

05.4

Угловая зависимость вольт-амперных характеристик и спектра флуктуаций напряжения в керамических сверхпроводниках

© О.В. Геращенко

С.-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН

Поступило в Редакцию 24 апреля 1998 г.

В окончательной редакции 12 сентября 1998 г.

Проведены измерения вольт-амперных характеристик и спектра флуктуаций напряжения как функций угла между магнитным полем, приложенным в плоскости образца, и направлением транспортного тока в керамическом сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Угловые зависимости спектра флуктуаций измерены впервые. Показано, что вольт-амперные характеристики не описываются в рамках модели разрезания вихревых линий, а флуктуации напряжения не связаны с независимым движением вихрей в объеме образца. Полученные результаты согласуются с моделью самоорганизованного критического состояния.

Известно, что в области низкополевой электродинамики (когда магнитное поле не проникает в гранулы) гранулированные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) при условии, что эффективная джозефсоновская глубина проникновения $\lambda_{eff} = (\Phi_0/2\pi\mu_0\mu_{eff}j_c a)^{1/2} \gg a$, где a — характерный размер гранул и пор в керамике, Φ_0 — квант магнитного потока, j_c — плотность критического тока, являются жесткими сверхпроводниками II рода. Тогда вольт-амперная характеристика (ВАХ) формулируется как модель двойного критического состояния (см., например, [1]), в которой вводятся четыре феноменологических параметра: $j_{c\perp}$ — плотность поперечного критического тока, определяющая порог депиннинга, плотность продольного критического тока $j_{c\parallel}$, дающая порог разрезания вихревых линий, а также ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} — продольные и поперечные удельные сопротивления. При том ВАХ сильно анизотропна относительно направления магнитного поля.

Пусть:

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= j\mathbf{e}_z = j_{\parallel}\mathbf{n} + j_{\perp}\mathbf{m}, & \mathbf{B} &= B\mathbf{n}, & \mathbf{E} &= E_{\parallel}\mathbf{n} + E_{\perp}\mathbf{m}, \\ \mathbf{n} &= \mathbf{e}_z \cos \alpha + \mathbf{e}_y \sin \alpha, & \mathbf{m} &= \mathbf{n} \times \mathbf{e}_x = \mathbf{e}_y \cos \alpha - \mathbf{e}_z \sin \alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

Тогда для компоненты электрического поля $E_z(\alpha)$ получим:

$$E_z = E_{\parallel} \cos \alpha - E_{\perp} \sin \alpha, \quad (2)$$

$$E_{\parallel} = \begin{cases} 0, & |j \cos \alpha| < j_{c\parallel} \\ \rho_{\parallel}(j \cos \alpha - j_{c\parallel} \text{sign}(j \cos \alpha)), & |j \cos \alpha| > j_{c\parallel} \end{cases}$$

$$E_{\perp} = \begin{cases} 0, & |j \sin \alpha| < j_{c\perp} \\ -\rho_{\perp}(j \sin \alpha - j_{c\perp} \text{sign}(j \sin \alpha)), & |j \sin \alpha| > j_{c\perp}. \end{cases}$$

Как показано в [2], условие применимости континуального приближения $\lambda_{eff} \gg a$ эквивалентно условию

$$\beta = a^2 / \lambda_{eff}^2 \ll 1. \quad (3)$$

Параметр β пропорционален числу квантов потока Φ_0 , запинингованных элементарным контуром. Для типичных в ВТСП величин $j_c = 10^6 \text{ A/m}^2$, $a = 10^{-5} \text{ m}$ и $\mu_{eff} = 0.5$ получим $\beta \approx 2$, т. е. критерий (3) может не выполняться.

Если $\beta \gg 1$, то джозефсоновская среда описывается уравнениями, в которых очень важна дискретность [2]. Эти уравнения эквивалентны уравнениям для системы с самоорганизованной критичностью [3]. Этому случаю соответствует модель изотропной ВАХ, предложенная Бином в [4] и развитая применительно к керамическим сверхпроводникам модель самоорганизованного критического состояния в [2], [5], [6]. В этой модели локальная ВАХ изотропна:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= E_0 \mathbf{j} / |\mathbf{j}|, \\ E_0(j) &= \begin{cases} 0, & |j| < j_c \\ \rho(j - j_c \text{sign } j), & |j| > j_c. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Различить эти два случая ($\beta \ll 1$ и $\beta \gg 1$) можно, измеряя зависимость ВАХ от угла α между током и магнитным полем [5] или изучая спектры флуктуаций, поскольку системы с самоорганизацией являются сильно флуктуирующими.

К сожалению, подробной теории шумов в настоящее время нет, однако можно ожидать, что корреляторы шумов должны сильно отличаться для анизотропной ВАХ (при $\beta \ll 1$) и для изотропной ВАХ ($\beta \gg 1$). Тем не менее представляет интерес сравнить наши результаты с предсказанными в простой модели, соответствующей $\beta \ll 1$, в которой флуктуации напряжения в сверхпроводнике возникают в результате независимого движения вихрей под действием силы Лоренца через образец (см, например, [7]). Тогда в низкочастотном пределе получается выражение для спектра флуктуаций, аналогичное спектру "дробового" шума:

$$S_V(f \ll f_c) = 2\Phi_0 V_z = 2\Phi_0 E_z d, \quad (5)$$

где $f_c = 1/(2\pi\tau)$, $\tau = wdB/V_z$ — время перехода вихрем образца, w — толщина образца, d — расстояние между потенциальными контактами, B — магнитная индукция, V_z — среднее напряжение на потенциальных контактах.

В эксперименте были измерены ВАХ $E_z(j)$ и спектр флуктуаций напряжения $S_V(f)$ на образцах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ВТСП керамики ($T_c = 91.5$ К), изготовленных в виде тонких пластинок с размерами $15 \times 4 \times 0.3$ мм вдоль осей z , y и x соответственно. Измерения проводились при температуре жидкого азота четырехконтактным методом, образец располагался в электромагнитном экране и охлаждался при $B_0 = 0$. Магнитное поле \mathbf{B}_0 создавалось постоянными магнитами и было параллельно широкой плоскости образца (y, z), магниты могли вращаться вокруг оси x , перпендикулярной этой плоскости. Электрический ток создавался от аккумуляторов через ограничительный резистор и был направлен вдоль оси z . Его величина выбиралась такой, чтобы соответствующее ей падение напряжения V_z находилось в линейной области ВАХ (режим течения потока).

Напряжение $V_z(t)$ с потенциальных контактов через согласующий повышающий трансформатор подавалось на маломушящий усилитель, фильтр низких частот с частотой среза 3 kHz и плату сбора информации L-1230. Спектр флуктуаций напряжения вычислялся на компьютере при помощи быстрого преобразования Фурье. Величина $S_V(f)$ получалась

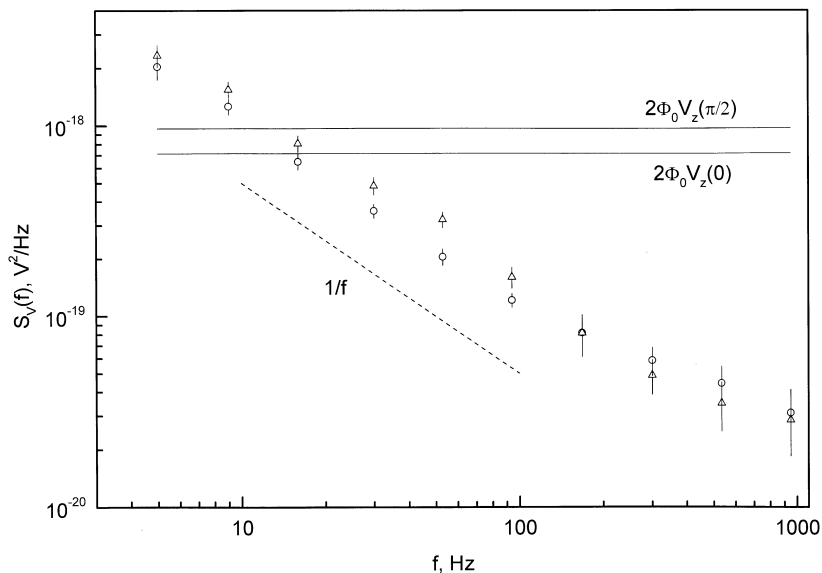


Рис. 1. Спектральная плотность флуктуаций напряжения при $|\mathbf{B}_0| = 3.6 \text{ мТ}$ и $j = 1.13 \text{ А/см}^2$, $\alpha = 0(\circ)$, $\alpha = \pi/2(\triangle)$.

усреднением измеренного спектра по 50 реализациям и вычитанием из него величины шума установки при отсутствии тока через образец. Ошибка измерения $S_V(f)$ составляла примерно $10^{-20} \text{ В}^2/\text{Гц}$ и несколько возрастала при малых f .

Поскольку при такой постановке эксперимента возможные флуктуации сопротивления ограничительного резистора и токовых контактов могут вызвать флуктуации тока, которые трансформируются во флуктуации напряжения на сопротивлении образца, то для оценки этого эффекта измерялись флуктуации напряжения на проволочном резисторе 1Ω , включенном в электрическую цепь последовательно с образцом. При этом оказалось, что флуктуации тока пренебрежимо малы.

На рис. 1 приведен спектр флуктуаций напряжения. Видно, что $S_V(f) \sim f^{-\gamma}$, где $\gamma \approx 1$, что противоречит "белому" спектру (5). Для сравнения мы отложили вычисленную из (5) интенсивность спектра. В нашем эксперименте $\omega = 0.3 \text{ мм}$, $d = 3.5 \text{ мм}$, $V_z \approx 0.2 \text{ мВ}$,

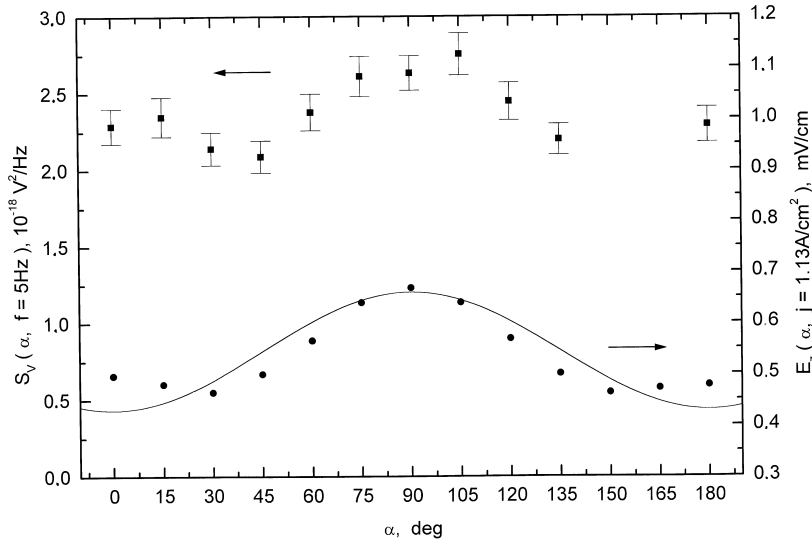


Рис. 2. Угловые зависимости ВАХ $E_z(\alpha)$ и спектра флуктуаций напряжения $S_V(\alpha)$ при $|\mathbf{B}_0| = 3.6 \text{ мТ}$ и $j = 1.13 \text{ А/см}^2$. Сплошная кривая — $E_z(\alpha) = 0.23 \sin^2(\alpha) + 0.43$.

$B = 1.8 \text{ мТ}$ ($\mu_{eff} \approx 0.5$), откуда $f_c \approx 17 \text{ кГц}$. Видно, что в области применимости (5) наблюдается многократное занижение интенсивности спектра по сравнению с (5). Таким образом, наши результаты указывают на то, что флуктуации напряжения в изученной нами ВТСП керамике не связаны с независимым движением квантов потока через образец.

На рис. 2 представлены типичные угловые зависимости ВАХ $E_z(\alpha)$ и спектра $S_V(\alpha)$. Видно, что

$$E_z(\alpha) = E_0 + E_1 \sin^2(\alpha), \quad E_0 = E_z(0), \quad E_1 = E_z(\pi/2) - E_z(0), \quad (6)$$

что следует из (2) при больших токах. Однако $E_1/E_0 < 0.3$ и, кроме того, оказалось, что $j_c(\alpha = 0) \approx j_c(\alpha = \pi/2)$, в то время как в модели двойного критического состояния это параметрически отличающиеся величины. Мы полагаем, что экспериментальная ВАХ ближе всего к изотропной модели (4), что согласуется с результатами работы [4], а

отклонения от изотропности связаны с тем, что ВАХ в уравнениях — локальная, а на эксперименте измеряется интегральная. Кроме того, некоторая часть вихрей, которая при внешнем поле $B_0 > 1$ мТ проникла в гранулы, дает ВАХ РВЛ, согласно с результатами работы [1].

Наблюдаемая угловая зависимость $S_V(\alpha)$ также достаточно слабая.

Таким образом, в работе экспериментально показано, что, во-первых, ВАХ слабо зависит от угла α между током и магнитным полем, во-вторых, спектр флуктуаций напряжения также слабо зависит от α , и в-третьих, спектр флуктуаций ведет себя как $1/f$, т.е. система является сильно флуктуирующей. Все это говорит в пользу того, что в нашей системе $\beta \gg 1$ и позволяет сделать вывод о том, что модель самоорганизованного критического состояния в гранулированных сверхпроводниках является наиболее адекватной.

Автор выражает благодарность С.Л. Гинзбургу, А.И. Огорокову, И.Д. Лузянину, В.П. Хавронину, М.А. Пустовойту за полезные дискуссии и помощь в работе.

Работа поддержана Научным советом направления ”Сверхпроводимость”, проект № 96021 ”Профиль”, Государственной программой ”Нейтронные исследования вещества” и Государственной программой ”Физика квантовых и волновых процессов”, подпрограмма ”Статистическая физика”, проект VIII-3.

Список литературы

- [1] *Perez-Rodriguez F., Perez-Conzalez A., Clem J.R. et al. // Phys. Rev. B. 1997. V. 56. P. 3473.*
- [2] *Гинзбург С.Л. // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. С. 607.*
- [3] *Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. // Phys. Rev. A. 1988. V. 38. P. 364.*
- [4] *Bean C.P. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 2482.*
- [5] *Ginzburg S.L., Gerashchenko O.V., Sibilev A.I. // Supercond. Sci. Technol. 1997. V. 10. P. 395.*
- [6] *Ginzburg S.L., Luzyanin I.D., Khavronin V.P. // Supercond. Sci. Technol. 1998. V. 11. P. 255.*
- [7] *Huebener R.P. // Phys. Rep. 1974. V. 13C. P. 145.*