

УДК 537.633.2; 538.945

© 1992

ЭФФЕКТ ХОЛЛА И АНИЗОТРОПИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВ 2-ГО РОДА В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ

Э. Б. Сонин, А. Л. Холкин

Теоретически и экспериментально исследовано продольное и поперечное сопротивление ВТСП в магнитном поле для случая сильной анизотропии, обусловленной пиннингом вихрей на плоскостях (направленное движение вихрей). Показано, что продольная и поперечная компоненты сопротивления, отсутствующие в случае идеального пиннинга, могут появляться вследствие перескока вихрей с плоскости на плоскость. Рассмотрены модели для тонкой пленки и объемного материала. Эксперимент указывает на значительную величину четной по магнитному полю поперечной компоненты сопротивления в пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, превышающую наблюдавшуюся ранее аналогичную компоненту в керамике.

Электросопротивление сверхпроводников 2-го рода в резистивном смешанном состоянии определяется законом движения вихрей, который может быть получен из макроскопического анализа. Даже для сравнительно более простых классических сверхпроводников такой анализ удается выполнить лишь в ряде предельных случаев [1]. Эта задача тем более усложняется для ВТСП в связи с трудностями и нерешенными проблемами их микротехники. Поэтому особенно полезной является феноменологическая электродинамика сверхпроводников, использующая достаточно общие свойства динамики вихрей и симметрию.

Мы используем этот подход для анализа линейного сопротивления ВТСП, обращая особое внимание прежде всего на эффекты анизотропии и эффект Холла. Применяя результаты феноменологической теории для анализа экспериментов по эффекту Холла можно получить полезную информацию о динамических свойствах и структуре ВТСП.

Рассмотрим сначала наиболее общую формулировку закона Ома для анизотропного проводника для случая, когда все токи лежат в плоскости $x-y$, перпендикулярной магнитному полю (ось z). Пусть в плоскости имеется анизотропия, задаваемая единичным вектором анизотропии m . Тогда общий закон Ома можно записать следующим образом:

$$E = \rho_l m (mj) + \rho_t [\hat{h} \times m] ([\hat{h} \times m] j) + \rho_{Hl} [\hat{h} \times m] (mj) - \rho_{Ht} m ([\hat{h} \times m] j), \quad (1)$$

где единичный вектор \hat{h} параллелен магнитному полю и потому $\hat{h} = \pm \hat{z}$ (\hat{z} — единичный орт оси z). Выражение (1) достаточно общо, относясь как к нормальному проводнику, так и к сверхпроводнику, конечно, только в том случае, если имеется линейный закон Ома (резистивная область смешанного состояния сверхпроводника 2-го рода). Четыре сопротивления ρ_l , ρ_t , ρ_{Hl} и ρ_{Ht} зависят от модуля магнитного поля. Если проводник изотропен, то $\rho_l = \rho_t$, $\rho_{Hl} = \rho_{Ht}$. На эксперименте обычно измеряют компоненты электрического поля E , направленные

вдоль и перпендикулярно току j . Тогда, вводя угол α между током j и вектором анизотропии m , получим для продольного и поперечного сопротивления

$$\rho_{\parallel} = \frac{(Ej)}{j^2} = \rho_l \cos^2 \alpha + \rho_t \sin^2 \alpha + (\hat{h} \cdot \hat{z}) (\rho_{Hl} - \rho_{Ht}) \sin \alpha \cos \alpha,$$

$$\rho_{\perp} = \frac{(E [\hat{z} \times j])}{j^2} = -(\rho_l - \rho_t) \sin \alpha \cos \alpha + (\hat{h} \cdot \hat{z}) [\rho_{Hl} \cos^2 \alpha + \rho_{Ht} \sin^2 \alpha]. \quad (2)$$

Итак, в результате анизотропии нечетный по магнитному поля вклад присутствует не только в поперечной компоненте поля, но и в продольной. С другой стороны, появляется четная по полю компонента в поперечном сопротивлении.

Переходя от общего случая к сверхпроводникам, следует напомнить, что в сверхпроводнике постоянное электрическое поле существует только при наличии перемещения вихрей (т. е. они должны быть депиннингованы) и имеется точное соотношение между электрическим полем E и скоростью перемещения вихревых линий V_l ,

$$E = \frac{1}{c} [V_l \times H]. \quad (3)$$

Поэтому общее выражение (1) эквивалентно следующему выражению для скорости вихрей:

$$V_l = \frac{c}{H} \{ -\rho_l \hat{h} \times m (mj) + \rho_t m (\hat{h} \times m j) + \rho_{Hl} m (mj) + \rho_{Ht} \hat{h} \times m (\hat{h} \times m j) \}. \quad (4)$$

В ВТСП сильная анизотропия может возникнуть как на микроуровне, так и на макроуровне.

Источником макроскопической анизотропии сверхпроводника может являться наличие слабых связей, т. е. поверхностей с пониженным значением параметра порядка, которые являются источниками пиннинга вихрей. При этом пиннинг вихрей на таких поверхностях является неполным: вихри свободно двигаются внутри поверхности, но не могут сойти с нее. Это так называемое направленное движение вихрей («guided motion»), которое весьма существенно для экспериментов по эффекту Холла, при анализе которых оно впервые рассматривалось [2, 3]. В ВТСП поверхности слабых связей могут являться хаотически расположенные границы зерен в керамике, а также регулярная система плоскостей двойниковых границ в монокристаллах и пленках. Итак, анизотропия на макроуровне является следствием неоднородности ВТСП.

Источником анизотропии на микроуровне является слоистость ВТСП, в связи с чем для их полуфеноменологического описания широко используется модель Лоуренса—Дониаха [4], в которой предполагается, что сверхпроводящие плоскости CuO соединяются джозефсоновскими связями. И в этом случае плоскости джозефсоновских связей являются минимумами энергии для вихревых линий, т. е. плоскостями пиннинга. Это так называемый собственный пиннинг на кристаллической решетке (см., например, [5]).

Итак, причины для направленного движения вихрей, а следовательно, для сильной анизотропии существуют как на макро-, так и на микроуровне. В связи с этим представляет интерес рассмотреть продольную и поперечную компоненты сопротивления в магнитном поле при наличии направленного движения вихрей. Мы рассмотрим регулярную систему параллельных плоскостей, выбрав в качестве вектора анизотропии m нормаль к этим поверхностям.

Рассмотрим сначала предельный случай направленного движения, когда вихрь не в состоянии переходить из одной плоскости в другую. Это означает, что в общем выражении (4) для скорости вихрей V_i отсутствуют компоненты, параллельные m , т. е. для направленного движения $\rho_t = \rho_{HI} = 0$. Отсюда, согласно выражению (2), следует, что продольное сопротивление $\rho_{||}$ обращается в нуль для тока, параллельного плоскостям пиннинга ($\alpha = \pi/2$), а поперечное сопротивление ρ_{\perp} , включая его холловскую компоненту, пропорциональную $(\hat{h} \cdot z)$ — для тока, нормального к плоскостям ($\alpha = 0$). Отметим также, что холловская компонента (при $\alpha \neq 0$) возникает при направленном движении, если имеется увлечение вихрей вдоль плоскостей пиннинга компонентой тока, параллельной плоскостям.

Однако идеально направленное движение вихрей нарушается перескоками вихрей с плоскости на плоскость, что представляет собой процесс крипа вихрей, играющий столь важную роль в динамике вихрей в ВТСП. Можно рассмотреть две простые модели.

а) Модель тонкой пленки. Здесь вихрь может рассматриваться как «точечный». Он перескакивает между плоскостями пиннинга целиком. В результате появляется малая компонента скорости V_{Im} , нормальная к плоскостям (т. е. вдоль вектора анизотропии m). Предположим, что эта компонента определяется только силой Лоренца, т. е. током, параллельным плоскостям пиннинга. Тогда возникает ненулевое значение ρ_t (см. (4)), холловское же сопротивление ρ_{Hc} остается нулевым. Если же V_{Im} зависит также и от тока, перпендикулярного плоскостям пиннинга (т. е. тока $m(m \cdot j)$), то возникает также и ненулевое холловское сопротивление ρ_{HI} . Оба сопротивления ρ_t и ρ_{HI} экспоненциально зависят от барьера E_b , препятствующего крипу: $\rho_t \sim \rho_{HI} \sim \exp(-\frac{E_b}{kT})$. В качестве

соотношения, связывающего ρ_t и ρ_{HI} , можно использовать угол Холла для однородного материала между плоскостями пиннинга, тангенс которого равен $\frac{\rho_{HI}}{\rho_t}$.

б) Модель для объемного материала. Вихрь макроскопической длины не может перескочить с одной плоскости пиннинга на соседнюю целиком и сразу. Он «перетекает» постепенно за счет расширения участков вихревой линии, попавших на соседнюю плоскость (рис. 1). Участки вихревых линий, находящиеся между плоскостями (назовем их кинками), двигаются со скоростями V_t , зависящими от знака кинка $t = \pm 1$, а скорость перемещения вихрей V_{Im} вдоль m определяется величиной

$$V_{Im} = \sum_{t=\pm 1} (n_t d) t V_t, \quad (5)$$

где d — расстояние между плоскостями, n_t — одномерная плотность кинков со знаком t на каждой вихревой линии. Скорость перемещения кинка V_t может определяться как током j_x , параллельным плоскостям и определяющим силу Лоренца, перемещающую кинк, так и током j_y , нормальным к плоскостям (ось y параллельна m). Таким образом, общее феноменологическое выражение для скорости кинка

$$V_t = t [a j_y + (\hat{h}z) b j_x], \quad (6)$$

где a и b — феноменологические параметры. Тогда, подставляя (6) в (5), получаем

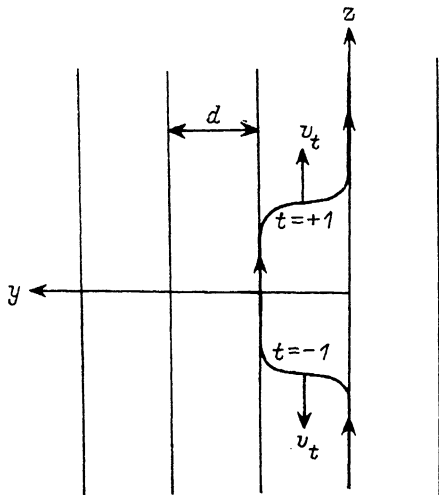


Рис. 1. «Перетекание» вихревой линии на соседнюю плоскость пиннинга в модели для объемного материала.

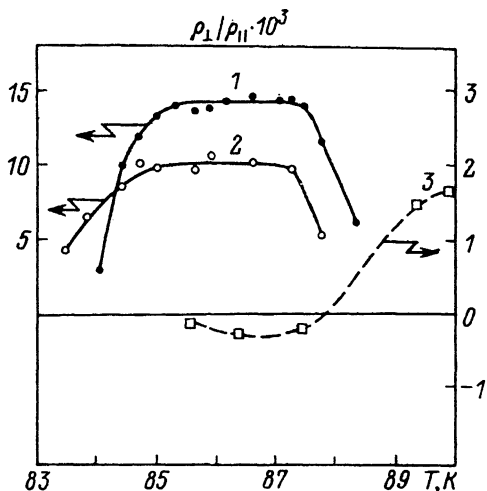


Рис. 2. Температурные зависимости тангенса холловского угла для четной (1, 2) и нечетной (3) компоненты поперечного сигнала в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. $H = 1.83$ (1) и 10 кЭ (2, 3).

$$V_{Im} = (nd) [aj_y + (\hat{h}z) bj_x]. \quad (7)$$

Сопоставляя это с общими выражениями (1), (2) и (4), мы видим, что крип вихрей в трехмерном материале приводит к малым, но ненулевым значениям сопротивлений

$$\rho_t = (nd) b, \rho_{Hl} = (nd) a. \quad (8)$$

Экспоненциальная малость содержится при этом в плотности кинков $n = \sum n_r$. Следует отметить также, что ненулевое значение параметра a , а следовательно, холловского сопротивления ρ_{Hl} возможно лишь в том случае, если заметными являются отклонения вихревой линии кинка от нормали к плоскостям. Действительно, если кинк строго параллелен оси u (направлению m), то ток j_y , текущий вдоль вихревой линии кинка, не способен оказывать влияние на ее движение и $a = 0$. Так как отклонения линии кинка от оси u тем меньше, чем больше энергия пиннинга на плоскостях, то отношение ρ_{Hl}/ρ_t в трехмерном материале содержит дополнительную малость по сравнению с тонкой пленкой.

Наиболее ярким проявлением анизотропного движения вихрей в смешанном состоянии сверхпроводников 2-го рода является существование четной по магнитному полю компоненты в поперечном сопротивлении ρ_{\perp} . Этот эффект — так называемый четный эффект Холла — наблюдался еще в середине 60-х годов в низкотемпературных сверхпроводниках 2-го рода (Nb, сплавы Pb—In) [2, 3]. Причиной анизотропии являлось движение вихрей вдоль определенных направлений (каналов), которые искусственно создавались в однородном материале (например, при прокатке лент). При этом, согласно (2), поперечная компонента была пропорциональна $\sin 2\alpha$ и при определенных условиях могла превышать ρ_{\perp} .

В ВТСП ситуация оказалась принципиально иной. Как показали эксперименты, четная компонента поперечного сопротивления может наблюдаться вследствие

анизотропии на макроуровне, обусловленной собственными слабыми связями, существующими в исходном материале.

В ВТСП четный эффект Холла был обнаружен первоначально в керамике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [6]. В этих образцах вследствие хаотической ориентации слабых связей и перколяционного характера проводимости четный сигнал носил случайный характер, причем как его величина, так и знак могли изменяться во времени.

В более поздней работе [7] четный сигнал был обнаружен в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Здесь он носил стационарный характер, а величина ρ_{\perp} значительно превышала соответствующую компоненту для керамики [6].

Мы изучали четную и нечетную компоненты поперечного сопротивления в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (ось c и магнитное поле перпендикулярны плоскости пленки). Вектор анизотропии лежал в плоскости пленки и, по-видимому, был связан с двойниковыми границами. Предположим, что вихри могут двигаться только вдоль плоскостей пиннинга. Тогда, согласно (2), тангенс холловского угла для четной компоненты $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ определяется только углом между направлением тока и вектором анизотропии ($\approx \text{tg } \alpha$) и не должен зависеть от температуры и магнитного поля.

На рис. 2 показаны температурные зависимости $\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ для четной компоненты при двух значениях магнитного поля. Действительно, в некоторой области температур вблизи T_c наблюдается плато, однако его величина несколько уменьшается при увеличении магнитного поля. Такое поведение наблюдалось и в низкотемпературных сверхпроводниках [3] и может быть связано с неидеальностью направленного движения вихрей. Отметим, что величина четной компоненты ρ_{\perp} по порядку величины такая же, как в монокристаллах [7], и значительно выше, чем в керамике [6].

В этом же температурном интервале существует и нечетный сигнал, обусловленный вторым членом в уравнении (2) для ρ_{\perp} . Он значительно меньше по величине, чем четный, и изменяет знак при температурах, несколько меньших температуры начала сверхпроводящего перехода. Изменение знака нечетной компоненты является общим для всех ВТСП материалов (см., например, [8]) и связано с температурной зависимостью величин ρ_{H1} и ρ_{H2} .

В заключение отметим, что наблюдавшийся четный сигнал связан с анизотропией на макроуровне, т. е. с неоднородностью исследованных образцов. Что касается вклада, обусловленного собственным пиннингом, то, по-видимому, он пока экспериментально не наблюдался. Это связано в первую очередь с трудностью получения совершенных монокристаллов больших размеров и пленок с осью c , лежащей в плоскости. Также пока экспериментально не обнаружен по магнитному полю вклад в продольное сопротивление.

Таким образом, в высокотемпературных сверхпроводниках пиннинг вихрей на плоскостях (направленное движение вихрей) приводит к значительной анизотропии сопротивления, что проявляется в большой величине поперечного сигнала, четного по магнитному полю. Эксперимент показывает, что этот сигнал, достаточно большой в пленках и монокристаллах, существенно ослабляется в керамике из-за хаотической ориентации поверхностей пиннинга. По-видимому, движение вихрей в пленках и монокристаллах направляется двойниковыми границами.

Работа выполнена в рамках проекта № 90387 «Стохастика» Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

Список литературы

- [1] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // УФН. 1975. Т. 116. № 3. С. 413—418.
- [2] Staas F. A., Niessen A. K., Druyvesteyn A. K., van Suetelen J. // Philips Res. Repts. 1964. V. 13. N 4. P. 293—295.
- [3] Niessen A. K., van Suetelen J., Staas F. A., Druyvesteyn W. F. // Philips Res. Repts. 1965. V. 20. N 3. P. 226—234.

- [4] Lawrence W. E., Doniach S. // Proc. of the 12th Conf. on Low Temperature Physics. Kyoto, 1970. P. 361—367.
- [5] Klemm A., Luther A., Beasley M. R. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 3. P. 877—891.
- [6] Копелевич Я. В., Леманов В. В., Сонин Э. Б., Холкин А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 4. С. 188—191.
- [7] Chien T. R. // Ph. D. thesis. Princeton university. 1991.
- [8] Hagen S. J., Lobb C. J., Greene R. L., Eddy M. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 7. P. 6246—6248.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
18 октября 1991 г.

