

05.4

Подавление магнитной релаксации в высокотемпературном сверхпроводнике, помещенном вблизи ферромагнетика

© Б.М. Смоляк, Г.В. Ермаков

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: b-smolyak@yandex.ru

В окончательной редакции 26 января 2010 г.

Обнаружен эффект подавления магнитной релаксации в сверхпроводнике при сближении сверхпроводящего образца, захватившего магнитный поток, с ферромагнетиком. Предполагается, что ферромагнетик намагничивается в магнитном поле сверхпроводника и индуцирует в образце токи, циркулирующие в противоположном направлении по сравнению с током захвата. В результате устойчивость магнитной структуры к крипу возрастает, так как на разные участки вихрей могут действовать встречные силы Лоренца.

Сильная магнитная релаксация, или крип магнитного потока, в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) приводит к уменьшению градиента плотности потока и уменьшению объемной плотности экранирующих сверхтоков. На тему крипа сделано огромное количество публикаций, однако число работ, касающихся методов воздействия на скорость крипа, невелико. Скорость магнитной релаксации можно уменьшить, если понизить температуру намагниченного сверхпроводника или ввести новые центры пиннинга [1]. Небольшой реверс внешнего магнитного поля, в котором намагничивается ВТСП-образец, приводит к длительной стабилизации намагниченности [2,3] и силы левитации [4–6]. В [7] описан эффект подавления релаксации стационарной намагниченности переменным магнитным полем. В [8] наблюдалось замедление релаксации магнитной силы, связанное с подмагничиванием левитирующего сверхпроводника при малых смещениях с уровня подвеса. В представленном сообщении описан новый эффект — подавление магнитной релаксации в ВТСП, помещенном вблизи ферромагнетика.

В эксперименте использовался дисковый образец диаметром 20 mm и высотой 8.5 mm из керамики YBa CuO, изготовленной методом направленной кристаллизации [9]. Ось c направлена нормально к плос-

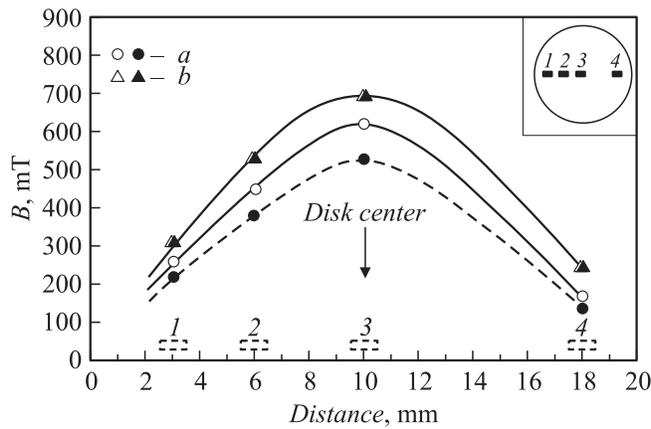


Рис. 1. Локальная индукция на поверхности образца через 2 min (светлые точки) и 100 min (темные точки) после намагничивания: образец находится в немагнитной среде (поз. *a*) и вблизи ферромагнетика (поз. *b*). Под номерами 1–4 на рисунке и вставке показано расположение датчиков Холла.

кости диска. Температура перехода $T_c = 91$ К и ширина перехода 1 К. Датчики Холла с чувствительной зоной 1.5×0.5 mm и чувствительностью $130 \mu\text{V/mT}$ были прикреплены на плоской поверхности диска, как показано на вставке рис. 1. Датчики регистрировали нормальную к плоскости диска компоненту поля (локальную индукцию); расстояние от поверхности сверхпроводника до зоны чувствительности датчиков было ~ 0.5 mm. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией B_e создавалось электромагнитом. Использовался режим намагничивания *field-cooled*: ВТСП-образец, имеющий температуру выше T_c , помещали в магнитное поле $B_e = 0.9$ Т ($B_e \parallel c$), охлаждали образец до 77 К и удаляли внешнее поле. Локальная индукция B , которая определяется локальной плотностью вихрей Абрикосова, измерялась в зависимости от времени. Измерения выполнены в случае, когда намагниченный образец находится в немагнитной среде (поз. *a*) и в случае его сближения с ферромагнетиком (поз. *b*). В позиции *b* использовалась замкнутая магнитная система из трансформаторной стали с зазором, в который помещали намагниченный ВТСП-образец (ширина немагнитного зазора 10 mm, диаметр полюсных наконечников 40 mm).

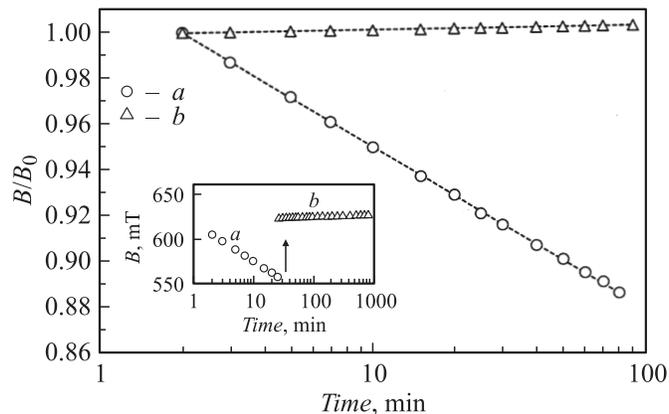


Рис. 2. Изменение со временем нормированной индукции в центре образца, помещенного в немагнитную среду (зависимость a) и вблизи ферромагнетика (b); $B_0 = 605$ мТ (a) и 624 мТ (b), $t_0 = 2$ min. Вставка иллюстрирует скачок индукции при переходе из позиции a в b .

На рис. 1 показаны радиальные распределения локальной индукции на поверхности образца, находящегося в немагнитной среде и вблизи ферромагнетика. Распределения приведены для некоторого начального момента времени t_0 и времени $t \gg t_0$, прошедшего после намагничивания образца. В поз. a индукция на всех измеряемых участках и захваченный магнитный поток уменьшились; в поз. b величина потока в образце не изменилась.

На рис. 2 приведены зависимости нормированной индукции от логарифма времени, измеренные в центре образца (датчик 3). В поз. a наблюдается характерная для ВТСП сильная магнитная релаксация; в поз. b релаксация индукции отсутствует. На других измеряемых участках (датчики 1, 2 и 4) также наблюдается уменьшение индукции со временем в поз. a и подавление релаксации в поз. b .

Известно, что крип потока возникает, когда в сверхпроводнике устанавливается критическое состояние, т. е. появляется градиент плотности вихрей, или градиент индукции, обусловленный пиннингом вихрей. Этот градиент определяет плотность сверхтока J в образце (речь идет только об экранирующих токах, наводимых в сверхпроводнике при изменении внешнего магнитного поля). При протекании тока на

вихри действует сила Лоренца [$\mathbf{J}\mathbf{B}$], которая уменьшает потенциальный барьер, преодолеваемый вихрями вследствие термических флуктуаций, и вызывает диффузию вихрей из области с более высокой плотностью вихрей в область с меньшей плотностью.

По такому сценарию идет крип потока в поз. *a*, т.е. в отсутствие ферромагнетика. Полагаем, что при захвате магнитного потока прямолинейность вихрей и их направление сохраняется. (До захвата плотность потока в образце была одинаковой и вихри направлены по нормали к плоскости диска). Критическое состояние характеризуется только радиальным градиентом индукции: плотность вихрей максимальна в центре диска и убывает в радиальном направлении. В диске циркулирует азимутальный ток и сила Лоренца стремится переместить вихри к боковой поверхности диска и удалить магнитный поток из образца. В результате плотность тока и индукции захваченного потока должны со временем уменьшаться, что и наблюдается в опыте (распределения *a*, рис. 1). Полагая, что плотность тока одинакова по всему объему и уменьшается с одинаковой скоростью, можно записать: $B(t)B_0 = J(t)/J_0 = 1 - (kT/V_0) \ln(t/t_0)$, где $B_0 \equiv B(t_0)$, $J_0 \equiv J(t_0)$, $V_0 \equiv V(t_0)$ — эффективная энергия активации. Это классическое уравнение крипа, описывающее релаксацию многоградиентной магнитной структуры. Нормированная скорость логарифмической релаксации $S = (1/B_0)dB/d\ln(t) = -kT/V$, т.е. величина $1/S$ есть нормированная на kT энергия активации. Наклон зависимости *a* на рис. 2, определяющий величину *S*, дает значение $1/S \sim 30$. Это совпадает с известными значениями V/kT для плавленной текстурированной керамики YBaCuO [10].

При помещении образца, в котором идет крип потока, между ферромагнитными пластинами, крип прекращается: распределение потока в поз. *b* (рис. 1) „жесткое“, т.е. не изменяется со временем. Остановить движение вихрей можно, по-видимому, двумя способами: 1) увеличить силы, удерживающие вихри, т.е. увеличить пиннинг; 2) уменьшить силы, вызывающие движение вихрей.

Известно [11], что вихри могут взаимодействовать с доменной структурой ферромагнетика и в результате появляется дополнительный „внешний“ пиннинг. Этот эффект возникает при тесном контакте сверхпроводника и ферромагнетика и достаточно слаб, чтобы остановить крип. Чтобы прояснить роль ферромагнетика, мы провели опыт, в котором образец сначала помещали вблизи ферромагнетика, а потом

намагничивали. В опыте использовался электромагнит, имеющий такую же магнитную цепь и зазор, как и в замкнутой магнитной системе в поз. *b*. Образец охлаждали между полюсами включенного электромагнита и выключали ток в катушке. В этой позиции (назовем ее для определенности позицией *c*) магнитная релаксация не прекращается. И, следовательно, не „пиннинг“ ферромагнетика останавливает крип. Из этого опыта также следует, что подавление магнитной релаксации связано не только с присутствием ферромагнетика, но зависит от того, в какой последовательности происходит намагничивание и сближение сверхпроводника и ферромагнетика. Если образец, находящийся в поз. *c*, удалить из зазора (т.е. перевести в поз. *a*), а затем вернуть в зазор отключенного электромагнита, то происходит точно такое же подавление крипа, которое мы наблюдаем, перемещая образец из поз. *a* в зазор замкнутой магнитной системы.

Обратимся к силе Лоренца. Ее величина и направление зависит от величины и направления экранирующих токов, что в свою очередь зависит от распределения плотности вихрей. Если поле на границе образца возрастает, т.е. проникает в сверхпроводник, то плотность вихрей на границе больше, чем в объеме, и сила Лоренца вызывает движение вихрей от поверхности в объем образца. Если поле на границе уменьшается, т.е. выходит из образца (например, в случае захвата потока), то плотность вихрей убывает в направлении из объема к поверхности, и в том же направлении действует сила Лоренца. В дисковом образце, помещенном в аксиальное магнитное поле, наводятся азимутальные токи, которые при проникновении и захвате потока циркулируют в противоположном направлении. Если на границе сверхпроводника внешнее поле уменьшается, а затем снова возрастает, или наоборот, то в сверхпроводнике могут протекать встречные токи. (Конфигурации магнитного поля при прямой, обратной и встречной циркуляции токов в сверхпроводящем диске рассчитаны в [12]). Можно предположить, что при помещении намагниченного диска между ферромагнитными пластинами образуется конфигурация с биполярной токовой структурой. Ферромагнетик, намагничиваясь в поле образца, создает собственное магнитное поле, источник которого — домены, ориентированные по нормали к плоскости диска — распределены в этой плоскости в соответствии с локальной индукцией, т.е. поле ферромагнетика имеет куполообразный профиль и направлено так же, как и намагничивающее поле (рис. 1). Таким образом, поле на границе сверхпроводящего диска возрастает, и в образце наводятся

экранирующие токи, которые циркулируют в обратном направлении по сравнению с током захвата.

Локализация этих токов в диске разная. Если ток захвата течет по всему объему диска (так как внешнее поле B_e в опытах с захватом потока было равно полю полного проникновения критического состояния), то обратные токи текут вблизи границы — вблизи оснований и боковой поверхности диска [12] (так как индукция поля, создаваемого ферромагнетиком, т.е. разность индукции в позициях a и b (рис. 1), намного меньше индукции полного проникновения). В результате образуется критическое состояние с биполярной токовой структурой, которая более устойчива к крипу, так как на разные участки вихрей могут действовать встречные силы Лоренца.

Список литературы

- [1] *Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Shaulov A.* // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 911–949.
- [2] *Kwasnítza K., Widmer Ch.* // Physica C. 1991. V. 184. P. 341–352.
- [3] *Kwasnítza K., Widmer Ch.* // Cryogenics. 1993. V. 33. P. 378–381.
- [4] *Smolyak B.M., Perelshtein G.N., Ermakov G.V., Postrekhin E.V.* // Physica C. 2000. V. 341–348. P. 1129–1130.
- [5] *Смоляк Б.М., Перельштейн Г.Н., Ермаков Г.В.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 16. С. 21–26.
- [6] *Smolyak B.M., Perelshtein G.N., Ermakov G.V.* // Cryogenics. 2002. V. 42. P. 635–644.
- [7] *Fisher L.M., Kalinov A.V., Voloshin I.F., Yampol'skii V.A.* // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 140503(R)1-4.
- [8] *Смоляк Б.М., Перельштейн Г.Н., Ермаков Г.В.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. В. 3. С. 8–13.
- [9] *Полуценко О.Л., Матвеев В.А., Нижельский Н.А., Шавкин С.В.* // Физика и химия обработки материалов. 2003. № 1. С. 77–82.
- [10] *Keller C., Kupfer H., Meier-Hirmer U. et al.* // Cryogenics. 1990. V. 30. P. 410–416.
- [11] *Helseth L.E., Goa P.E., Hauglin H., Baziljevich M., Johanson T.H.* // Phys. Rev. B. 2002. V. 65. P. 132514 (1-4).
- [12] *Brandt E.H.* // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 6506–6522.