

О ПРИРОДЕ ТОКОВЫХ СОСТОЯНИЙ В МЕТАЛЛАХ

Н.М.Макаров, В.А.Ямпольский

Теоретически исследуется эффект выпрямления тока в металлах в параллельном магнитном поле h_0 , облучаемых радиоволнами большой амплитуды \mathcal{H} . Предсказывается, что при аномальном скин-эффекте петля гистерезиса индуцированного магнитного момента как функции h_0 лежит в пределах $(-2\mathcal{H}, 2\mathcal{H})$ и имеет универсальный характер. Значения индуцированного магнитного поля сравнимы с амплитудой падающей волны.

1. В последние годы в ряде металлов были открыты¹⁻⁵ так называемые "токовые состояния": в чистых образцах, облучаемых радиоволнами достаточно большой амплитуды, возникал выпрямленный ток, который возбуждал постоянное магнитное поле h . Индуцированный магнитный момент существовал даже в отсутствие внешнего постоянного поля h_0 и как функция h_0 имел гистерезисное поведение. Аналогичные гистерезисы испытывают и зависящие от магнитного поля кинетические коэффициенты.

В⁶ Бабкин и Долгополов объяснили возбуждение токовых состояний в случае $\mathcal{H} \gg h_0$, h . Они отметили, что неоднородное поле, формирующее траекторию электронов, представляет сумму магнитного поля волны $\mathbf{H}(x, t)$ и постоянного и однородного магнитного поля h_0 (векторы $\mathbf{H}(x, t)$ и h_0 считаем коллинеарными, индуцированное поле $h(x)$ есть среднее по периоду падающей волны значение $\mathbf{H}(x, t)$, ось x направлена в глубь металла, ось z параллельна векторам магнитного поля). Переменная составляющая поля $H(x, t)$ осциллирует и быстро затухает на расстоянии порядка толщины скин-слоя δ , а индуцированное поле $h(x)$ на том же расстоянии меняется от нуля на границе $x=0$ до значения $h(\infty)$. Поэтому вид траектории эффективных электронов зависит от взаимной ориентации суммарного поля на поверхности металла $H(0, t) + h_0 = 2\mathcal{H} \cos \omega t + h_0$ и в его глубине $H(\infty, t) + h_0 = h(\infty) + h_0$. В те полупериоды, когда $\mathbf{H}(0, t) + h_0$ и $\mathbf{H}(\infty, t) + h_0$ параллельны, траектории подобны, изображенной на рис. 1, *a*, при антипараллельных направлениях — на рис. 1, *b*. Отсюда ясно, что проводимость в различные полупериоды будет неодинакова, и у поверхности образца возникает выпрямленный ток.

Для существования токовых состояний необходимо, чтобы путь эффективного электрона в скин-слое $L \sim (4c\mu_F \delta / e \mathcal{H})^{1/2}$ был много меньше длины свободного пробега $l = v_F / \nu$; кроме того, в течение времени свободного пробега фаза волны должна оставаться неизменной:

$$4c\mu_F \delta / e l^2 \ll \mathcal{H}, \quad \omega \ll \nu. \quad (1)$$

2. В настоящей работе построена теория токовых состояний в широком интервале магнитных полей h_0 , когда

$$b \ll \frac{|h(\infty) + h_0|}{2\mathcal{H}}, \quad b = \left(\frac{4c\mu_F \delta}{e l^2 \mathcal{H}} \right)^{1/2} \ll 1. \quad (2)$$

Отметим, что условия (2) допускают соотношение $|h(\infty) + h_0| \sim 2\mathcal{H}$.

Согласно⁶, характер электронного движения, а значит и факт появления токовых состояний, зависят от того, существует ли в образце плоскость $x = x_0(t)$, на которой $H(x_0, t) + h_0 = 0$. В те промежутки времени, когда такая плоскость отсутствует, электроны движутся по траекториям рис. 1, *a*. Эти траектории мало отличаются от замкнутой ларморовской орбиты в поле $h(\infty) + h_0$, и период движения по ним $2T_a$ зависит только от $|h(\infty) + h_0|$. Если $|h_0| \leq 2\mathcal{H}$, на периоде волны $2\pi/\omega$ существует временной интервал, когда пространственное распределение $H(x, t) + h_0$ является знакопеременным. При выполнении условия (2) плоскость $x = x_0(t)$ находится вблизи поверхности металла ($x_0 \sim \delta$), и траектории рис. 1, *b* превращаются в симметричные относительно

$x = x_0(t)$ траектории (рис 1, c) в магнитном поле $H'(x_0, t) \delta$. Период движения по таким вьющимся орбитам $2T_c \sim L/v_F$ в силу (1) много меньше как $2T_a$, так и l/v_F . Поэтому проводимость металла в знакопеременном поле значительно превосходит проводимость в поле знакопостоянном; их отношение

$$a = \frac{l}{L} \operatorname{th}(\nu T_a) \gg 1. \quad (3)$$

В этом состоит одно из качественных отличий случая (2) от ситуации работы ⁶. Другое отличие заключается в том, что теперь длительность временного интервала, в течение которого плоскость $x = x_0(t)$ находится в образце, не равна полупериоду волны, а является функцией индуцированного поля $h(\infty)$. Все это приводит к новым зависимостям $h(\infty)$ от величин h_0 и \mathcal{H} , а также к новой форме гистерезисной петли.

3. Не останавливаясь на деталях, приведем основные результаты расчета. Распределение магнитного поля в металле $H(x, t)$ описывается формулой

$$H(x, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n \exp \left[-\frac{x}{\delta_n} - in \xi(t) \right]. \quad (4)$$

Функция $\xi(t)$ удовлетворяет условию $\xi(t + 2\pi/\omega) = \xi(t) + 2\pi$ и вместе с δ_n определяется из уравнений Максвелла. Проводимость n - ной компоненты плотности тока имеет вид

$$\sigma_n(t) = \frac{3\pi}{4} \sigma_0 \frac{\delta_n}{l} \operatorname{cth}(\nu T_a) \tilde{\sigma}(t), \quad (5)$$

$$\tilde{\sigma}(t) = \theta \left(\frac{2\mathcal{H} \cos \omega t + h_0}{h(\infty) + h_0} \right) + a\theta \left(-\frac{2\mathcal{H} \cos \omega t + h_0}{h(\infty) + h_0} \right).$$

Здесь σ_0 – статическая проводимость металла, $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Пространственная дисперсия в (4), (5), для простоты учитывается в модели концепции неэффektivности (см., например, ⁷), которая с точностью до постоянных вещественных множителей дает правильные результаты. В соответствии с (5) из уравнений Максвелла получаем

$$\delta_n = \left(\frac{c^2 l \operatorname{th}(\nu T_a)}{3\pi^2 \omega \sigma_0} \frac{\rho}{|n|} \right)^{1/3} \exp \left(\frac{i\pi n}{6 |n|} \right),$$

$$\xi(t) = \frac{\omega}{\rho} \int_0^t \frac{dt'}{\tilde{\sigma}(t')}, \quad (6)$$

$$\rho = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{dt}{\tilde{\sigma}(t)} \approx \frac{1}{\pi} \arccos \left(-\frac{h_0}{2\mathcal{H}} \operatorname{sign} \frac{h(\infty) + h_0}{2\mathcal{H}} \right).$$

Коэффициенты H_n в (4) находятся из граничного условия $H(0, t) = 2\mathcal{H} \cos \omega t$:

$$H_n = \frac{\mathcal{H} \omega^{2\pi/\omega}}{\pi \rho} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{dt}{\tilde{\sigma}(t)} \exp[in \xi(t)] \cos \omega t. \quad (7)$$

При $x \rightarrow \infty$ в формуле (4) для $H(x, t)$ остается только одно слагаемое с $n=0$. Следовательно, $h(\infty) = H_0$. В результате, согласно (7), для индуцированного постоянного магнитного поля в глубине образца получаем два нетривиальных решения

$$\frac{h(\infty)}{2\mathcal{H}} = \pm \left(1 - \frac{h_0^2}{4\mathcal{H}^2} \right)^{1/2} / \arccos \left(\mp \frac{h_0}{2\mathcal{H}} \right) \quad (8)$$

и одно тривиальное $h(\infty) = 0$ при $h_0 = 0$. На рис.2 изображен график зависимости $h(\infty)$ от h_0 в единицах $2\mathcal{H}$; $\kappa = h(\infty)/2\mathcal{H}$ и $a = h_0/2\mathcal{H}$. В отличие от результатов работы⁶ зависимость $\kappa(a)$ представляет собой универсальную функцию, не содержащую никаких параметров. В частности, $\kappa(a)$ не зависит от электродинамики металла. Это связано со следующим обстоятельством. Величина $\tilde{\sigma}(t)$ фигурирует в знаменателях подинтегральных выражений (6), (7). Поэтому промежутки времени, когда поле знакопеременно, не играют роли. Здесь важен сам факт значительного увеличения проводимости, а не ее точное значение. По этой причине для получения формулы (8) нет необходимости в корректном учете эффектов пространственной дисперсии. Во втором и четвертом квадрантах рис.2 в окрестности точек $a = \mp 1$, малой в меру малости b , соотношение (2) нарушается. В этих окрестностях происходит переход от полученного здесь решения (8) к решению, которое анализировалось в статье⁶.

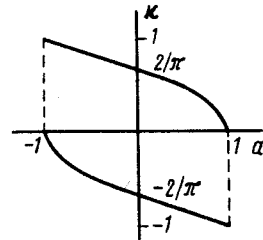
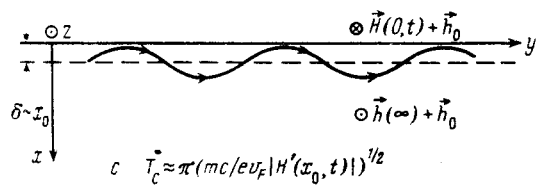
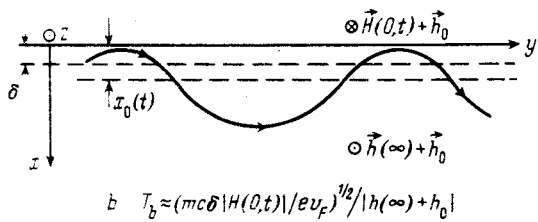
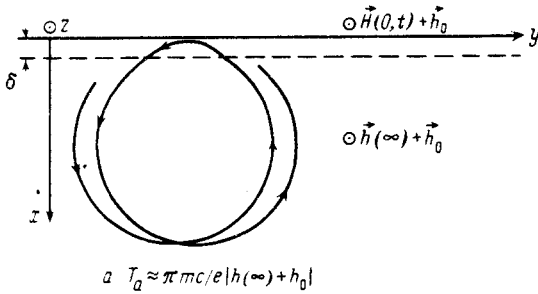


Рис.1

Рис.2

Эффект возбуждения токовых состояний имеет пороговый характер — гистерезисные петли появляются лишь после того, как амплитуда \mathcal{H} превысит критическое значение $\mathcal{H}_{кр}$. Поскольку результаты построенной здесь теории относятся к случаю развитого гистерезиса ($b \ll 1$), в ней невозможно определить $\mathcal{H}_{кр}$. Петля, изображенная на рис.2, реализуется при амплитудах \mathcal{H} , далеких от пороговой. Одним из возможных методов экспериментального подтверждения приведенного нами расчета является измерение величины $h(\infty) = \pm 4\mathcal{H}/\pi$ при $h_0 = 0$.

Мы благодарны Э.А.Канеру, В.Ф.Гантмахеру и В.Т.Долгополову, обратившим наше внимание на проблему токовых состояний, за многочисленные полезные дискуссии и стимулирующую критику. Мы также признательны Л.М.Фишеру, В.Я.Демиховскому, В.А.Гаспарову и И.Ф.Волошину за интерес к работе и обсуждение результатов.

Литература

1. Долгополов В.Т. УФН, 1980, 130, 241.
2. Долгополов В.Т., Марголин Л.Я. Письма в ЖЭТФ, 1973, 17, 233.
3. Долгополов В.Т. ЖЭТФ, 1975, 68, 356.
4. Долгополов В.Т., Мурзин С.С. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, 213.
5. Бойко В.В., Овчинникова Л.В., Ландышева Г.Н. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 432.

6. *Babkin G.I., Dolgorolov V.T. Sol. St. Comm., 1976, 18, 713.*

7. *Канер Э.А., Макаров Н.М., Фалько В.Л., Ямпольский В.А. ЖЭТФ, 1977, 73, 1400.*

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
22 января 1982 г.
После переработки
2 апреля 1982 г.
