

УДК 537.312.62

©1993

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ И ЗАХВАЧЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ

*Л.К.Марков, В.В.Шпейзман*

Показано, что скачок напряжения в некоторой точке вольт-амперной характеристики (ВАХ) керамики из  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с захваченным магнитным потоком может происходить не мгновенно, а через некоторое время, зависящее от величины транспортного тока. Определена энергия активации процесса, ответственного за наблюдаемый эффект  $U_0 = 0.2$  эВ. Приведены также качественные результаты изменения скачка и гистерезиса ВАХ в магнитном поле и при изменении знака транспортного тока, подтверждающие их связь с крипом слабо закрепленной части захваченного потока и его перераспределением в гранулах под действием транспортного тока.

В [1] было обнаружено, что для ВАХ керамических образцов из  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , захвативших магнитный поток, характерен гистерезис в области малых токов. Петля гистерезиса начинается вблизи критического тока  $j_c$  и занимает диапазон токов до некоторого значения  $j_1$ , при котором, как предполагается в [1], вследствие перераспределения наиболее слабо связанной части захваченного потока под действием транспортного тока происходит скачок напряжения и переход на новую ветвь ВАХ. В [1] также отмечалось, что величина  $j_1$  зависит от времени, т.е. переход на новую ветвь («срыв» ВАХ) при токах  $j < j_1$  происходит с временем ожидания тем большим, чем меньше  $j$ . Если иметь в виду термофлюктуационную природу отрыва от препятствий и движения в образце захваченного магнитного потока, то временную зависимость тока срыва можно использовать для определения активационных характеристик крипа магнитного потока.

В настоящее время активационные параметры крипа потока определяются либо по температурной зависимости электросопротивления  $\rho$  образцов высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в магнитном поле [2-7], либо в исследованиях магнитной релаксации, т.е. по изменению намагниченности образца  $M$  во времени или по анализу гистерезисных эффектов при одновременном действии переменного и постоянного магнитных полей [7-12]. В первом случае считается, что

$$\rho \sim (U(B)/kT),$$

где  $U(B)$  — зависящая от поля энергия активации процесса, и, как правило, используется феноменологическая модель, приводящая к линейной зависимости энергии активации движения вихря  $U$  от возмущающей силы Лоренца

$$F = IBl,$$

$I$  — ток в образце,  $l$  — длина вихря или связи вихрей [13,14]. В результате зависимость энергии  $U$  от тока имеет вид

$$U = U_0 - jBVL,$$

где  $U_0$  — энергия пиннинга;  $B$  — магнитная индукция;  $V$  — объем вихря или связки вихрей;  $L$  — расстояние, проходимое вихрем в элементарном акте преодоления барьера.

Использование аналогичной линейной аппроксимации во втором случае при интерпретации опытов по магнитной релаксации дает следующий вид:

$$M(t) = M_0 - A \ln(t/t^* + 1),$$

где  $M_0$  — начальная намагниченность,  $t^*$  — временной параметр релаксации;  $A \approx dM/d \ln t = kTj_c/U_0$ . При этом  $j_c$  соответствует безактивационному преодолению барьера, т.е. критическому току при данной температуре.

В настоящей работе описаны эксперименты, позволяющие предложить третий независимый способ определения активационных характеристик крипа потока в образцах с захваченным магнитным потоком.

## 1. Методика проведения опытов

Опыты проводили на образцах керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ , полученной из порошков  $Y_2O_3$ ,  $CuO$  и  $BaCO_3$  по обычной керамической технологии. Температура перехода  $T_c$  для различных образцов 90–92 К, критический ток при 77 К был небольшим 1–10 А/см<sup>2</sup>. На образцах с малым критическим током гистерезис ВАХ наблюдался чаще, чем на образцах с большим критическим током, что, как это следует из трактовки эффекта в [1], связано с наличием более широкого набора центров пиннинга (большей дефектностью материала) и, следовательно, большей вероятностью появления различных способов закрепления потока в зерне, переходы между которыми при действии транспортного тока могли бы обеспечить наблюдаемый гистерезис ВАХ.

Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами от  $2 \times 2 \times 6$  до  $4 \times 4 \times 10$  мм. Измерения ВАХ проводили четырехзондовым методом, индиевые контакты располагались вдоль длинной стороны образца. Для захвата магнитного потока охлаждение образца проводили в магнитном поле. Как показано в [1], на таких образцах гистерезис ВАХ проявляется лучше, чем в образцах, охлажденных в нулевом поле. Величина напряженности магнитного поля в опытах 200 Э.

Опыты проводились следующим образом: первоначально несколько раз снималась ВАХ при возрастании и убывании тока. Определялась плотность тока  $j_1$ , при которой происходил скачок (уменьшение) напряжения на ВАХ (см. схему на рис. 1). Как следует из [1], уменьшение тока до нуля обеспечивает воспроизводимость петли гистерезиса при последующем цикле возрастания и убывания тока. При остановках же вблизи критического тока возможно сужение петли гистерезиса или даже его исчезновение. Экспериментально подбирался такой режим изменения тока, при котором петли гистерезиса в каждом цикле были близки. Затем ток увеличивали до некоторого значения  $j_A < j_1$  и при этом токе определяли время  $t$  до срыва, т.е. до перехода с ветви 1 ВАХ на ветвь 2 (рис. 1).

## 2. Результаты опытов и их обсуждение

На рис. 2 представлена зависимость времени до срыва от величины тока в полулогарифмических координатах ( $t_0$  — некоторая постоянная, имеющая размерность времени; при построении графика на рис. 2 считали  $t_0 = 1$  с). Каждая точка усреднена по данным десяти измерений. При обработке результатов с малыми временами ожидания срыва, особенно в тех случаях, когда он происходил при практически нулевой выдержке при постоянном значении тока, учитывался вклад времени нарастания тока в общее время ожидания. Делалось это на основе предположения об аддитивности парциальных вкладов пребывания образца при каждом значении тока в общее время ожидания, т.е. по формуле

$$\int_0^{t'} dt/t_A(j) = 1, \quad (1)$$

где  $t'$  — время нарастания тока;  $t_A(j)$  — зависимость времени ожидания срыва ВАХ от тока, полученная при больших временах ожидания. При линейном законе нарастания тока во времени и экспоненциальной зависимости  $t_A(j)$ , который следует из рис. 2, формула (1) преобразуется в

$$t = \left( \frac{d \ln t_A}{dj} \frac{dj}{dt} \right)^{-1}. \quad (2)$$

Экспоненциальная зависимость  $t_A(j)$  позволяет предположить термофлуктуационную природу процесса перераспределения захваченного потока в образце под действием транспортного тока, который, как мы полагаем, обуславливает срыв ВАХ. В этом случае время до скачка обратно пропорционально вероятности, требуемой для перераспределения потока термической флуктуации, т.е.

$$t = \tau_0 \exp \frac{U_0 - jBVL}{kT}, \quad (3)$$

где  $\tau_0$  — период колебаний захваченного потока (величина, обратная частоте атаки барьера  $f_0$ ), а величина произведения  $jBVL$  отражает снижение барьера пиннинга, препятствующего отрыву захваченного потока,

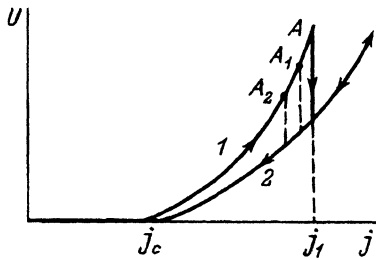


Рис. 1. Схема петли гистерезиса ВАХ образца с захваченным магнитным потоком.

Кривая 1 получена при возрастании тока, кривая 2 — при убывании.

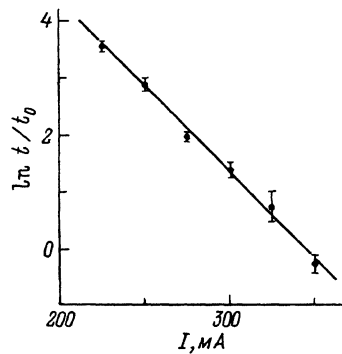


Рис. 2. Зависимость времени до срыва ВАХ от величины транспортного тока ( $t_0 = 1$  с).

в результате действия силы Лоренца. Здесь магнитная индукция  $B$ , объем  $V$  и активационное расстояние  $L$  относятся к слабо связанной части захваченного потока (связке абрикосовских вихрей в гранулах вблизи джозефсоновских контактов в границах), поведение которой, по нашему мнению, определяет наблюдаемый гистерезис ВАХ [1].

Из рис. 2 следует  $\ln t/t_0 = 10.8 - 31.4I$  (ток  $I$  — в А). Для определения  $U_0$  нужно задать величину  $\tau_0$ . В [15] обсуждаются значения  $f_0$  от  $10^9$  до  $10^{12} \text{ с}^{-1}$  и на основе предлагаемой модели и данных по магнитной восприимчивости при наложении переменного магнитного поля на постоянное делается вывод в пользу  $10^9 \text{ с}^{-1}$ . При значении  $\tau_0 = 10^{-9} \text{ с}$  энергия активации  $U_0$  оказывается равной 0.2 эВ, что близко к обычно получаемым величинам для крипа потока [2-12].

По наклону зависимости  $\ln t(I)/t_0$  при известной геометрии взаимодействия захваченного потока с транспортным током можно попытаться оценить значения активационного объема (расстояния). Пусть

$$d \ln(t(I)/t_0) / dI = \frac{g \ln \Phi_0 L}{\alpha S k T},$$

где  $g$  — геометрический фактор, учитывающий угол между направлениями тока и поля,  $g \sim 1$ ;  $l$  — длина вихря;  $\Phi_0$  — квант потока,  $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15} \text{ Вб}$ ;  $n$  — число вихрей в связке;  $\alpha$  — доля сечения образца  $S$ , по которой течет ток  $I$ . Тогда при  $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ ,  $T = 77 \text{ К}$  и  $S = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$  получим

$$lL = \frac{\alpha}{n} S \cdot 10^{-11} \text{ м}^2.$$

Верхнюю оценку значений  $l$  и  $L$  можно получить, положив явно нереальные значения  $\alpha = n = 1$ . В этом случае  $l$  и  $L$  окажутся порядка  $10^{-6} \text{ м}$ . Это, безусловно, завышенная оценка, но имеющиеся данные, к сожалению, не позволяют сделать ее более корректной.

Предположим, следуя [16], что при  $j > j_c$  на движение джозефсоновских вихрей в границах влияет положение абрикосовских вихрей вблизи границы. При  $j_c < j < j_1$  в зоне порядка нескольких мкм от границы могут произойти термофлуктуационный отрыв группы вихрей и закрепление их в новом положении. Время ожидания этого события проявляется в колебаниях напряжения на ВАХ, которое отмечалось в [1]. Чем ближе величина тока к  $j_1$ , тем больше была амплитуда этих колебаний. Если считать, что ток  $j_1$  приводит к подъему энергии кинетической единицы на вершину потенциального рельефа, а при  $j < j_1$  она находится на его склоне, причем сила (ордината) пропорциональна току (силе Лоренца), а расстояние от вершины (абсцисса) пропорционально средней амплитуде колебаний напряжений ВАХ, завершающихся в конечном счете преодолением барьера, то можно попытаться восстановить силовой закон взаимодействия вихрей с центрами закрепления. Рис. 3, в котором использованы данные таблицы, приведенной в [1] (подобные результаты были получены и в настоящей работе), показывает, что силовой закон имеет крутой склон и близок к прямоугольнику, что оправдывает применение линейной зависимости энергии  $U$  от тока в формуле (3).

Подтверждением модели, связывающей резкое уменьшение напряжения в некоторых точках ВАХ образцов, захвативших поток, с его перераспределением в зернах, служат также результаты экспериментов со

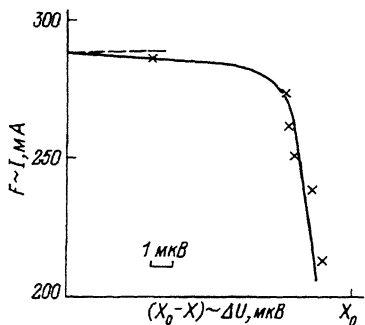


Рис. 3. Вид силового закона для барьера пиннинга, оцененного по зависимости тока срыва ВАХ (пропорционального силе) от средней амплитуды колебаний напряжения перед срывом, выбранной в качестве характеристики смещения (по данным [1]).

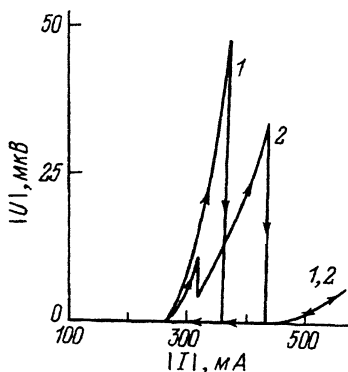


Рис. 4. Изменение формы ВАХ исходного образца (1) при смене полярности транспортного тока (2).

сменой направления тока и измерения ВАХ во внешнем магнитном поле. В первой группе опытов оказалось, что положение петли гистерезиса зависит от направления тока, при этом положение безгистерезисных участков не изменяется при переключении полярности транспортного тока. Наглядно это продемонстрировано на рис. 4, где ВАХ построена в координатах модуль напряжения—модуль тока. Такое поведение ВАХ можно объяснить изменением направления силы Лоренца и несимметричным потенциальным рельефом пиннинга, который определяется случайным характером распределения центров пиннинга.

В [1] уже отмечалось, что магнитное поле достаточной величины подавляет гистерезис ВАХ, однако в слабых внешних магнитных полях гистерезис сохраняется и точка срыва ВАХ не смещается. Из рис. 5 следует, что поле 68 Э, изменяя положение ВАХ, сохраняет все ее особенности и абсциссы точек срыва. При этом оказалось, что не изменяется также

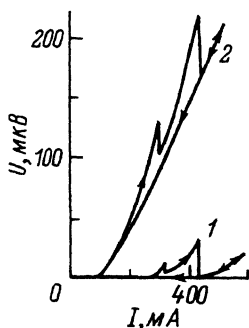


Рис. 5. ВАХ образца в нулевом поле (1) и сразу после включения внешнего поля  $H = 68 \text{ Э}$  (2).

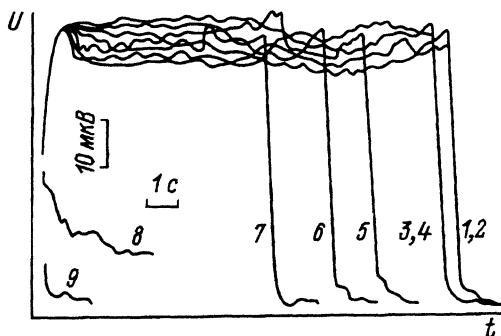


Рис. 6. Изменение времени до срыва ВАХ при токе  $I = 400 \text{ mA}$  и поле  $H = 68 \text{ Э}$  по мере вхождения поля в образец. 1-9 — последовательно измеренные ВАХ с интервалом около 20 с.

и время до срыва при заданном токе  $j < j_1$ , если только время действия поля не слишком велико (кривые 1–4 на рис. 6; здесь номер кривой соответствует последовательности измерения ВАХ). Однако затем времена выдержки падают (5–7) и в конечном счете петля исчезает (8,9). После выключения поля, по прошествии времени релаксации, петля полностью восстанавливается. Такое поведение еще раз подтверждает наше предположение об определяющей роли внутризеренного магнитного потока. Очевидно, поле указанной величины проникает в зерно не сразу, а с течением времени в процессе эксперимента. Таким образом, сразу после его включения зерно сохраняет старое распределение захваченного потока. По мере вхождения потока извне зерну навязывается иное его распределение, что выражается в изменении, а потом и полном исчезновении гистерезиса. После снятия внешнего возмущения и выхода «лишнего» потока картина полностью восстанавливается. Таким образом, наблюдая за петлей, можно судить о проникновении магнитного поля в образец.

Итак, изучение петли гистерезиса ВТСП образцов подтверждает предположение о том, что в основе эффекта лежит перераспределение захваченного зерном магнитного потока. Тогда полученные величины энергии активации процесса характеризуют энергию пиннинга. Реально существующее в образце распределение магнитного потока определяется его конкретной структурой. Состояние петли гистерезиса может служить характеристикой проникновения магнитного потока в зерно сверхпроводника.

### Список литературы

- [1] Марков Л.К., Шпейзман В.В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 11. С.3308–3314.
- [2] Palstra T.T.M., Batlogg B., VanDover R.B., Schneemeyer L.F., Waszczak J.V. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 8. P.763–765.
- [3] Zeldov E., Amer N.M., Koren G., Gupta A., McElfresh M.W., Gambino R.J. // Appl. Phys. Lett. 1990. V. 56. N 7. P.680–682.
- [4] Hebard A.F., Palstra T.T.M. // Physica C. 1989. V. 162–164. P. 1181–1182.
- [5] Bailey A., Russel G.J., Taylor K.N.R. // Physica C. 1991. V. 185–189. Pt IV. P. 2147–2148.
- [6] Hung C.J., Chen Y.C., Tseng T.Y. // Ibid. P. 2173–2174.
- [7] Jamafuji K., Mawatari Y., Fujiyoshi T., Miyahara K., Watanabe K., Awaji S., Kobayashi N. // Ibid. P. 2285–2286.
- [8] Lu M., Zhang Y.T., Jin X., Xu X.N., Ji H.L., Yao X.X., Liu P.S., Mou H.L., Wu X.Z., Zhou L. // Ibid. P. 2151–2152.
- [9] Kazumato Y., Okayasu S., Kato T. // Ibid. P. 2183–2184.
- [10] Lee K.W., Jeong I.K., Park Y.K., Kim D.Y., Park J.C. // Ibid. P. 2263–2264.
- [11] Maley M.P., Willis J.O., Lessure H., McHenry M.E. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N. 4. P. 2639–2542.
- [12] Fisher P., Neumannüller H.-W., Roas B., Braun H.F., Saemann-Ischenko G. // Solid State Commun. 1989. V. 72. N. 9. P. 871–874.
- [13] Anderson P.W. // Phys. Rev. Lett. 1962. V. 9. N. 8. P. 309–311.
- [14] Beasley M.R., Labusch R., Webb W.W. // Phys. Rev. 1969. V. 181. N. 2. P. 682–700.
- [15] Malozemoff A.P., Worthington T.K., Yeshurun Y., Holtzberg F., Kes P.H. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N. 10. P. 7203–7206.
- [16] Блинов Е.В., Сонин Э.В., Таганцев А.К., Трайто К.Б. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 3. С. 501–506.

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

Поступило в Редакцию  
15 июня 1993 г.