ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

Особенности проникновения магнитного поля в гранулированные сверхпроводники и возможная чувствительность магнитных датчиков на их основе

С.В. Черных

Волгоградский государственный университет. Россия, 400062, Волгоград, Университетский пр-т, д. 100. E-mail: schtks@list.ru

Статья поступила 05.10.2012, подписана в печать 26.04.2013.

Представлены экспериментальные и теоретические исследования магнитных свойств сверхпроводящей керамики состава YBa₂Cu₃O_{7-x}. Обсуждается предельная чувствительность датчиков магнитного поля на основе высокотемпературной сверхпроводящей керамики.

Ключевые слова: высокотемпературные сверхпроводники, магнитные свойства, датчик магнитного поля.

УДК: 621.013.3 + 538.945. РАСS: 74.25.На, 74.81.Fa.

Введение

Высокотемпературная сверхпроводящая керамика состоит из сверхпроводящих гранул и содержит множество межгранульных джозефсоновских контактов. Изучение характера и особенностей проникновения магнитного поля в гранулированные сверхпроводники крайне важно для создания новых и оптимизации существующих датчиков измерителей слабых магнитных полей. Несмотря на то что этому вопросу посвящено много экспериментальных исследований, предложено много теоретических моделей, картина проникновения магнитного поля в гранулированные сверхпроводники так и остается до конца не выясненной. К тому же при изучении и сравнительном анализе подобных работ возникают новые интересные вопросы.

Поскольку число работ по данному вопросу очень велико (оно огромно) и представленная работа ограничена рамками статьи (а не монографии), далее будем цитировать и ссылаться только на те работы, которые помогают более четко выделить исследуемую задачу. Однако сама задача исследований формулировалась на основе анализа совокупности всех данных, полученных (и представленных в открытом доступе) до настоящего времени в этой области.

В работе [1] выделено несколько характерных значений магнитного поля: поле $H_{c1}^* \approx 0.1$ Э, «когда энергетически выгодным становится проникновение магнитного поля в объем керамики»; поле $H_{\rm KB1} \approx 0.1$ Э, «при котором поток через площадь петли $S \sim L^2$ (L — размер гранул) равен кванту магнитного потока Φ_0 »; поле $H_{\rm KB2} \approx 10$ Э, «при достижении которого внутрь слабой связи размером L может проникнуть квант магнитного поля», и, наконец, поле $H_{c1}^G \approx 10^2$ Э — «поле начала проникновения абрикосовских вихрей внутрь гранул» [1].

Экспериментальные результаты [2], показывающие, что магнитный поток в объеме образца практически не зависит от частоты внешнего магнитного поля, объясняются свойствами протяженного джозефсоновского контакта в слабых магнитных полях. Поле H_{c1} , начиная с которого существование вихря в протяженном контакте становится энергетически оправданным, оцененное по формуле $H_{c1} = 2\Phi_0/(\pi^2\lambda_I d)$ [3], для значений параметров $\lambda_I = 0.01$ см, $d = 10^{-5}$ см [3] дает величину 0.4 Э. Здесь λ_I — джозефсоновская глубина проникновения, d — толщина области джозефсоновского перехода, в которую проникает магнитное поле.

Измерители слабых магнитных полей [4–6] имеют чувствительность $(2 \div 3) \times 10^{-6} \ \Im/\sqrt{\Gamma_{\rm U}}$ для датчика на основе высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) диаметром 1.5 мм и частоты модуляции (частоты первой гармоники) 10 кГц [4], $(2 \div 3) \times 10^{-7} \ \Im/\sqrt{\Gamma_{\rm U}}$ для ВТСП датчика диаметром 9 мм и частоты модуляции 100 кГц [5], а также $2 \times 10^{-7} \ \Im/\sqrt{\Gamma_{\rm U}}$ [6] (диаметр датчика и частота модуляции в работе [6] не указаны). Оптимальная амплитуда переменного магнитного поля, используемая при работе таких датчиков (амплитуда модуляции), по результатам собственных исследований и согласно данным других источников, например [6], находится в пределах от 0.3–0.5 до 8–11 Э.

В работах [1, 2] и [4–6] использовались цилиндрические образцы сверхпроводящей керамики состава YBa₂Cu₃O_{7-x}, изготовленной методом твердофазного синтеза.

Таким образом, согласно работе [1], в объем гранулированного сверхпроводника кванты магнитного потока начинают проникать при $H_{\rm KB1} \approx 0.1$ Э, а внутрь слабой связи размером L квант магнитного поля может проникнуть при $H_{\rm KB2} \approx 10$ Согласно [1], глубина проникновения постоянного и переменного магнитных полей в объем гранулированного сверхпроводника для различных параметров этих магнитных полей находится в пределах примерно от 0.5 до 4.5 мм. Опираясь на эти результаты [1], авторы [2] логично объясняют обнаруженную ими слабую зависимость магнитного потока в объеме образца от частоты внешнего магнитного поля с позиций свойств протяженного джозефсоновского контакта в слабых магнитных полях. Но если это так, то кванты магнитного потока в объем образца должны проникать при $H_{c1} \approx 0.4$ Э, а не при $H_{\text{KB1}} \approx 0.1$ Э?

Поскольку оптимальная амплитуда переменного магнитного поля, используемая при работе датчиков измерителей магнитного поля, находится в пределах от 0.3–0.5 до 8–11 Э, то эти датчики должны работать в различных режимах (отсутствия или наличия вихрей магнитного поля), что непременно должно сказаться на их чувствительности.

Таким образом, нашей задачей является проведение дополнительных как экспериментальных, так и теоретических исследований магнитных свойств ВТСП керамики с целью последующего использования их для прогнозирования предельно достижимой чувствительности датчиков магнитного поля на основе гранулированных сверхпроводников. Исследования проводились на образцах ВТСП состава YBa₂Cu₃O_{7-x}, изготовленных методом твердофазного синтеза.

Методика измерений и результаты эксперимента

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. Она состоит из генератора синусоидального напряжения G, управляемого им источника тока CS, датчика S и селективного вольтметра V. Датчик S представляет собой две катушки (токовая и сигнальная), намотанные на цилиндрический образец ВТСП керамики Cl одна поверх другой. На токовую катушку подается сигнал от источника тока CS, а сигнальная катушка подключается к селективному вольтметру V. Исследования проводились на различных образцах, однако все образцы имели форму цилиндра диаметром 9 мм и высотой 15 мм. Катушки намотаны проводом ПЭВ-0.1 по 111 витков каждая, длина катушек составляет 15 мм.



Рис. 1. Функциональная схема измерительной установки

Внешнее магнитное поле, представляющее суперпозицию постоянной H_0 и переменной $h_0 \cos(\omega t + \psi)$ компонент, было направлено вдоль оси цилиндрических образцов. Постоянная H_0 -компонента магнитного поля задавалась внешней катушкой (на рис. 1 не указана), в которую вставлялся датчик S.

Исследовалась зависимость амплитуды отклика ВТСП образца на внешнее гармоническое магнитное поле от его параметров H_0 и h_0 . Отклик ВТСП образца измерялся на той же частоте, которую имело внешнее гармоническое магнитное поле.

На рис. 2 изображена зависимость сигнала U^* , снимаемого селективным вольтметром с катушки датчика, от внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Образец ВТСП приводился в сверхпроводящее состояние при $H_0 = 0$. При измерениях значение H_0 менялось от 0 до +15 Э. Далее образец ВТСП переводился в нормальное



Рис. 2. Зависимость амплитуды сигнала U^* отклика ВТСП образца от внешнего постоянного магнитного поля H_0 при частоте внешнего гармонического магнитного поля 2 кГц: $h_0 = 2.17 \ \Im$ (1), 11.3 \Im (2), 18.3 \Im (3)



Рис. 3. Зависимость амплитуды сигнала U^* отклика ВТСП образца от амплитуды h_0 внешнего гармонического магнитного поля при $H_0 = 0$ и f = 2 кГц

состояние, а затем снова в сверхпроводящее состояние при $H_0 = 0$. После этого значения H_0 менялись от 0 до -15 Э. Частота f внешнего гармонического магнитного поля (а также частота отклика) равнялась 2 кГц. Характер поведения зависимостей $U^*(H_0)$ остается неизменным при изменении частоты f от 60 Гц до 2 кГц. На рис. З представлена зависимость $U^*(h_0)$ при f = 2 кГц и $H_0 = 0$.

Теоретическое исследование

В теоретическом исследовании будем исходить из представления цилиндрического сердечника ВТСП керамики как системы сверхпроводящих колец с джозефсоновскими переходами [7] и использовать выражение [8]

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\Phi_e}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \sin\left(2\pi n \frac{\Phi_e}{\Phi_0}\right), \qquad (1)$$

которое дает зависимость полного (эффективного) потока Φ от внешнего потока Φ_e для сверхпроводящего кольца с включенным в него джозефсоновским контактом. Здесь Φ_0 — квант магнитного потока; коэффициенты $M_n(\beta_e)$ определяются через функции Бесселя первого рода $J_n(x)$:

$$M_n(\beta_e) = \frac{(-1)^n}{n\pi} J_n(n\beta_e), \quad 0 \leq \beta_e < 1, \quad \beta_e = 2\pi \frac{LI_1}{\Phi_0},$$

I₁ — максимальный джозефсоновский ток (т.е. максимальная величина сверхтока), который может протекать по кольцу для поддержания постоянного значения флуксоида, L – индуктивность кольца. Поток через кольцо при этом не квантуется [8].

Пусть

$$\Phi_e = \Phi_d + \Phi_a \sin(\omega t), \tag{2}$$

где Φ_d — постоянный во времени магнитный поток, Фа — амплитуда переменного во времени магнитного потока. Поскольку в эксперименте отклик ВТСП образца на внешнее гармоническое магнитное поле измерялся на частоте внешнего гармонического магнитного поля, подставим выражение (2) в формулу (1), затем выделим из получившегося гармоническую составляющую с частотой ω и далее продифференцируем эту составляющую по времени. В итоге получим выражение

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\Phi}{\Phi_0} \right) \bigg|_{\omega} =$$

$$= \left(\frac{\Phi_a}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos\left(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}\right) 2J_1\left(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right) \right) \omega \cos(\omega t).$$

Зависимости $E|_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ и $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$ показаны на рис. 4 и 5 соответственно, где

$$E|_{\omega} = \frac{\Phi_a}{\Phi_0} + \sum_{n=1}^{\infty} M_n(\beta_e) \cos\left(2\pi n \frac{\Phi_d}{\Phi_0}\right) 2J_1\left(2\pi n \frac{\Phi_a}{\Phi_0}\right).$$

На рис. 6 схематически изображены фрагменты цилиндрического ВТСП образца (вид сверху) с возможным расположением сверхпроводящих гранул в них. Сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями (джозефсоновскими переходами). В случае рис. 6, а длина джозефсоновских переходов от края цилиндра к его центру гораздо больше размера гранул. В случае рис. 6, б длина джозефсоновских переходов от края цилиндра к его центру не превышает размера гранул. Расположение сверхпроводящих гранул, представленное на рис. 6, б, будем считать более вероятным. Здесь уместно вспомнить саму технологию твердофазного синтеза и понять, что в процессе прессования цилиндрического образца сверхпроводящие гранулы вероятнее всего должны расположиться так, как представлено на рис. 6, б.

Общепризнанно, что материал гранул обладает свойствами сверхпроводника второго рода, магнитное поле в который проникает в виде абрикосовских вихрей. Средний размер L* гранул по порядку величины совпадет с физическими размерами кристаллитов, имеющими типичное значение меньшее порядка 10 мкм [1]. Это дает возможность считать выполненным условие $L^* \gg \lambda_{\rm L}$, где $\lambda_{\rm L}$ — лондоновская глубина проникновения поля в гранулы, составляющая при T = 77 К

величину порядка 10⁻⁵ см [1]. Хотя между крупными гранулами имеются пустоты или области, заполненные мелкими кристаллитами $L^* < \lambda_{\mathrm{L}}$, будем считать их число пренебрежимо малым. Первое критическое поле гранулы H^g_{c1} составляет величину порядка 50-100 Э

Рис. 6. Схематические изображения гранулярной

структуры, соответствующие различным возможным

случаям расположения сверхпроводящих гранул

б

Поскольку сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями, магнитное поле, меньшее H^g_{c1}, проникает от края цилиндра к его центру по джозефсоновским переходам. Длина таких джозефсоновских переходов сопоставима с размерами сверхпроводящих гранул, как видно из рис. 6, б.

Рис. 4. Зависимость $E|_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ при $\beta_e = 0.85$, n = 20

 $E|_{\omega}$ 1.0 0.8 $\Phi_d / \Phi_0 = 0$ 0.6 0.4 0.2 0 0.2 0.4 0.6



 \odot

а

при 77 К [9].



Обсуждение результатов

Из сравнения рис. 2 и 4 видно, что зависимости $U^*(H_0)$ и $E|_{\omega}(\Phi_d/\Phi_0)$ обнаруживают хорошую степень сходства, по крайней мере в основных деталях. Следует отметить совпадение пропорциональности величин h_0 и Φ_a в этих зависимостях. Действительно, $\frac{11.3}{2.17} \xrightarrow{9} \approx \frac{0.576}{0.111} \approx 5.2$ и $\frac{18.3}{2.17} \xrightarrow{9} \approx \frac{0.933}{0.111} \approx 8.4$.

Сравнение рис. З и рис. 5 показывает хорошую степень сходства зависимостей $U^*(h_0)$ и $E|_{\omega}(\Phi_a/\Phi_0)$. Здесь можно оценить длину $L_{\rm con}$ джозефсоновского перехода от края цилиндра к его центру. Сопоставляя рис. З и 5, находим, что квант магнитного потока проникает в джозефсоновский переход при внешнем гармоническом магнитном поле $h_0 \approx 18$ Э, тогда $L_{\rm con}$ можно вычислить по формуле

$$L_{\rm con} = \frac{\Phi_0}{h_0 d},$$

где $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гс · см², $d = 2\lambda_L + t = 2.025 \cdot 10^{-5}$ см. Здесь d — толщина области контакта, в которую проникает магнитное поле. В итоге получаем $L_{\rm con} \approx 5.7 \cdot 10^{-4}$ см, что совпадает с размером L^* сверхпроводящих гранул, указанным в [1].

Таким образом, для полей h_0 в пределах от нуля до 18 Э цилиндрический ВТСП образец можно представить системой сверхпроводящих колец, расположенных одно под другим и имеющих множество джозефсоновских переходов JC_1, \ldots, JC_n ; кольца «надеты» на сверхпроводник второго рода (выделен на рис. 7 штриховкой) с первым критическим полем порядка 50–100 Э при 77 К, как показано на рис. 7 (здесь представлен вид сверху, поэтому видно только одно кольцо). Далее, кольца со множеством джозефсоновских переходов можно заменить кольцами с одним джозефсоновским контактом JC_{Σ} . Сопротивление R_{Σ} контакта JC_{Σ} равно сумме сопротивлений джозефсоновских переходов JC_1, \ldots, JC_n (рис. 7).

Рассмотренные выше кольца обладают малой индуктивностью, поскольку магнитное поле сосредоточено в межзеренных контактах. Учитывая размеры зерен, лондоновскую глубину проникновения и толщину диэлектрического слоя между зернами, можно найти приблизительное значение индуктивности L, которое для кольца диаметром 2 мм составит $1.8 \cdot 10^{-12}$ Гн. В настоящее время существуют различные датчики магнитного поля, в том числе и на основе ВТСП, но чувствительность ни одного из них не превосходит чувствительности низкотемпературных СКВИДов, которые можно назвать эталоном измерителей магнитного поля. Поэтому представляется необязательным анализ параметров иных датчиков магнитного поля, если есть возможность сравнения с эталоном.

Сердечник (в том числе из ВТСП-керамики) — важная деталь любого датчика. Шум сердечника является определяющим фактором чувствительности датчика, пределом, к которому можно приблизиться. На остальные источники шума как в датчике, так и в измерительной системе можно в определенных пределах влиять, используя фильтры, новые электронные элементы и схемотехнические решения. Оптимизация шума датчика и измерительной системы является отдельной задачей и в настоящей работе рассматриваться не будет.

Для расчетов чувствительности датчика используем выражение, представляющее так называемый классический предел минимально обнаружимого магнитного потока для одноконтактного низкотемпературного сквида [8]:

$$(\delta\Phi)_{\text{class}} = \left\langle \delta\Phi_N^2 \right\rangle^{1/2} = L \left(\frac{4k_B T \,\delta v}{R}\right)^{1/2},\qquad(3)$$

где $\langle \delta \Phi_N^2 \rangle$ — среднеквадратичная величина шумового потока; L — индуктивность сверхпроводящего кольца; T — температура в кельвинах; R — нормальное сопротивление слабой связи; $\delta v = \delta \omega / (2\pi)$ — полоса частот; k_B — постоянная Больцмана.

Для типичных значений $L = 10^{-10}$ Гн, R = 5 Ом и T = 4 К чувствительность сквида к потоку составляет $3.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\rm II}}$ [8]. Типичные значения индуктивности получены для диаметра сверхпроводящего кольца 1-2 мм, а типичные значения величины R для площади туннельных контактов 1-100 мкм² [8].

Оценим чувствительность к потоку датчика для цилиндрического сердечника из ВТСП керамики состава YBaCuO диаметром 2 мм. В нашем случае сопротивление R_{Σ} будет значительно больше, чем величина Rв приведенной выше оценке по формуле (3). Нормальное сопротивление межзеренного контакта в массивных образцах (согласно данным [10]) лежит в пределах 0.1–10 Ом. Для наших расчетов значение нормального



Рис. 7. Сверхпроводящие кольца с джозефсоновскими переходами JC и сердечником из сверхпроводника второго рода

сопротивления межзеренного контакта примем равным 10 Ом. Проведя несложные вычисления, получим для нашего случая $R_{\Sigma} \approx 11$ кОм. Величина T составит 77 К. В итоге получим значение $5.5 \cdot 10^{-10} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\rm II}}$ для джозефсоновского контакта JC_{Σ} (см. рис. 7).

Поскольку кольца с джозефсоновскими контактами JC_Σ расположены одно под другим, то их шумовые потоки будут складываться. Понятно, что чем длиннее сердечник датчика, тем хуже чувствительность этого датчика. Без ущерба для технических характеристик и сложности изготовления можно создать датчик длиной 5 мм. Чувствительность к потоку такого датчика составит 4.8·10⁻⁷ $\Phi_0/\sqrt{\Gamma \mu}$, а чувствительность к магнитному полю достигнет величины $7.9 \cdot 10^{-9} \ \Im/\sqrt{\Gamma \mu}$.

Заключение

В результате проведенных и рассмотренных выше экспериментальных и теоретических исследований можно утверждать следующее:

1) глубина проникновения внешнего гармонического магнитного поля в сверхпроводящий ВТСП образец при амплитуде h_0 в пределах от нуля до примерно 18 Э не превышает размеров сверхпроводящих гранул;

2) джозефсоновские вихри начинают проникать внутрь слабых связей сверхпроводящего ВТСП образца при амплитуде h_0 внешнего гармонического магнитного поля, примерно от 18 Э и выше (что не противоречит результатам [1]);

3) чувствительность к потоку датчиков на основе ВТСП керамики ($4.8 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\rm U}}$) может достигать чувствительности к потоку одноконтактных низкотемпературных сквидов ($3.2 \cdot 10^{-7} \Phi_0 / \sqrt{\Gamma_{\rm U}}$), и это при T = 77 К (для ВТСП датчика), а не при T = 4 К (для сквида); 4) чувствительность к магнитному полю датчиков на основе высокотемпературной сверхпроводящей керамики может достигать величины 7.9 · 10⁻⁹ Э/√Гц.

Согласно приведенным выше исследованиям, вихри (джозефсоновские или абрикосовские) при h_0 в пределах от 0.3–0.5 Э до 8–11 Э в объем ВТСП образца проникать не могут, а значит, датчики будут работать только в режиме отсутствия вихрей магнитного поля. Следовательно, резкого изменения чувствительности датчиков наблюдаться не должно.

Заметим также, что разработанные на основе ВТСП состава YBaCuO датчики магнитного поля отличаются простотой конструкции по сравнению со сквидами (как на основе обычных сверхпроводников, так и на основе пленок высокотемпературных сверхпроводников), а также более надежны и долговечны.

Список литературы

- 1. Дзугутов В.М., Подлевских Н.А., Фишер Л.М. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. **3**, № 1. С. 47.
- 2. Белодедов М.В., Черных С.В. // ЖТФ. 2003. **73**, № 2. С. 75.
- Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. Изд. 2-е, испр. и доп. М., 2000.
- 4. Игнатьев В.К., Черных С.В. // ПТЭ. 1996. № 2. С. 124.
- 5. Белодедов М.В., Черных С.В. // ПТЭ. 2001. № 4. С. 157.
- 6. Головашкин А.И., Кузьмичев Н.Д., Славкин В.В. // ЖТФ. 2006. **76**, № 3. С.81.
- 7. Черных С.В. // Приборы. 2011. № 5 (131). С. 30.
- Бароне А., Патерно Дж. Эффект Джозефсона: физика и применения. М., 1984.
- 9. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д. М. Гинзберга. М., 1990.
- 10. *Куприянов М.Ю., Лихарев К.К. //* Успехи физ. наук. 1990. **160**, № 5. С. 49.

Features of magnetic field penetration in the granular superconductors and possible sensitivity of magnetic sensors based on HTSC

S.V. Chernykh

Volgograd State University, Volgograd 400062, Russia. E-mail: schtks@list.ru.

Experimental and theoretical investigations of magnetic properties $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ superconducting ceramics are presented. The maximum sensitivity of magnetic field sensors on the basis of high-temperature superconducting ceramics is discussed.

Keywords: high-temperature superconductors, magnetic properties, magnetic field sensor. PACS: 74.25.Ha, 74.81.Fa. *Received 5 October 2012.*

English version: Moscow University Physics Bulletin 4(2013).

Сведения об авторе

Черных Сергей Викторович — канд. физ.-мат. наук, доцент, доцент; тел.: (8442) 46-03-69, e-mail: schtks@list.ru