

## НАБЛЮДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ДЕ ГААЗА – ВАН АЛЬФЕНА В ВТСП $YBaCuO$ В МЕГАГАУССНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*А.И.Быков, А.И.Головашкин\*, М.И.Долотенко, О.М.Иваненко\*,  
Н.П.Колокольчиков, Ю.В.Кудасов, К.В.Мицен\*, В.В.Платонов,  
О.М.Таценко*

*НИИ экспериментальной физики  
607200 Арзамас-16, Россия*

*\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 2 декабря 1994 г.

Выполнены низкотемпературные (4,2К) измерения осцилляций намагниченности ориентированных поликристаллических образцов ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  при изменении магнитного поля до 300Тл. Магнитные поля создавались с помощью магнитокумулятивного генератора МК-1 методом сжатия магнитного потока цилиндрической детонационной волной. Фурье-анализ сигналов намагниченности в полях  $B > B_{c2}$  показал наличие осцилляций с частотами 3,8; 10; 13 и 20кТл.

Несмотря на большое количество работ, посвященных изучению свойств ВТСП, вопрос о природе нормального состояния в этом классе соединений остается до сих пор открытым. Некоторые предположения о существовании поверхности Ферми в ВТСП были сделаны на основе анализа результатов экспериментов по позитронной аннигиляции и фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением [1], однако трудности с интерпретацией этих данных не позволили сделать однозначных выводов. Измерение эффекта де Гааза–ван Альфена (дГВА) дает прямую информацию о ферми-поверхности и может пролить свет на природу нормального состояния ВТСП. Этот эффект проявляется в периодических по обратному магнитному полю осцилляциях магнитной восприимчивости и является следствием квантования электронных состояний в магнитном поле. Частота осцилляций магнитной восприимчивости  $F$  пропорциональна площади экстремального сечения поверхности Ферми,  $A_{ext}$ , перпендикулярного к направлению поля:

$$F = \hbar c A_{ext} / 2\pi e.$$

Оценка возможности экспериментального наблюдения осцилляций магнитной восприимчивости приводит к довольно жестким требованиям, предъявляемым к условиям эксперимента. Во-первых, для наблюдения эффекта необходимо, чтобы электрон в металле совершал циклическое движение, что возможно лишь в том случае, когда длина свободного пробега  $l$  превосходит размер циклотронной орбиты в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, то есть величина квантующего поля ограничена снизу значением  $H_l$ , зависящим от  $l$ , при котором характерный размер орбиты сравним с длиной свободного пробега. Если принять для ВТСП  $l = 10$ нм, то величины требуемых полей должны составлять более 50Тл (в зависимости от принятой эффективной массы  $m$ ). Кроме того, температуры должны быть достаточно низкими для соблюдения условия  $kT \ll \hbar\omega_c$ , где  $\omega_c$  – циклотронная частота:  $\omega_c = eH/mc$ , то есть условия малости температурного уширения уровней Ландау по сравнению

с расстоянием между уровнями. Низкие температуры нужны также для того, чтобы длина свободного пробега относительно рассеяния на фононах была достаточно большой, сравнимой с размером циклотронной орбиты. Обычно измерения эффекта дГВА проводятся в нормальном состоянии, когда поле полностью проникает в образец и одно из основных требований – однородность магнитного поля по объему образца. В ВТСП выполнение этих условий связано с большими трудностями, так как для перевода ВТСП в нормальное состояние при низких температурах нужны поля, превышающие 100 Тл.

Однако наблюдать эффект дГВА можно и в сверхпроводящем состоянии [2], несмотря на то, что магнитное поле проникает в сверхпроводник крайне неоднородно из-за вихревой структуры. Возможность наблюдения осцилляций дГВА в сверхпроводящем состоянии связана с тем, что этот эффект является чисто квантовым по природе, аналогично эффекту Аронова–Бома. Распределение магнитного потока внутри орбиты не имеет значения, поскольку квантование фазового интеграла не зависит от распределения магнитного потока внутри контура интегрирования и определяется только интегральным потоком через циклотронные орбиты ( $2e/\hbar$ )  $\oint A ds = 2\pi n$ .

Таким образом, при полях, меньших верхнего критического поля (в сверхпроводящем состоянии), это условие означает, что число абрикосовских вихрей через каждую циклотронную орбиту должно быть постоянным с высокой точностью. Для выполнения этого условия необходимо, чтобы циклотронную орбиту пронизывало достаточно большое число квантов. Оценка размера циклотронной орбиты для  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в перпендикулярном поле 50 Тл дает величину  $\sim 100$  нм. Это соответствует  $\sim 10$  квантам потока в пределах орбиты, что явно недостаточно для того, чтобы говорить о постоянстве потока. Этим фактором можно объяснить неустойчивый характер осцилляций в экспериментах [3], выполненных на образцах  $YBaCuO$  в полях до 50 Тл. В работе [4] измерения эффекта дГВА проводились в полях до 100 Тл, однако никакой информации о состоянии образца (нормальном или сверхпроводящем) не имеется. Мы считаем, что для уверенной интерпретации экспериментальных результатов, необходимо, чтобы образец находился в нормальном состоянии, то есть для наблюдения эффекта дГВА в полях, перпендикулярных слоям, необходимы поля выше 100 Тл.

В настоящее время в лабораторной практике удается получать постоянные магнитные поля до 25–30 Тл с помощью гибридного магнита, а также импульсные поля до 70–80 Тл разрядом конденсатора через специально сконструированные катушки. Единственный метод получения полей выше 100 Тл, необходимых для исследования эффекта дГВА в ВТСП, является сжатие магнитного потока детонационной волной. Для получения магнитных полей до 300 Тл нами был использован магнитокумулятивный генератор МК-1. Магнитное поле в МК-1 создается разрядом конденсаторной батареи и дальнейшим сжатием магнитного потока детонационной волной. Время нарастания импульса поля  $\approx 20$  мкс. Ранее [5] на этом же генераторе нами были измерены значения верхнего критического поля  $B_{c2}(T)$  для  $YBaCuO$ . Было найдено, что  $B_{c2}(4, 2\text{ K}) \approx 160$  Тл.

Измерения в таких высоких импульсных полях накладывают определенные ограничения на исследуемые образцы [4]. Монокристаллы  $YBaCuO$  размером порядка 10 мкм погружались в жидкую эпоксидную смолу и смесь медленно полимеризовалась в течение 8–12 ч в постоянном магнитном поле 8 Тл. В

результате получались образцы ( $d = 1$  мм, длиной 4,5 мм) с ориентацией оси "с" вдоль поля с точностью порядка  $2^\circ$ , содержащие около 17% объема сверхпроводящих монокристаллов, что ниже порога перколяции, который составляет 31%. Таким образом, магнитное поле легко проникает между гранулами за время импульса. Для данных измерений образец был любезно предоставлен нам проф. Мюллером из лосаламосской Национальной Лаборатории.

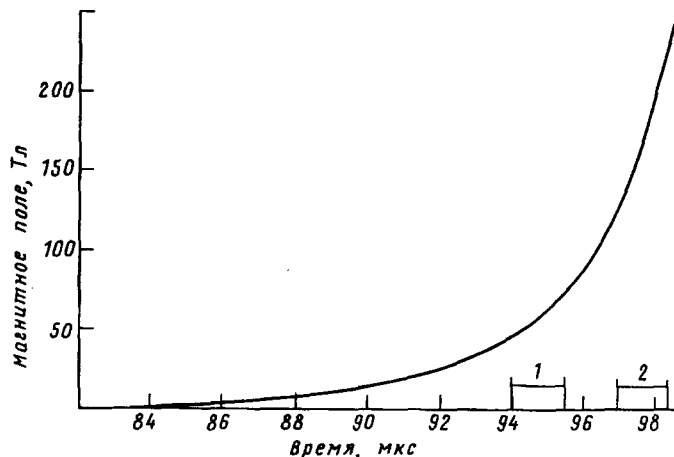


Рис.1. Временная зависимость магнитного поля в генераторе МК-1 в процессе сжатия магнитного потока взрывной волной. Цифрами 1 и 2 отмечены интервалы с минимальным уровнем шумов

Измерительный узел для регистрации эффекта дГВА представлял собой две пары намотанных навстречу друг другу катушек, сбалансированных с высокой точностью по емкости и индуктивности в широком диапазоне частот. Катушки наматывались непосредственно на образец  $YBaCuO$  или на стеклянные цилиндры. Диаметр катушек 1 мм, число витков 30, намотка осуществлялась проводом ПЭТВ-2 диаметром 70 мкм. Пары катушек стекло-стекло и стекло —  $YBaCuO$  располагались на стеклотекстолитовом держателе симметрично относительно оси генератора сверхвысокого магнитного поля. Узел стекло — стекло использовался для записи шумового сигнала. Охлаждение измерительного узла осуществлялось жидким гелием. Магнитное поле измерялось зондами. На рис.1 показана экспериментальная зависимость усиленного сжатием взрывной цилиндрической волной магнитного поля от времени.

Для анализа дГВА сигнала были выделены два временных интервала 94,0–94,7 мкс и 96,8–98,2 мкс, соответствующие интервалам полей 50–85 Тл ( $B < B_{c2}$ ) и 140–230 Тл ( $B > B_{c2}$ ). Выбранные интервалы характеризовались наименьшей величиной шума. (Шумы имели характерную частоту 5–7 МГц и наблюдались на осциллограммах, полученных как от измерительных узлов, так и от зондов магнитного поля. Возможная причина этого шума — взрыв оболочки металло-диэлектрического каскада). На рис.2 представлены осциллограммы сигнала дГВА от пары  $YBaCuO$  — стекло (а) и шумовой сигнал от пары стекло — стекло (б) для интервала 140–230 Тл. Для выбранных временных интервалов был проведен фурье-анализ сигналов. На интервале 50–85 Тл отчетливых пиков эффекта дГВА, превышающих уровень шума, не наблюдалось. Спектр на участке, соответствующем полям 140–230 Тл, представлен на рис.3. Здесь приведены спектральные плотности как сигнала, так и шума. В спектре сигнала можно выделить четыре пика, соответствующие частотам 3,8;

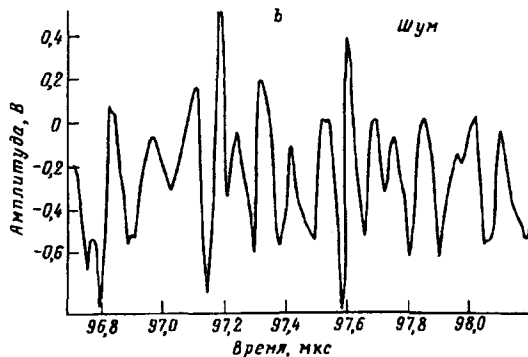
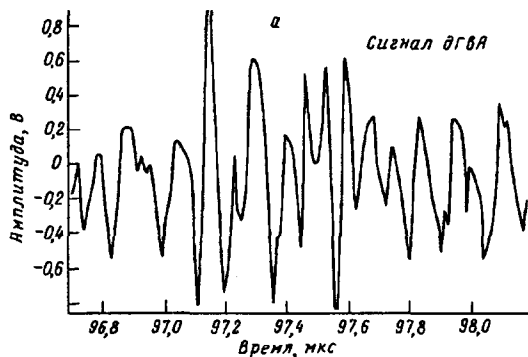


Рис.2

Рис.2. Осциллограммы сигналов в интервале 96,8–98,2 мкс (140–230 Тл): а – сигнала намагниченности с измерительной пары  $YBaCuO$  – стекло; б – шумового сигнала с пары стекло–стекло

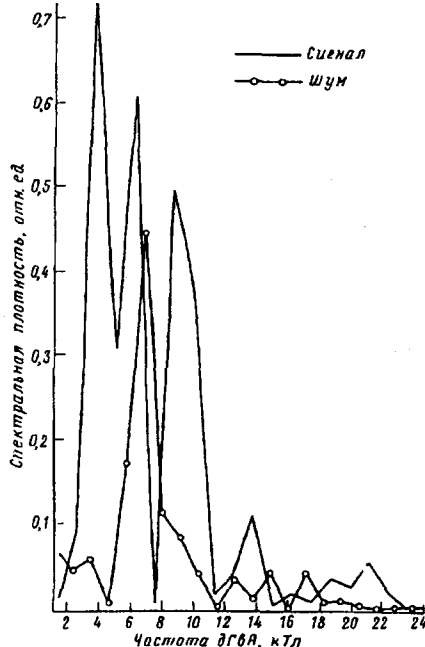


Рис.3

Рис.3. Спектральные плотности сигнала намагниченности и шума, полученные фурье-преобразованием спектра, показанного на рис.2

10; 13 и 20 кТл. Пик при 6 кТл совпадает с максимумом шумового сигнала. Пик при 3,8 кТл соответствует расчетной частоте 3,7 кТл и экспериментально наблюдался в работе [4]. Появление частотного максимума при 10 кТл также следует из теоретических расчетов. Эта частота соответствует экстремальному сечению типа "бочка" и ранее экспериментально не наблюдалась. Амплитуда пиков при 13 и 20 кТл лишь незначительно превосходит шумовую. Для однозначного заключения об их природе требуется проведение дополнительных измерений.

Работа финансируется Научным советом по ВТСП (проект 92079) и Российским фондом фундаментальных исследований (грант 94-02-05307).

1. C.G.Olson, R.Lui, D.W.Lynch et al., Phys.Rev. B42, 381 (1990).
2. J.E.Graebner and M.Robbins, Phys. Rev. Lett. 36, 422 (1976).
3. E.G.Haanappel, W.Joss, I.D.Vagner et al., Physica C 209, 39 (1993).
4. M.C.Fowler, B.L.Freeman, W.L.Hults et al., Phys. Rev. Lett. 68, 3937 (1992).
5. A.I.Golovashkin, O.M.Ivanenko, Yu.B.Kudasov et al., Physica B177, 105 (1992).