

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  $\sigma_{||}$  и вдоль нормали к слоям  $\sigma_{\perp}$  различается примерно в 100 раз. В органических проводниках типа  $\beta$ -( $ET$ ) $_2$   $IVr_2$  отношение  $\sigma_{||}/\sigma_{\perp}$  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  $E_{||} = E_0 \cos \theta$  и  $E_{\perp} = [n \cdot E_0]$  соотносятся как  $(\sigma_{||}/\sigma_{\perp})^{1/2}$  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  $v_F = |[v_n]|_{\max}$ .

Быстро движущиеся вдоль слоев электроны уносят информацию о поле в скин-слое в глубь образца на расстояние порядка  $l$ . Слабозатухающие волны, распространяющиеся вдоль слоев, формируют носители заряда из небольшой окрестности точек на ПФ, где меняется связность линий  $k\mathbf{v} = \text{const}$ , т. е. опорных и седловых точек [2], где скорости электронов соответственно  $v_1$  и  $v_2$  направлены вдоль волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Исследование ВЧ свойств слоистых проводников при  $\delta \ll l$  позволяет определить распределение скоростей носителей заряда на ПФ. Для этой цели удобнее использовать осцилляционную зависимость импеданса или прозрачности слоистых проводников толщиной  $d \ll l$  от величины сильного магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k}$  (радиус кривизны электронной траектории  $r_H \ll l$ ).

Распределение электрического поля в образце найдем с помощью совместного решения уравнений Максвелла и кинетического уравнения Больцмана, позволяющего определить связь плотности электрического тока с ВЧ полем волны. На больших расстояниях от скин-слоя  $z \gg v/\omega\eta$  электрическое поле имеет вид

$$E_{\parallel}(z) \simeq E_{\parallel}(0) F(z) \frac{\delta_0^2}{z^2} \frac{\eta^{-1/2}}{1 + \beta\eta^{-1/2}}, \quad (1)$$

$$E_{\perp}(z) \simeq E_{\perp}(0) F(z) \delta_0^2/z^2, \quad (2)$$

$$F(z) = A_1 \exp \frac{i\omega - \nu \pm i\Omega}{v_1} + A_2 \exp \frac{i\omega - \nu}{v_2}. \quad (3)$$

Здесь  $\eta = v_0/v_F \ll 1$ ;  $\delta_0 = (c^2 v_F / \omega \omega_0^2)^{1/2}$ ;  $\beta = \omega c / \omega_0 v_F$ ;  $\Omega = eH/m^*c$  — частота обращения в магнитном поле электрона в опорной точке ПФ;  $e$ ,  $m^*$ ,  $\nu$  — его заряд, циклотронная масса и частота столкновений;  $c$  — скорость света;  $\omega_0$  — частота плазменных колебаний;  $\omega$  — частота ВЧ поля;  $A_1$  и  $A_2$  зависят от характера отражения носителей заряда границей образца  $z=0$ ,  $d$ . Параметр  $\eta$  можно определить, измеряя импеданс при различной поляризации электрического поля волны. Глубина скин-слоя  $\delta \simeq \delta_0$ , если  $\mathbf{E} \perp \mathbf{n}$ , и  $\delta = \delta_0 \eta^{-1/2}$ , если  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{n}$ . Второе слагаемое в формуле (3) не зависит от  $H$ , поскольку его формируют электроны в седловой точке ПФ, совпадающей с точкой самопересечения электронной траектории на границе области открытых сечений ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$  (для этих электронов  $m^* = \infty$ ,  $p_H$  — проекция импульса электрона на направление магнитного поля). Если ПФ существенно анизотропна и в плоскости слоев, то возможен вклад в  $F(z)$  электронов с экстремальным смещением за период в глубь образца.

При отклонении магнитного поля от волнового вектора  $\mathbf{k}$  на угол  $\theta$  скорость распространения слабозатухающих волн определяется скоростями электронов в точке самопересечения электронной траектории и в опорной точке ПФ в направлении  $\mathbf{H}$ , умноженными на  $\cos \theta$ . При  $\theta = \pi/2$  слабозатухающие волны типа волн Ройтера—Зондгаймера возможны лишь при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{n}$  за счет дрейфа носителей заряда в глубь образца по открытым траекториям. Если магнитное поле параллельно поверхности образца, но не расположено в плоскости слоев, то электромагнитное поле проникает в глубь образца в виде узких всплесков, предсказанных Авбелем [3]. Интенсивность всплесков значительно выше, чем в изотропных проводниках, поскольку малая кривизна ПФ вдоль  $\mathbf{n}$  способствует вовлечению значительно большего числа носителей заряда в их формирование.

При  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{n}$  слабозатухающие волны распространяются со скоростью  $v_0$  и формируют их носители заряда, для которых  $\partial^2 S / \partial p_H^2 = 0$ , где  $S$  — площадь сечения ПФ плоскостью  $p_H = \text{const}$ .

Экспериментальное исследование ВЧ свойств слоистых проводников позволит выяснить, в какой мере применимы к ним достаточно обоснованные в металлах представления об электронах проводимости.

- [1] Reuter E. H. T., Sondheimer E. H. // Proc. Roy. Soc. A. 1948. Т. 195. P. 336—364.  
 [2] Песчанский В. Г., Дассанаеке Махендра, Цыбулина Е. В. // ФНТ. 1985. Т. 11. № 3. С. 297—304.  
 [3] Азбель М. Я. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 2. С. 400—412.

Физико-технический институт  
 им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
 Ленинград  
 Физико-технический институт  
 низких температур АН УССР  
 Харьков

Поступило в Редакцию  
 10 июля 1989 г.

УДК 538.221

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

## ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕЙ В БОРАТЕ ЖЕЛЕЗА

*М. В. Четкин, В. В. Лыков, В. Д. Терещенко*

Легкоплоскостной ферромагнетик борат железа ( $\text{FeVO}_3$ ) известен с начала 60-х годов [1], прозрачен в видимой (зеленой) области спектра, тем не менее динамика доменных границ (ДГ) в нем еще не достаточно изучена [2-4] по сравнению с другими прозрачными магнетиками прежде всего из-за технических трудностей, связанных с малым углом вращения плоскости поляризации. Изучение динамики ДГ в  $\text{FeVO}_3$  крайне интересно: он обладает сильной магнитоупругой связью и малой (легко задаваемой) величиной константы анизотропии. Поэтому можно ожидать существенного отличия поведения ДГ в нем по сравнению с другими магнетиками, например ортоферритом иттрия. Впервые на необычное поведение ДГ в нем было обращено внимание в [5] и наблюдалось в [4], где отмечалось, что после достижения ДГ скорости звука «ДГ теряла устойчивость, становилась пространственно-неоднородной и широкой», однако существующая в то время экспериментальная методика оставила для будущих исследователей вопрос о выяснении сути этого явления, чему посвящена настоящая работа.

Как известно, прогресс в изучении динамики ДГ был связан с применением высокоскоростной фотографии, позволившей фиксировать как скорость, так и форму ДГ [6]. Вращение плоскости поляризации в  $\text{FeVO}_3$  менее  $1^\circ$ , а в контрасте ДГ еще меньше, поэтому мы имеем дело с весьма мало контрастным и слабоосвещенным объектом для фотографирования. Нами использовались высокочувствительные ортохроматические пленки, проявители с добавлением полиокса, позволившие применить метод двукратной высокоскоростной фотографии с временным разрешением 0.2 нс [7]. В этом методе изображение движущейся ДГ получается при последовательном подсвечивании образца двумя импульсами света, задержанными относительно друг друга на время, равное в нашем эксперименте 11 нс. Контраст доменов выставляется противоположным каждому из лучей, и ширина полученной таким образом полосы пропорциональна скорости ДГ (рис. 1). По сравнению с [7] лазер на азоте накачивал лазер на красителе чрезвычайно простой конструкции: в кювете на оптическом контакте крепились два легких зеркала (100 и 20 % на длине волны 535 нм); выигрыш в мощности получается в несколько раз. Методика позволяла фиксировать изображение при вращении плоскости поляризации на угол менее  $0.5^\circ$ . Одиночная  $180^\circ$ -ная неелевская ДГ создавалась в кристаллической пластинке бората железа толщиной 30 мкм