

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ВТСП КЕРАМИКИ В КРИТИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ

И.Ф. Волошин, Н.М. Макаров, Л.М. Фишер, В.А. Ямпольский

Предложен метод непосредственного измерения зависимости критической плотности тока j_c в ВТСП керамике от магнитного поля H с помощью зондирования низкочастотным электромагнитным сигналом. В модели критического состояния поверхностный импеданс керамического образца оказывается пропорциональным функции $j_c^{-1}(H)$.

1. Согласно существующим представлениям ВТСП керамику можно рассматривать как систему, состоящую из сверхпроводящих зерен, объединенных слабыми (джозефсоновскими) связями. Электромагнитные свойства такой системы в значительной мере определяются отношением параметров a и λ_j , где a — характерный размер ячейки структуры, $\lambda_j \approx (\hbar c^2 a / 8\pi e I_c)^{1/2}$ — джозефсоновская глубина проникновения, I_c — критический ток слабой связи, e — элементарный заряд, c — скорость света. Если выполнено неравенство

$$a \ll \lambda_j, \quad (1)$$

то проникающий в образец квант магнитного потока охватывает большое количество $\approx (\lambda_j/a)^2$ контактов. Поэтому по своим макроскопическим свойствам такая среда подобна неоднородному сверхпроводнику второго рода. В противоположном случае, когда

$$\lambda_j \ll a, \quad (2)$$

магнитный поток проникает в образец, "прорывая" джозефсоновские связи поочередно.

Несмотря на принципиальное физическое отличие ситуаций (1) и (2), уравнения электродинамики в обоих случаях формально имеют одинаковый вид. Как было показано в работе ¹, и в случае (1), и в случае (2) электродинамические свойства ВТСП керамики хорошо описываются моделью критического состояния Бина. В этой модели распределение электромагнитного поля описывается уравнением:

$$c \operatorname{rot} \mathbf{B} = 4\pi\mu j_c(\mathbf{E}/E). \quad (3)$$

Здесь \mathbf{B} — вектор магнитной индукции, \mathbf{E} — напряженность электрического поля, μ — магнитная проницаемость керамики в предположении об отсутствии джозефсоновских связей, j_c — критическая плотность тока. Существенным является то обстоятельство, что критический ток весьма чувствителен к магнитному полю,

$$j_c = j_c(B). \quad (4)$$

Физическое различие ситуаций (1) и (2) проявляется именно в виде материального уравнения (4). Поэтому установление этой зависимости является важной задачей для описания керамики. Кроме того, существенен и практический аспект данной проблемы, поскольку с зависимостью (4) связан вопрос о критических транспортных токах.

До настоящего времени в экспериментах определялось среднее по сечению образца значение j_c в функции внешнего магнитного поля, обычно четырехконтактным или индуктивным методами. В ² функция $j_c(B)$ находилась из измерений динамической восприимчивости образца в присутствии транспортного тока. В настоящей работе предлагается бесконтактный ме-

тод непосредственного получения $j_c(B)$ с помощью зондирования образца слабым электромагнитным сигналом в присутствии внешнего постоянного магнитного поля.

2. Рассмотрим цилиндрический образец радиуса R в магнитном поле вида

$$H(t) = H + h \cos \omega t,$$

направленном по оси цилиндра (оси z). Электромагнитное поле в образце является аксиально симметричным и в цилиндрической системе координат зависит только от координаты r . При этом магнитное поле содержит лишь z -компоненту, а электрическое поле — только азимутальную. Из (3) нетрудно получить уравнения для переменной составляющей магнитной индукции B :

$$c \partial b(r, t) / \partial r = \pm 4 \pi j_c(B + b), \quad (5)$$

где $B = \mu H$. Граничное условие к уравнению (5) имеет вид:

$$b(R, t) = \mu h \cos \omega t. \quad (6)$$

Амплитуду поля h будем считать малой настолько, чтобы в (5) можно было пренебречь зависимостью j_c от b . Как правило, для этого достаточно, чтобы величина h была меньше одного эрстеда.

Не приводя простых вычислений, запишем сразу ответ для отклика образца на внешнее поле $H(t)$. Электрическое поле на поверхности образца, связанное с переменным магнитным потоком Φ соотношением

$$E(t) = -(\partial \Phi / \partial t) / (2 \pi R c), \quad (7)$$

дается выражениями:

$$E(t) = \frac{\mu \omega h^2}{8 \pi j_c(B)} (1 - \cos \omega t) \sin \omega t, \quad 0 < \omega t < \pi \quad (8)$$

$$E(t + \pi / \omega) = -E(t).$$

В формуле (8) опущены слагаемые порядка $hc / 16 \pi j_c R$, которые в образцах с $R \geq 1$ мм при $h \leq 1$ Э и $j_c \geq 10$ А/см² заведомо малы.

Таким образом, измеряя величину электрического поля в его максимуме

$$E_{max} = \frac{3^{3/2}}{32 \pi} \frac{\mu \omega h^2}{j_c(B)}, \quad B = \mu H, \quad (9)$$

можно установить зависимость $j_c(B)$. Численная оценка, проведенная с помощью формулы (9), показывает, что индуцируемое в измерительной катушке, содержащей 100 витков, при $\omega / 2\pi = 1$ кГц, $h = 1$ Э, $\mu = 0,5$, $R = 0,5$ см, $j_c = 200$ А/см² напряжение составляет примерно 20 мкВ.

Разумеется, нет необходимости изучать именно величину $E(t)$, а достаточно измерить любую гармонику электрического поля. Например, поверхностный импеданс, определяемый первой гармоникой $E(t)$, связан с критическим током соотношением:

$$Z = \frac{2}{3\pi} \frac{\mu \omega h}{c j_c(B)} (1 - 3\pi/4). \quad (10)$$

Отметим, что даже при малых амплитудах h импеданс оказывается нелинейным, зависящим от h . Эта нелинейность связана с тем, что величина тока (5), вызванного переменным электромагнитным полем, не зависит от его амплитуды. Необычен и фазовый множитель импеданса (10).

Предлагаемый метод измерения $j_c(B)$, основанный на использовании формул (9), (10), прост для реализации в эксперименте. Он не требует изготовления электрических контактов, а методики измерения поля $E(t)$ и импеданса хорошо разработаны.

3. В заключение мы хотим обратить внимание на перспективы, которые открывает предлагаемый нами метод изучения электродинамических свойств ВТСП керамики. Из настоящей работы следует, что уже в простейшей ситуации предельно малых амплитуд возбуждающего поля величина $E(t)$ несет в себе важную информацию о критическом состоянии образца. Представляют несомненный интерес более детальные исследования отклика образца на электромагнитное возмущение в сильно нелинейных режимах, в режимах с транспортным током и т.п.

Мы благодарны И.В.Балтаге и Н.В.Ильину за обсуждение работы.

Литература

1. *Derch H., Blatter G.* Phys. Rev. B, 1988, 38, №16, 391.
2. *Fisher L.M. et al.* Adv. Cry. Eng. – Materials, 1989, 36, 173.

Всесоюзный электротехнический институт
им. В.И.Ленина

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
30 января 1990 г.