# ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В УСЛОВИЯХ НЕЛИНЕЙНОГО ЭФФЕКТА ДЕ-ГААЗА-ВАН-АЛЬФЕНА

*В.М.Набутовский*

В металлическом монокристалле при низких температурах все величины являются быстро осциллирующими функциями индукции $\vec{B}$, а не внешнего магнитного поля $\vec{H}$. Малая разница $\vec{B} - \vec{H} = 4\pi\vec{M}$ может стать сравнимой с периодом осцилляций $\Delta B$ и должна быть учтена ($\vec{M}$ – намагниченность) [1-3]. Ниже будет показано, что по той же причине существенно изменяется форма квантовых осцилляций сопротивления, вплоть до появления разного рода аномалий. Кроме того, при появлении в образце диамагнитных доменов [3] изменяется характер асимптотического поведения классической части тензора электропроводности благодаря дрейфу электронов в неоднородном магнитном поле вблизи границ

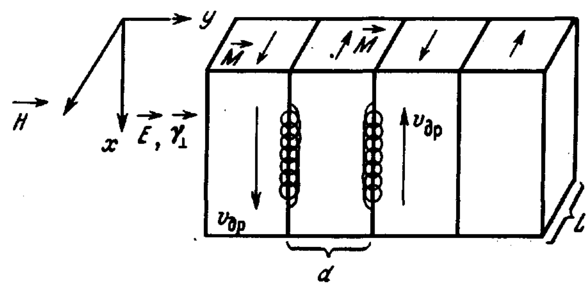


Рис.1

доменов (что эквивалентно появлению слоя открытых траекторий). Возникающие при этом скачки сопротивления по величине могут превосходить шубниковские осцилляции и экспериментально должны наблюдаться как совершенно новый тип осцилляций сопротивления.

Рассмотрим для простоты случай, когда вклад в шубниковские осцилляции дает одно сечение. Форма осцилляций определяется уравнениями:

$$\sigma_{осц} = \sigma^{\circ}_{осц} \sin\left(2\pi \frac{B}{\Delta B} + \phi\right); \quad M = M_o \sin 2\pi \frac{B}{\Delta B} . \qquad (1)$$

Здесь $\phi$ – сдвиг фаз между осцилляциями электропроводности и момента. Если $\phi = 0$, то форма осцилляций $\sigma_{осц}(H)$ и $M(H)$ совпадают. Если $\phi \neq 0$ (либо несколько сечений вносят вклад в осцилляции), то $\sigma_{осц}$ и $M$ – разные функции $H$, однако характер особенностей $\sigma_{осц}(H)$ и $M(H)$ (разрывы, точки, в которых производная аномально велика, области неоднозначности) одинаков, поскольку связан лишь с особенностями $B(H)$.

Если в образце имеются магнитные домены, то электроны, пересекающие стенку домена, дрейфуют поперек магнитного поля (вдоль стенки домена) (рис. 1). Скорость дрейфа $v_{др} \sim v_ф\ R\ \nabla H/H$ [7]. Здесь $v_ф$ – фермиевская скорость, $R$ – ларморовский радиус. Поскольку ширина переходной области между доменами $\sim R$, то $v_{др} \sim v_ф\ 4\pi M/H$.

Для оценки дополнительной электропроводности $\Delta\sigma_{ik}$, связанной с дрейфом, воспользуемся известной формулой для электропроводности в магнитном поле [4]:

$$\sigma_{ik} = -e^2 \int \frac{\partial n_F}{\partial \epsilon}\, d\Gamma\, \frac{1}{\nu T^2} \int_0^T v_i(t) \int_{t-T}^{t} v_k(t-t')\, e^{-\nu t'}\, dt' \quad , \qquad (2)$$

где $n_F(\epsilon)$ – фермиевская функция распределения, $d\Gamma$ – элемент фазового объема, $T$ – ларморовский период, $\nu$ – частота столкновений. При выбранном на рис. 1 расположении осей $\Delta\sigma_{xx} \sim \sigma_o (v_{др}/v_ф)^2$, где $\sigma_o$ – электропроводность в отсутствие магнитного поля. Для оценки средней по образцу величины $\overline{\Delta\epsilon_{xx}}$ нужно это выражение умножить на $R/d$, где $d$ – ширина домена, т.е. $\overline{\Delta\sigma_{xx}}\sim\sigma_o(4\pi M/H)^2\ R/d$, остальные компоненты $\overline{\Delta\sigma_{ik}}\approx 0$.

Асимптотика поперечной части тензора электропроводности в отсутствие дрейфа имеет вид [4]:

$$\begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} & \gamma a_{xy} \\ -\gamma a_{xy} & \gamma^2 a_{yy} \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} & \gamma^2 a_{xy} \\ \gamma^2 a_{yx} & \gamma^2 a_{yy} \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} \gamma^2 a_{xx} & \gamma a_{xy} \\ \gamma a_{yx} & a_{yy} \end{pmatrix}$$

a b c

$\gamma = R/\ell$, $\ell$ – длина свободного пробега, $a_{ik}\sim\sigma_o$ , $\gamma \ll 1$.

Случаи $a,b$ соответствуют замкнутым сечениям ($a$ – число электронов не равно числу дырок, $b$ – равно); в случае $c$ – сечение открыто в

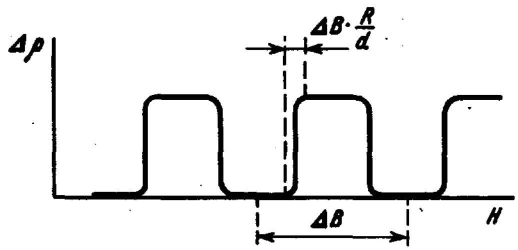


Рис.2

направлении оси $x$. В случае $a$ добавка к сопротивлению будет иметь максимум при направлении тока вдоль оси $y$: $(\overline{\Delta\rho}/\rho)_{max}\sim(4\pi M/H)^2\ell^2/Rd$. (Добавка связана в этом случае с изменением холловского поля в области между доменами.)

В случаях $b$ и $c$ $\overline{\Delta\rho}/\rho\sim(4\pi M/H)^2\ell^2/Rd$ при любом направлении тока, перпендикулярном $\vec{B}$.

Поскольку расслоение на домены наступает периодически по $1/H$ добавочное сопротивление будет иметь вид периодически по $1/H$ возникающих скачков с периодом обычных шубниковских осцилляций (рис.2). Сравним амплитуду этих осцилляций с амплитудой шубниковских осцилляций. Для амплитуды шубниковских осцилляций имеем [5] (при условии $kT \lesssim 20\hbar\omega_H$ $\rho_{осц}/\rho\sim(\hbar\omega_H/\epsilon_Ф)^{1/2}\sim(a/R)^{1/2}$, где $\omega_H$ – ларморовская частота, $a$ – межатомное расстояние. Учитывая, что $4\pi M/H\sim(v_Ф/c)^2(\epsilon_Ф/\hbar\omega_H)^{1/2}$ ($c$ – скорость света), получим:

$$\frac{\overline{\Delta\rho}}{\rho_{осц}}\sim\left(\frac{v_Ф}{c}\right)^4\frac{\ell^2\, R^{1/2}}{d\, a^{3/2}}\,. \qquad (3)$$

Теории, дающей зависимость размеров доменов от толщины образца $L$ (рис. 1), в настоящее время не существует. Если воспользоваться аналогией с ферромагнетиками, то $d\sim\sqrt{L\ \Delta/\epsilon_o}$ , где $\Delta$ – поверхностное натяжение на границе доменов друг с другом, $\epsilon_0$ – добавочная плотность энергии вблизи границы образца.

Рассмотрим простейший случай: $\partial B/\partial H \sim 1$, $M_0 \sim \Delta B$. В этом случае $\Delta \sim R M_0^2$ [8]. Полагая $\epsilon \sim M_0^2$, получим $d \sim \sqrt{RL}$. Тогда из (3) следует:

$$\frac{\overline{\Delta \rho}}{\rho_{осц}} \sim \left(\frac{v_ф}{c}\right)^4 \frac{\ell^2}{L^{1/2} a^{3/2}} . \qquad (4)$$

Полагая $v_ф/c \sim 10^{-2}$, $a \sim 10^{-8}$ *см*, $L \sim 10^{-1}$ *см* получим, что при $\ell \gtrsim 10^{-2}$ *см* рассматриваемые осцилляции превосходят шубниковские по амплитуде.

Аналогичные осцилляции должны иметь место при появлении периодической структуры предсказанной Азбелем [9].

Экспериментальное наблюдение описанных выше осцилляций послужило бы прямым подтверждением существования доменов или неоднородной структуры и позволило бы определить их величину.

Автор признателен И.М.Лифшицу и М.Я.Азбелю за полезные замечания и И.М.Приворoцкому за обсуждение результатов и возможность ознакомиться с работой [8] до опубликования.

Лаборатория физики твердого тела
Всесоюзного
научно-исследовательского института
оптико-физических измерений
г.Новосибирск

Поступило в редакцию
10 июля 1967 г.

## Литература

[1] D.Shoenberg. Phil. Trans.Roy.Soc. (London), A255, 85, 1962.
[2] A.B.Pippard. Proc.Roy.Soc. (London), A272, 192, 1963.
[3] J.H.Condon. Phys.Rev., 145, 526, 1966.
[4] И.М.Лифшиц,М.И.Каганов. УФН, 78, 411, 1962; УФН, 87, 389, 1965.
[5] E.Adams, T.Holstein. J.Phys.Chem.Solids, 10, 254, 1959.
[6] М.Я.Азбель, ЖЭТФ, 32, 1233, 1957.
[7] И.М.Лифшиц, А.А.Слуцкин, В.М.Набутовский. ЖЭТФ, 41, 939, 1961.
[8] И.А.Привороцкий. Письма ЖЭТФ, 5, 280, 1967.
[9] М.Я.Азбель. Письма ЖЭТФ, 5, 282, 1967.