

# РОЛЬ МАЛЫХ ОРБИТ В МАГНИТОПРОБОЙНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЯ С УЧЕТОМ СПИНА ЭЛЕКТРОНА ПРОВОДИМОСТИ: ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ

Ю. П. Прошин, Н. Х. Усеинов

Как известно, магнитный пробой (МП) обусловлен туннельным переходом электронов проводимости (ЭП) металла между классическими траекториями разных зон в магнитном поле  $H(0, 0, H)$  [1]. В условиях развитого МП возникающая система электронных траекторий, связанных МП узлами, образует МП конфигурацию: плоскую сеть квазиклассических участков движения ЭП в  $p$ -пространстве ( $p_z = \text{const}$ ,  $p$  — квазимпульс ЭП). В некоторых металлах (Al, Sn, Be, Mg, Zn) МП конфигурации содержат аномально малые замкнутые орбиты, которые управляют движением ЭП по всей МП сети, что проявляется в МП осцилляциях кинетических коэффициентов. Однако теория МП развивалась без учета спина ЭП [1, 2].

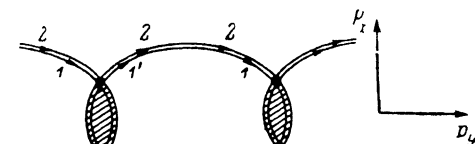


Рис. 1. Модель МП конфигурации с малыми орбитами «двуугольного» типа с учетом спиновых степеней свободы.

Цифры — номера квазиклассических участков (нечетные отвечают движению ЭП со спином вверх, четные — вниз), точки изображают МП узлы, стрелки показывают направление движения ЭП, заштрихованные области — эффективные МП узлы.

В работе [3] показано, что в теории МП необходимо учитывать наличие спиновых степеней свободы и спин-орбитальное взаимодействие (СОВ), что приводит к удвоению числа квазиклассических участков (рис. 1) и перовороту спина ЭП при прохождении каждого МП узла.

В настоящей работе будет показано, что в зависимости от величины  $g$ -фактора ЭП на малой орбите  $g_x$  и параметра СОВ в теории МП  $\alpha$  усложняется вид МП осцилляций магнетосопротивления, появляется «расщепление» острых пиков, что качественно похоже на реальную ситуацию (для Zn) [4].<sup>1</sup>

В качестве модели рассмотрим периодическую МП конфигурацию (рис. 1) с малыми замкнутыми «двуугольными» орбитами, все МП узлы считаются эквивалентными. Предполагается, что ЭП основное время проводит на больших участках, т. е.  $S_0/S_* \ll 1$  ( $S_0, S_*$  — площади большой и малой орбиты), причем фазы, набираемые ЭП на больших участках, сбиваются за счет малоуглового рассеяния; таким образом, МП является стохастическим (СМП) [2]. А фазы, набираемые ЭП при движении на малой орбите со спином вверх (+) и вниз (—), будут различаться [3]:  $\gamma^\pm = \pm cS_*/\hbar eH + 2\Lambda \pm \gamma^0$ , где  $\gamma^0 = \pi g_x m_e/2m$  ( $m_e$  — циклотронная масса ЭП на малой орбите,  $m$  — масса свободного электрона),  $\Lambda$  — скачок фазы. Записывая  $s$ -матрицу 4-го порядка для каждого МП узла, учитывающую пероворот спина [3], и рассматривая малую «двуугольную» орбиту как эффективный МП узел [2], получим эффективные вероятности МП  $W_{i,i'}^{\text{эфф}}$  ( $i$  — входящие,  $i'$  — выходящие участки, где  $i, i' = 1-4$ ; рис. 1). В условиях СМП для расчета проводимости важны суммарные вероятности пройти эффективный МП узел и отразиться от него (которые мы обозначим через

<sup>1</sup>  $\alpha$  — отношение недиагональных по номеру зоны матричных элементов оператора скорости ЭП (точный вид см. в [3]).

$S$  и  $T$  соответственно). Тогда для ЭП, подошедшего к эффективному МП узлу со спином вверх (рис. 1;  $i=1$ ), имеем

$$S^+ = W_{1,3}^{\alpha\Phi\Phi} + W_{1,4}^{\alpha\Phi\Phi} = \frac{w^4}{1+\alpha^2} \left[ \frac{1}{|1-\tau^2 \exp(i\gamma^+)|^2} + \frac{\alpha^2}{|1-\tau^2 \exp(i\gamma^-)|^2} \right],$$

$$T^+ = W_{1,1}^{\alpha\Phi\Phi} + W_{1,2}^{\alpha\Phi\Phi} = 1 - S^+, \quad (1a)$$

аналогично для ЭП, подошедшего к эффективному МП узлу со спином вниз (рис. 1;  $i=2$ ).

$$S^- = W_{2,3}^{\alpha\Phi\Phi} + W_{2,4}^{\alpha\Phi\Phi} = \frac{w^4}{1+\alpha^2} \left[ \frac{\alpha^2}{|1-\tau^2 \exp(i\gamma^+)|^2} + \frac{1}{|1-\tau^2 \exp(i\gamma^-)|^2} \right],$$

$$T^- = W_{2,1}^{\alpha\Phi\Phi} + W_{2,2}^{\alpha\Phi\Phi} = 1 - S^-, \quad (16)$$

где  $w^2 = \exp(-H_0/H)$ ,  $\tau^2 + w^2 = 1$ ,  $H_0$  — поле пробоя [3].

■ При  $\gamma^s = \pi k$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ) зависимость от  $\alpha$  в (1) пропадает и  $S^+ = S^-$ , а если одна из фаз  $\gamma^\pm$  принимает значение, кратное  $2\pi$ , то  $S^+ = S^- = 1$  при любых  $w > 0$ , т. е. возникает прозрачность эффективного МП узла. В частном случае  $\alpha=0$  и четных  $k$  мы получаем результат работы [2]. В нашем случае при произвольных  $\gamma^s$  и  $\alpha \neq 0$  суммарные вероятности (1a) и (16) имеют существенно различный характер осцилляций в зависимости от поля  $H$ . Таким образом, малая орбита по-разному управляет движением ЭП с противоположными спинами.

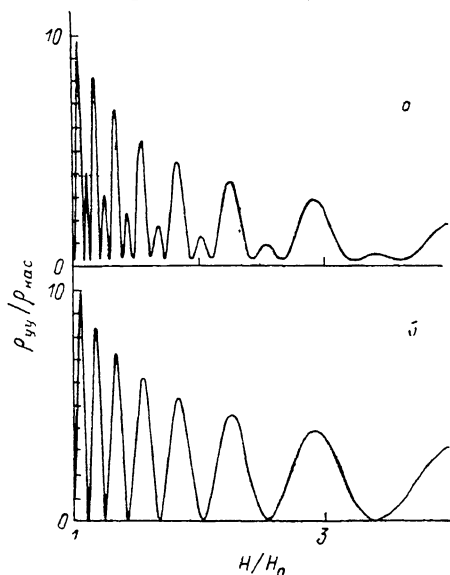


Рис. 2. МП осцилляции поперечного магнетосопротивления  $\rho_{yy}/\rho_{нас}$  в промежуточных полях.

При построении площадь  $S_M$  малой орбиты принята равной  $(2\pi\hbar e/c) \cdot 10H_0$  [1, 4].  $\alpha =$  при  $\alpha=0.5$ ,  $\gamma^s=0.4\pi$ ; б — при любом  $\alpha$  и  $\gamma^s = 2\pi k$  ( $k=0, 1, 2, \dots$ ).

Для аналогичной МП конфигурации, но без учета спиновых степеней свободы выражение для проводимости  $\sigma_{xx}$  было найдено методом «эффективного пути» [5, 6], которое при СМП имеет вид

$$\sigma_{xx} = (4\pi e c / \pi H) T / S, \quad (2)$$

где  $n$  — число электронов в единице объема. Здесь  $S$  и  $T$  не учитывают (как и в [2]) различия в направлении спина. Подставив (1) в (2), получим проводимости  $\sigma_{xx}^+$ ,  $\sigma_{xx}^-$  для каждого направления спина, которые необходимо усреднить по начальным спиновым ориентациям [7], так как для проводимости играет роль лишь изменение импульса ЭП при его движении по МП конфигурации. Окончательно для магнетосопротивления имеем

$$\rho_{yy} = \frac{2H}{\pi n e c} [(S^+)^{-1} + (S^-)^{-1} - 2]. \quad (3)$$

В пределе больших полей  $H \gg H_0$  сопротивление  $\rho_{yy}$ , осциллируя, насыщается, приближаясь к значению  $\rho_{нас} = 8H_0/\pi n e c$ . На рис. 2 схематически показано поведение кривой магнетосопротивления  $\rho_{yy}/\rho_{нас}$  в промежуточных полях с «расщеплением» острых пиков, вид которых зависит от величины  $g_M$  и параметра  $\alpha$ . В предельных случаях при  $\gamma^s = 2\pi k$  и любых  $\alpha$  получаются результаты [1, 5] (кривая б на рис. 2). При  $\alpha=0$  учет спино-

вых степеней свободы (формула (3) с учетом (1а), (1б)) изменяет амплитуды осцилляций, но не приводит к «расщеплению» пиков.

В настоящей модели появляется возможность объяснить дополнительные «расщепления» пиков МП осцилляций и из анализа экспериментальных данных получить величины  $g$ -фактора малой орбиты и  $\alpha$  параметра СОВ.

Авторы искренне благодарны Б. И. Кочелаеву и М. И. Каганову за поддержку, внимание к работе и обсуждение результатов.

### Список литературы

- [1] Stark R. W., Falikov L. M. // Progr. in Low Temp. Phys. 1967. V. 5. P. 235—286.
- [2] Каганов М. И., Слудкин А. А. Электроны проводимости / Под ред. М. И. Каганова и В. С. Эдельмана М., 1985. С. 101—196.
- [3] Прошин Ю. Н. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 4 (10). С. 1356—1372.
- [4] Stark R. W. // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 6A. P. A1698—A1713.
- [5] Шенберг Д. Магнитные осцилляции в металлах: Пер. с англ. М., 1986. 678 с.
- [6] Pippard A. B. // Proc. Roy. Soc. 1965. V. A287. N 1409. P. 165—182.
- [7] Абрикосов А. А. Основы теории металлов М., 1987. 520 с.

Казанский государственный университет  
им. В. И. Ульянова-Ленина  
Казань

Поступило в Редакцию  
12 июля 1989 г.

УДК 537.211.33

Физика твердого тела, том 32, № 3, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 3, 1990

## СЛАБОЗАТУХАЮЩИЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ ПРОВОДНИКАХ

В. Г. Песчанский, С. Н. Савельева

Слоистые проводники обладают резкой анизотропией электропроводности, и распространение электромагнитных волн в них существенно зависит от поляризации электрического поля волны. Электропроводность дихалькогенидов переходных металлов типа  $NbSe_2$ ,  $TaS_2$  и металлооксидных соединений типа  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  вдоль слоев  $\sigma_{\parallel}$  и вдоль нормали к слоям  $\sigma_{\perp}$  различается примерно в 100 раз. В органических проводниках типа  $\beta$ -( $ET$ ) $_2$   $IVr_2$  отношение  $\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp}$  порядка  $10^3$ . Электропроводность графита, интеркалированного молекулами  $SbF_6^-$ , вдоль слоев совпадает с электропроводностью чистой меди, а поперек слоев в  $10^5$  раз меньше. В условиях нормального скин-эффекта длины затухания электрического поля  $E_{\parallel} = E_0 n$  и  $E_{\perp} = [n [E n]]$  соотносятся как  $(\sigma_{\parallel}/\sigma_{\perp})^{1/2}$  и не зависят от конкретного вида энергетического спектра носителей заряда. Однако при аномальном скин-эффекте, когда свободный пробег носителей заряда  $l$  значительно превышает глубину скин-слоя  $\delta$  [1], структура их энергетического спектра играет важную роль. За электронные свойства сложных структур, обладающих высокой электропроводностью, по-видимому, ответственна система фермионов, аналогичных электронам проводимости в металлах. Поверхность Ферми (ПФ) таких проводников следует представить в виде слабофривированных цилиндров, изолированных либо соединенных тонкими перемычками, а возможные замкнутые полости следует отнести к аномально малым группам носителей заряда. При конструировании ПФ существенно анизотропных проводников необходимо, чтобы максимальная скорость носителей заряда  $v_0 = (v n)$  вдоль нормали к слоям была значительно меньше  $v_F = |[v n]|_{\max}$ .