

## ТОКОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ОЛОВЕ

В.Т.Долгополов, С.С.Мурзин

Показано, что при гелиевой температуре монокристаллы олова, облучаемые радиоволнами большой амплитуды, даже в нулевом внешнем магнитном поле обладают макроскопическим магнитным моментом.

Ранее было обнаружено, что монокристаллы висмута, помещенные в электромагнитное поле радиочастотного диапазона, могут находиться в токовых состояниях [1]. В токовом состоянии по поверхности образца даже в отсутствие внешнего магнитного поля течет замкнутый постоянный ток, возникающий в результате выпрямления высокочастотного тока. Выпрямленный ток создает магнитный момент, величина и направление которого определяются предысторией образца.

Как показано в работе [2], в условиях аномального скин-эффекта влияние собственного магнитного поля волны на траекторию эффективных электронов приводит к выпрямлению переменного тока в скин-слое. При этом величина постоянного тока определяется значением магнитного поля в толще образца. В общем случае магнитное поле является суммой внешнего поля и поля, созданного выпрямленным током. При больших амплитудах радиоволны для поддержания выпрямления оказывается достаточно поля выпрямленного тока. Это означает, что образец будет сохранять макроскопический магнитный момент при выключении внешнего магнитного поля.

В этой модели существует естественный масштаб для амплитуды поля волны  $H_{\sim}$  — то значение  $h$  переменного магнитного поля, при котором длина пути электрона в скин-слое равна длине свободного пробега  $l$ :  $h = pc \delta / el^2$ . Здесь  $p$  — импульс Ферми, а  $\delta$  — глубина скин-слоя. Значение высокочастотного поля  $H_{\sim}^c$ , при превышении которого наблюдаются токовые состояния, пропорционально величине  $h$ , причем коэффициент пропорциональности в простейшем случае квадратичного закона дисперсии не зависит ни от  $l$ , ни от концентрации носителей  $n$ , ни от частоты электромагнитной волны  $\omega$ . Так как  $h \sim n^{1/9}$ , токовые состояния, по-видимому, не являются привилегией полуметаллов и мо-

гут наблюдаться в нормальных металлах. Концентрация носителей в нормальном металле превышает концентрацию носителей в висмуте на пять порядков, поэтому для наблюдения токовых состояний в металле с той же длиной свободного пробега необходимо несколько увеличить  $H_{\sim}$ . Однако увеличение амплитуды переменного поля не приведет к существенному возрастанию выделяемой в образце мощности  $W$ , поскольку  $W \sim \delta(H_{\sim}^c)^2$  от концентрации носителей не зависит. Приведенные выше соображения стимулировали постановку экспериментов на олове.

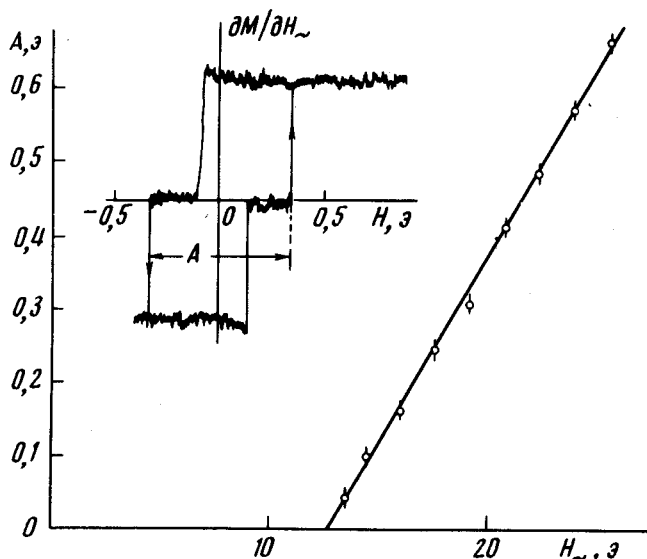


Рис. 1. Зависимость ширины гистерезисной петли от амплитуды высокочастотного поля. Образец толщиной 0,6 мм,  $T = 4,15\text{K}$ ,  $H \parallel [100]$ ,  $LH$ ,  $H_{\sim} = 10^\circ$ ,  $\omega/2\pi = 1,7 \text{ МГц}$ . Отдельно приведен пример записи кривой  $dM/dH_{\sim}$  при  $H = 25,4 \text{ э}$

Эксперименты выполнены на двух монокристаллах олова, имевших форму дисков 17,8 мм в диаметре, с толщиной 0,6 и 0,4 мм. Ось четвертого порядка была направлена вдоль нормали к плоскости диска. Образцы, выращенные в полированной кварцевой форме, имели нетравленную зеркальную поверхность.

Для измерений использовалась та же экспериментальная установка, что и в работе [1]. Высокочастотное поле создавалось катушкой индуктивности, внутрь которой был помещен исследуемый образец. Небольшое отличие от [1] состояло в том, что при проведении экспериментов на олове эта же катушка индуктивности использовалась и для регистрации магнитного момента образца. Использование всего одной катушки индуктивности давало возможность следить только за проекцией магнитного момента образца на ось катушки  $M$ , но облегчало измерение амплитуды высокочастотного поля. Величина  $H_{\sim}$  определялась по напряжению на катушке индуктивности. Точность определения  $H_{\sim}$  составляла 10%.

В общих чертах результаты, полученные на олове, повторяют результаты экспериментов на висмуте. При больших амплитудах высокочастотного поля на зависимости  $\frac{\partial M}{\partial H_{\sim}}(H)$  наблюдались характерные гистерезисные петли (см. рис. 1). Скачком одновременно изменялись как производная  $\frac{\partial M}{\partial H_{\sim}}$ , так и сама функция  $M(H)$ . Последнее было проверено наблюдением скачкообразных изменений магнитного момента на экране осциллографа, аналогично тому, как это было сделано в [1]. Размер петли  $A$  линейно возрастает с увеличением  $H_{\sim}$ . Зависимость  $A$  от направления внешнего магнитного поля относительно кристаллографических осей показана на рис. 2. Изображенные на этом рисунке кривые соответствуют поляризации высокочастотных токов вдоль направления [100]. Изменение поляризации высокочастотных токов на угол  $\pm 15^\circ$  не влияло на вид зависимости  $A$  от направления внешнего магнитного поля.

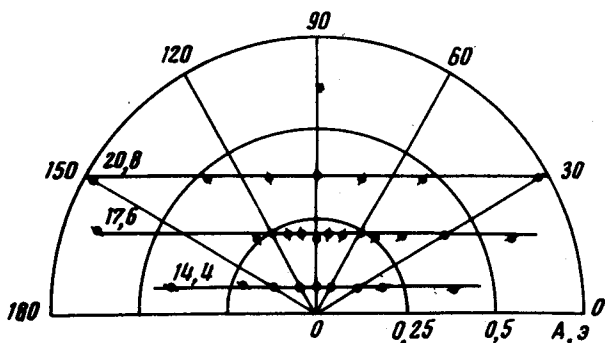


Рис. 2. Зависимость размера гистерезисной петли от направления внешнего магнитного поля. Угол отсчитывается от направления высокочастотного тока.  $T = 4,15\text{K}$ ,  $H \parallel [100]$ ,  $\omega/2\pi = 1,7\text{ МГц}$ , толщина образца  $0,6\text{ мм}$ . Рядом с кривой проставлена величина  $H_{\sim}$  в эрстедах

Критическое значение амплитуды высокочастотного поля находилось экстраполяцией прямой  $A(H_{\sim})$  к нулевому размеру гистерезисной петли. В отличие от висмута, полученная таким образом величина  $H_{\sim}$  не зависела от того, при каком направлении постоянного магнитного поля относительно кристаллографических осей образца производилась запись гистерезисной петли. На образце, толщиной  $0,6\text{ мм}$ , понижение температуры от  $4,15$  до  $3,73\text{K}$  привело к уменьшению  $H_{\sim}$  от  $12,8$  до  $9,7\text{ э}$ , в то время как наклон прямой  $A(H_{\sim})$  с точностью в  $10\%$  не изменился. На более толстом образце величина  $H_{\sim}$  была в  $1,5$  раза меньше, чем на тонком. Последнее, по-видимому, связано с различием в качестве образцов. При переходе образца в сверхпроводящее состояние гистерезисная петля исчезала, однако ее можно было восстановить увеличением амплитуды высокочастотного поля. Для восстановления требовалось поле  $H_{\sim}$ , превышающее поле сверхпроводящего перехода при данной температуре.

Изменение частоты, согласно [2], должно влиять на значение  $H_{\sim}$  исключительно через изменение глубины скин-слоя. Поэтому  $H_{\sim} \sim h$  пропорционально  $\omega^{-1/3}$ . Результаты, полученные на олове не проти-

воречат такой зависимости (см. рис. 3). Положение экспериментальных точек описывается кривой  $\omega^{-k}$ , где  $k = 0,38 \pm 0,05$ . Отметим, что изменение частоты не влияло на наклон прямой  $A(H)$ .

В измерениях [1], выполненных на висмуте, не было обнаружено зависимости эффекта от частоты. Однако, в [1] измерялась не величина  $H_c^*$ , а размер петли при  $H_c > H_c^*$ . С целью проверки нами были повторены измерения на одном из монокристаллов висмута. В диапазоне частот от 275 кГц до 5 МГц на висмуте не наблюдалось влияния частоты на  $H_c^*$ , в то время как глубина скин-слоя в монокристаллах того же качества и в том же диапазоне частот изменялась пропорционально  $\omega^{-1/3}$  [3].

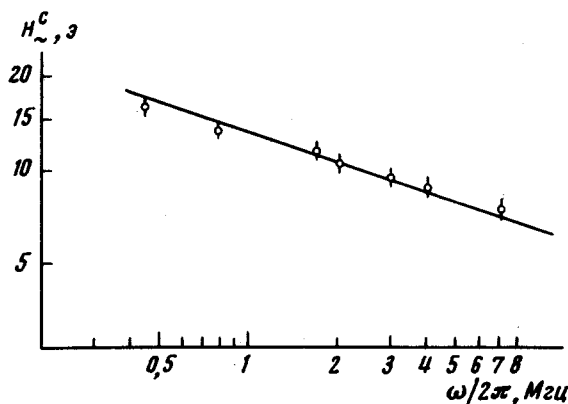


Рис. 3. Зависимость критического значения переменного магнитного поля от частоты. Толщина образца 0,6 мм,  $H \parallel H \parallel [100]$ ,  $T = 3,96$  К. Прямая соответствует зависимости  $H_c^* \sim \omega^{-1/3}$ .

Сам факт наблюдения токовых состояний в олове свидетельствует в пользу предложенного в работе [2] объяснения причины возникновения токовых состояний. В рамках той же модели может быть объяснена и зависимость ширины гистерезисной петли от направления внешнего магнитного поля. Для объяснения нужно предположить, что основной вклад в выпрямленный ток вносят не носители малых групп в олове, а носители тока, находящиеся на открытой части ферми-поверхности в четвертой зоне. Единственным экспериментальным фактом, который пока не может быть понят на основе механизма выпрямления, предложенного в [2] является отсутствие частотной зависимости  $H_c^*$  в висмуте.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.Ф.Гантмахеру, предоставившему в их распоряжение монокристаллы олова, на которых выполнена настоящая работа.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
21 января 1976 г.

### Литература

- [1] В.Т.Долгополов. ЖЭТФ, 68, 355, 1975.
- [2] Г.И.Бабкин, В.Т.Долгополов. Тезисы доклада на конференции ЛТ-14, т. 3 стр. 468, 1975.
- [3] В.Ф.Гантмахер. Progress in Low Temp. Phys., 5, 181, 1967.