусом порядка $r_L$. Первые имеют шаг спирали $2\pi v_\parallel/\omega_c \approx 2\pi r_L \gg b$, пересекают $S$ один раз и поэтому тоже дают вклад в ток такой же как при $H = 0$. Таким образом, магнитосопротивление (3) обусловлено траекториями типа *2* с радиусом порядка $r_L \gg a$. Доля таких траекторий среди всех траекторий, проходящих через фиксированную точку отверстия порядка $a/r_L$. Скорость $v_n$ в (1) для таких траекторий порядка $v_F(a/r_L)$. Поэтому магнитосопротивление порядка $(a/r_L)^2$, в согласии с (3) при $b \gg a$. При $b \ll a$ эту оценку следует домножить на малый фактор $b/a$, так как только электроны с малой $v_\parallel \sim v_F(b/a)$ могут пересечь отверстие $S$ два раза, и поэтому дать вклад в магнитосопротивление.

Поскольку осцилляции $R(H)$ связаны с геометрическим резонансом, можно думать, что они сохранятся и при учете диффузности рассеяния на экране.

Авторы благодарны Л.И. Глазману, А.Ю.Касумову, Ю.В.Шарвину и Р.И.Шехтеру за обсуждение, а также С.И.Зайцеву за содействие в проведении численных расчетов.

## Литература


1. *Шарвин Ю.В.* ЖЭТФ, 1965, **48,** 984.
2. *Янсон И.К., Шкляревский О.И.* ФНТ, 1986, **12,** 899.
3. *Jansen A.G., Gelder A.P., Wyder P.* J. Phys. C., 1980, **13,** 6073.
4. *Вдовин Е.Е., Касумов А.Ю., Копецкий Ч.В., Левинсон И.Б.* ЖЭТФ, 1987, **92,** №3.
5. *Кулик И.О., Омельянчук А.Н., Шехтер Р.И.* ФНТ, 1977, **3,** 1543.
6. *Sondheimer E.H.* Phys. Rev., 1950, **80,** 401.



Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых материалов
Академии наук СССР



Поступила в редакцию
4 февраля 1987 г.