

ЧЕТНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Я.В.Копелевич, В.В.Леманов, Э.Б.Сонин,
А.Л.Холкин

Обнаружен четный эффект Холла в сверхпроводящей фазе керамики $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Эффект объясняется на основе представления о "направленном движении" вихрей. Предложена физическая картина протекания тока, превышающего критический.

В настоящее время приступают к изучению эффекта Холла в сверхпроводящем состоянии высокотемпературных сверхпроводников¹⁻³. Ставя перед собой ту же задачу, мы столкнулись с явлением, указывающем на то, что в таких материалах поперечная к току ЭДС не может быть объяснена на основе обычных представлений об эффекте Холла. Наиболее важная особенность нашего наблюдения заключается в существовании поперечной ЭДС, не меняющей знак при изменении знака внешнего магнитного поля. Это было установлено на основании измерения ЭДС Холла по методике, предложенной в работе⁴ для измерения аномального эффекта Холла. В этой методике для исключения напряжения неэквивалентности вместо изменения знака внешнего магнитного поля производится циклическая перестановка пар контактов.

Исследованные нами образцы имели температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 90$ К, и обладали разной плотностью критического тока j_c (1 А/см², 10 А/см² и 100 А/см² при 77 К в магнитном поле Земли). Измерения проводились в магнитных полях до 10 кЭ и в силе тока до 500 мА при 77 К. Образцы имели форму пластин с размерами $6 \times 6 \times 1$ мм с четырьмя точечными контактами, симметрично расположенными на торцах пластины.

На рис. 1 приведены зависимости от тока продольной V_l и поперечной V_t ЭДС в магнитном поле 50 Э для керамики с $j_c = 1$ А/см². Из этих данных следует, что $V_l \sim J_l^{1,9}$, а $V_t \sim J_l^{0,95}$, т.е. $V_t \sim (V_l)^{1/2}$. Зависимости V_l и V_t от тока при других значениях внешнего магнитного поля и для образцов с другими величинами j_c качественно не отличаются от приведенных на рис. 1. Знак V_t при охлаждении ниже T_c в магнитном поле разной полярности устанавливается случайным образом и, в дальнейшем, как уже отмечалось, не изменяется при изменении знака внешнего магнитного поля. Была обнаружена также медленная временная аperiodическая зависимость величины и знака V_t в слабых магнитных полях ($H < 400$ Э). Для кера-

мики с $j_c = 100 \text{ А/см}^2$ наименьший период составлял 2–3 часа. Для керамики с $j_c = 1 \text{ А/см}^2$ этот период уменьшался до 30–40 минут (время измерения зависимости $V_t(J)$ на рис. 1 составляло 1–2 минуты). В сильных магнитных полях ($H > 400 \text{ Э}$) V_t со временем не изменялось.

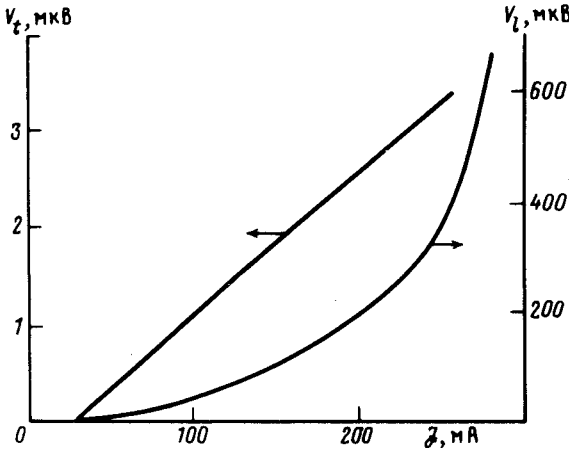


Рис. 1. Зависимости продольной V_e и поперечной V_t ЭДС от тока

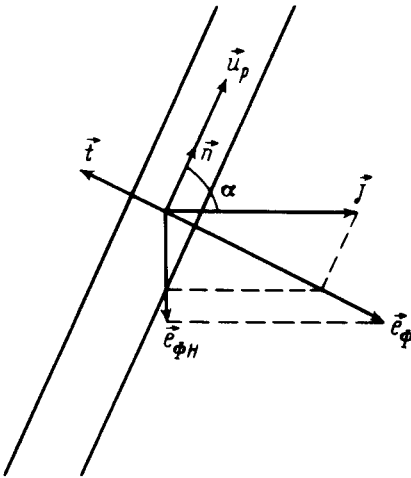


Рис. 2

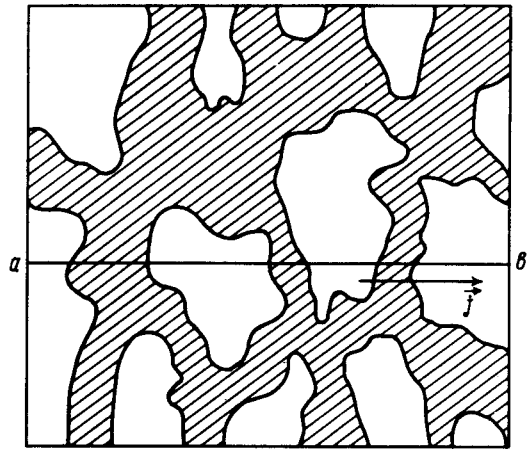


Рис. 3

Рис. 2. Ток и поле в резистивном состоянии сверхпроводника с направленным движением вихрей

Рис. 3. Протекательный кластер для вихрей (заштрихован). Под линейным размером кластера понимается та часть линии ab , которая находится внутри кластера

Полученные результаты можно понять на основе представления о "направленном движении" вихрей, возникшего еще при изучении классических сверхпроводников⁵. Предполагается, что сила пиннинга ограничивает движение вихрей только в одном направлении, заставляя их двигаться по определенным "каналам". Такими каналами могут быть слабые связи — границы зерен и/или двойников. Пусть канал составляет угол α с током j (рис. 2). Баланс сил действующих на вихрь можно представить в следующем виде⁶:

$$\frac{[j \times \vec{\Phi}_0]}{c} = -\eta u_\Phi - \eta_\perp [u_\Phi \times \vec{\Phi}_0] - F_p, \quad (1)$$

где $\vec{\Phi}_0$ — вектор, равный по модулю кванту потока $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$, и направленный вдоль магнит-

ного поля, u_Φ – скорость вихря, F_p – сила пиннинга, перпендикулярная каналу. Для того, чтобы получить величину скорости u_Φ при направленном движении, нужно спроектировать уравнение движения на ось n (n – единичный вектор вдоль канала), в результате чего F_p выпадает из уравнения:

$$\frac{n[j \times \vec{\Phi}_0]}{c} = -\eta(u_\Phi n) - \eta_\perp([u_\Phi \times \vec{\Phi}_0]n). \quad (2)$$

Последнее слагаемое в (2) обращается в нуль, поскольку $u_\Phi = (u_\Phi n)n$, $(u_\Phi t) = 0$, где $t = \frac{1}{\Phi_0}[\Phi_0 \times n]$ – единичный вектор, нормальный к каналу.

Откуда

$$u_\Phi = (u_\Phi n) = -\frac{\Phi_0}{c\eta} jt. \quad (3)$$

Тогда вклад в электрическое поле от одного вихря

$$l_\Phi = -\frac{1}{c}[u_\Phi \times \vec{\Phi}_0] = \frac{\Phi_0}{c^2 \eta} (jt)t. \quad (4)$$

Очевидно, что знак поперечного, также как и продольного электрических полей не изменяется при изменении знака магнитного поля. Из (4) следует, что компонента поля, перпендикулярная току, ("холловская" компонента) пропорциональна $\sin 2\alpha$, т.е. знакопеременна. При случайной ориентации каналов относительно тока поперечное поле является случайной величиной.

Предлагается следующая физическая картина протекания тока, несколько превышающего критический (начальный участок ВАХ – до выхода на линейную асилитотику, см. рис. 1). В разных областях образца для срыва вихрей с центров пиннинга требуется различная величина тока, Критическим током является такой ток, при котором области депиннигованных вихрей образуют бесконечный протекательный кластер (рис. 3), так что вихрь по этому кластеру может пересечь сечение образца. Но этот кластер не заполняет весь объем образца, хотя и растет с током. Этот процесс соответствует нелинейному росту продольного напряжения с увеличением тока. Продольное напряжение можно считать пропорциональным линейному размеру кластера, т.е. той части линии, пересекающей образец, которая проходит через кластер. Однако, поскольку поперечное напряжение является случайной величиной, то оно должно расти пропорционально корню из того же размера. Отсюда следует, что с ростом тока должен выполняться закон $V_t \sim (V_p)^{1/2}$, что и наблюдается в эксперименте. Подтверждением случайной природы четного "эффекта Холла" является также и изменение его величины и знака со временем, хотя сама по себе причина такого изменения во времени параметров среды остается пока неясной. Возможно, здесь меняет свое расположение и форму протекательный кластер при той же конфигурации и параметрах слабых связей – каналов. Это можно сравнить с ледоходом на реке – рельеф реки остается неизменным, но заторы льда могут возникать в разных местах реки. В нашем объяснении явления два узловых момента – анизотропия сопротивления из-за движения вихрей по каналам и случайность в распределении этой анизотропии в пространстве. Последнее особенно следует подчеркнуть, поскольку если бы анизотропный тензор сопротивления был пространственно однороден, то наш метод наблюдения не смог бы выявить соответствующую компоненту.

Авторы благодарят И.Ф.Щеголева, А.К.Таганцева за полезное обсуждение результатов работы, П.П.Сырникова – за приготовление образцов.

Литература

1. Ricketts B.W. et al. Sol. St. Comm., 1987, 64, 1287.
2. Galfy M., Zirngiebl E. Sol. St. Comm., 1988, 68, 929.
3. Артеменко С.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 352.

4: *Копелевич Я. В. и др. ФТТ, 1984, 26, 2651.*

5. *Staas F.A. et al. Phys. Lett., 1964, 13, 293.*

6. *Хюбенер Р.П. Структуры магнитных потоков в сверхпроводниках. М.: "Машиностроение", 1984, с. 224.*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 июля 1989 г.