

## Низкополевая электродинамика ВТСП: нелинейность, ВАХ и шум

О.В. Герашенко, С.Л. Гинзбург, В.П. Хавронин, И.Д. Лузянин

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова РАН, 188300 Гатчина, Россия

Как известно, гранулярные сверхпроводники являются джозефсоновской средой, в которой макроскопическая сверхпроводимость всего образца является результатом межгранульных слабых связей. Очевидно, что в такой системе имеется два характерных магнитных поля – поле проникновения в межгранулярную среду  $H_{c1}^{cer}$  и поле проникновения в гранулы  $H_{c1}^{gr}$ . Область внешних полей  $H_{c1}^{cer} < H < H_{c1}^{gr}$  будем называть областью низкополевой электродинамики. В этой области полей очень плодотворным оказалось применение концепции критического состояния, предложенной Бинном для сверхпроводников II рода, когда в каждой точке образца сила магнитного давления компенсируется силой пиннинга, определяемой критическим током:  $|\nabla p| = 4\pi j_c$ . При этом резистивность в сверхпроводнике при пропускании тока  $\mathbf{j}$  возникает в результате срыва вихрей с центров пиннинга и движения их со скоростью  $\mathbf{V}$  под действием силы Лоренца  $\mathbf{F}_L = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , а возникающее электрическое поле равно  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{V}$ . В частности, в этой модели получил свое объяснение широкий спектр гармоник намагниченности, спадающий степенным образом с номером гармоники, поскольку уравнение критического состояния принципиально нелинейно (рис. 1).

Здесь необходимо отметить следующее: во-первых, уравнение критического состояния написано для стандартной геометрии эксперимента, когда ток перпендикулярен магнитному полю. Во-вторых, оно макроскопическое, т. е. размер вихрей в джозефсоновской среде  $\lambda_J$  должен превышать размер гранул  $a$ , т. е. магнитное поле проникает в сверхпроводник в виде гипervихрей. Очевидно, что на эксперименте магнитное поле можно прикладывать под произвольным углом к току, и, когда поле становится параллельным току, сила Лоренца исчезает, а критический ток обращается в бесконечность (равен току распаривания) – возникают так называемые бессилловые конфигурации. Так оно и оказалось для обычных сверхпроводников (см. например [1, 2]). Для гранулярных сверхпроводников эксперимент показал, что поперечный критический ток почти равен продольному. Возникла проблема продольных токов. Проведенное нами экспериментальное исследование угловых зависимостей ВАХ и высших гармоник намагниченности показало, что, по всей видимости, в гранулярных сверхпроводниках существует один критический ток, а не два [4-6] (рис. 2-4).

Другим способом понять динамику магнитного потока являются измерения не статической усредненной ВАХ, а изучение флуктуаций в критическом состоянии. На эксперименте это делается так: через сверхпроводник пропускается постоянный транспортный электрический ток, прикладывается постоянное магнитное поле и исследуются шумы напряжения, возникающего в сверхпроводнике в режиме течения потока. Из вида спектральной плотности флуктуаций  $S_V(f)$  и ее зависимости от параметров – магнитного поля, среднего напряжения и тока, температуры – можно сделать определенные выводы о динамике магнитного потока. Наши измерения показали, что в режиме вязкого течения потока спектральная плотность линейно зависит от магнитного поля и тока, почти не зависит от температуры вплоть до  $T_c$  и демонстрирует скейлинговую  $1/f$  частотную зависимость. Это доказывает, что источником шума в изученных гранулярных сверхпроводниках является сложная динамика магнитного потока с долговременными корреляциями (рис. 5).

Рассмотрим теперь вихри в джозефсоновской среде. Когда критический ток слабых связей достаточно высок, а гранулы велики, то размер вихря может стать меньше размера гранулы (или дырки) в сверхпроводнике. Управляющим параметром здесь служит величина  $V = (a/\lambda_J)^2 = 8\pi^2 j_c a^3 / \Phi_0$ . Континуальное приближение ( $V \gg 1$ ) в этом случае неприменимо и нужно учитывать дискретность сверхпроводника [7]. В случае  $a \ll \lambda_J$ ,  $V \ll 1$  кванты потока находятся внутри контура, образованного соседними гранулами. Очевидно, что понятия вихрей и силы Лоренца при этом нет, а есть кванты потока, запиннигованные на элементарном контуре. Низкополевая электродинамика сверхпроводника в этом случае определяется единственным критическим током, а не двумя – перпендикулярным и продольным, как в континуальном случае, т. е. ВАХ является пространственно изотропной, что и наблюдалось нами на эксперименте. Численное моделирование [8] показало, что динамика магнитного потока в такой системе осуществляется в виде лавин потока, распределенных по размерам степенным образом, что характерно для систем с самоорганизацией [9].

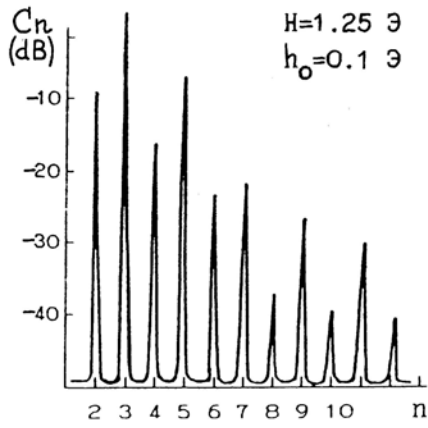


Рис. 1. Спектр гармоник намагниченности.

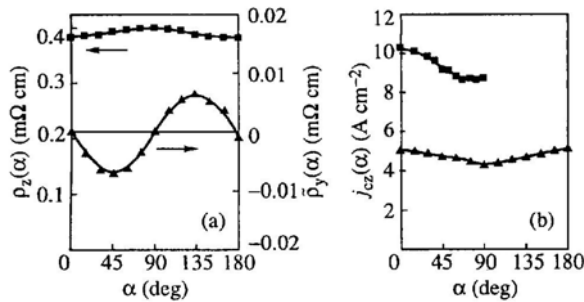


Рис. 2. Зависимости от угла между электрическим током и магнитным полем удельного сопротивления продольного тока  $\rho_z(\alpha)$ , поперечного тока  $\rho_y(\alpha)$  при  $H = 15$  Э (а) и плотности критического тока, параллельного току (б) для  $H = 8$  Э (вверху) и  $15$  Э (внизу).

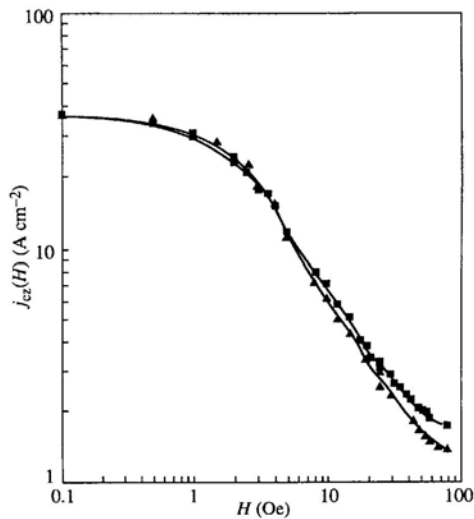


Рис. 3. Зависимость плотности критического тока от магнитного поля для  $\alpha = 0^\circ$  ( $\square$ ) и  $\alpha = 90^\circ$  ( $\#$ ).

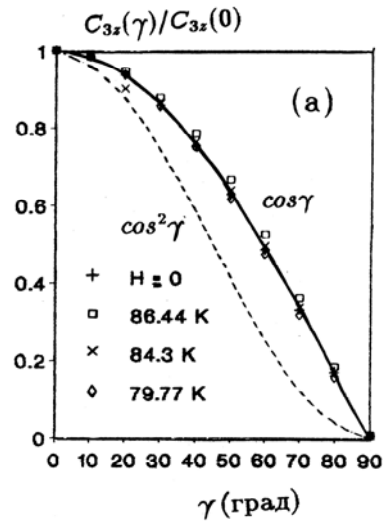


Рис. 4. Угловая зависимость амплитуды третьей гармоники намагниченности. Сплошная кривая соответствует модели изотропной ВАХ.

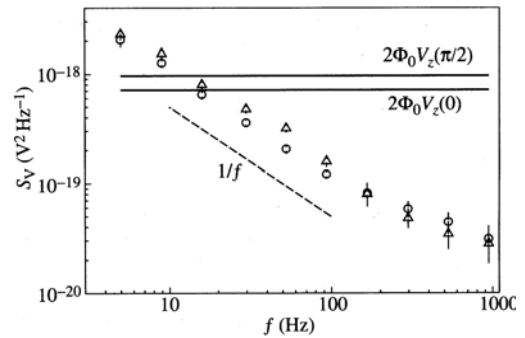


Рис. 5. Спектральная плотность флуктуаций напряжения в режиме течения потока в случае, когда магнитное поле и ток параллельны ( $\square$ ) и перпендикулярны ( $\#$ ).

1. Р. О. Зайцев, ЖЭТФ 61, 1620 (1971).
2. Л. П. Горьков, Н. Б. Копнин, ЖЭТФ 60, 2331 (1971).
3. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, V. P. Khavronin et al, Physica C 174, 109 (1991).
4. S. L. Ginzburg, O. V. Gerashchenko, A. I. Sibilev, Supercond. Sci. Technol. 10, 395 (1997).
5. S. L. Ginzburg, I. D. Luzyanin, V. P. Khavronin, Supercond. Sci. Technol. 11, 255 (1998).
6. O. V. Gerashchenko, S. L. Ginzburg, Supercond. Sci. Technol. 13, 332 (2000).
7. С. Л. Гинзбург, ЖЭТФ 106, 607 (1994).
8. S. L. Ginzburg, N. E. Savitskaya, JLTP 130, 333 (2003).
9. P. Bak, C. Tang, K. Wiesenfeld, Phys. Rev. A 38, 364 (1988).