

© 1992

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ВТСП КОЛЬЦЕ ПРИ НИЗКИХ ЧАСТОТАХ

А. И. Шельх, Е. К. Кудинов

Изучались характеристики тока сверхпроводящего кольца, возбуждаемого синусоидальным магнитным потоком, проходящим через его отверстие. Исследовалось, как меняется, этот ток под влиянием изменения температуры, внешнего постоянного магнитного поля и тока, проходящего через кольцо в осевом направлении. Применялась бесконтактная методика исследования. Во всех случаях обнаружены области, в которых проявляются нелинейные эффекты, сопровождающиеся появлением третьей гармоники.

Нелинейные характеристики сверхпроводников, связанные с их магнитной восприимчивостью на переменном токе, рассмотрены в работе [1]. После открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) это направление получило дальнейшее развитие в ряде работ [2–6]. В настоящей работе исследуются нелинейные эффекты, связанные с внешними воздействиями, в ВТСП кольце, при возбуждении в нем кольцевого тока внешним синусоидальным магнитным потоком.

1. Методика измерений

Исследовались образцы ВТСП керамики $YBa_2Cu_3O_{7+x}$ в форме колец с наружным и внутренним диаметрами 2.6 и 7 мм соответственно и толщиной 3.3 мм. Переменный ток в кольце (кольцевой ток) возбуждался синусоидальным магнитным потоком, созданным проволочным соленоидом, проходящим через отверстие кольца (конфигурация Ааронова—Бома). Таким образом исключалось воздействие на кольцо магнитного поля соленоида [7]. Соленоид подключался к звуковому генератору через последовательное сопротивление $R > \omega L$, ω — частота генератора, L — индуктивность соленоида. Измерения проводились в основном на частоте $\omega/2\pi = 2 \cdot 10^3$ Гц.

Наведенный кольцевой ток создавал вокруг себя переменное магнитное поле, которое индуцировало напряжение $V(t) = V(H(t))$ в измерительной катушке, расположенной около поверхности кольца ($H(t)$ — напряженность поля внутри соленоида). Напряжение $V(t)$ пропорционально производной кольцевого тока, т. е. однозначно характеризует его.

Сигнал $V(t)$ регистрировался двумя узкополосными усилителями, настроенными на основную частоту ω и 3ω соответственно. Начало отсчета сигналов на выходе этих усилителей V_1 и V_3 соответствовало состоянию образца при температуре на 1–2 К выше температуры перехода в нормальное состояние T_c .

Внешнее постоянное магнитное поле H_0 в пределах 0–40 Гс создавалось другим соленоидом, в центре которого находилось кольцо. Ток в соленоиде подавался от источника постоянного тока через последовательно включенное сопротивление для уменьшения индуктивной связи цепи внешнего магнитного поля с измеряемым образцом.

Измерения проводились в среде жидкого азота. Температурные зависимости снимались при нагревании образца в парах азота. Скорость нагревания составляла $3 \cdot 10^{-2}$ К/мин, что обеспечивало изотермичность при проведении опытов. Из-

мерения проводились в небольшом интервале температур. Точность измерений повышалась дифференциальным включением термопары, которой измерялась температура. Ее холодный конец находился в жидком азоте. При таком включении сигнал термопары соответствовал отклонению температуры образца от «начальной» температуры жидкого азота.

Для пропускания через кольцо в осевом направлении дополнительного тока применялась специально изготовленная из единого материала ячейка. Она состояла из двух взаимно перпендикулярных колец; ток в каждом из них независимо возбуждался переменными магнитными потоками, проходящими через отверстия этих колец. В месте пересечения колец протекал суммарный ток. Около одного кольца располагалась измерительная катушка для регистрации сигналов V_1 , V_3 .

Таким образом, в примененной нами методике исследования возбуждение и регистрация тока в сверхпроводящем кольце и внешнее воздействие на него осуществлялись бесконтактным способом.

2. Результаты эксперимента

а. Температурная зависимость. В этих экспериментах исследовалась зависимость эффективного значения напряжения $V(t)$ от температуры T . При этом амплитуда синусоидального тока, питающего соленоид, была фиксирована.

На рис. 1 приведена температурная зависимость кольцевого тока $I_0(T)$. Сначала (рис. 1, а) амплитуда H_1 магнитного поля, создаваемого соленоидом (которое и возбуждает переменный кольцевой ток), выбиралась минимальной, $H_1 = 4 \cdot 10^{-3}$ Гс (соображения, диктовавшие выбор минимального значения H_1 , приведены ниже). Начальный ток в кольце (ток при температуре начала эксперимента) и соответственно V_1 приняты на рис. 1, а за 1). По мере роста температуры при определенном ее значении наблюдается резкое падение тока, сменяющееся более плавным при дальнейшем повышении.

В ряде опытов перед переходом $T = 85.2$ К наблюдалось изменение тока порядка 2—4% от начального значения. Оно могло быть как в сторону роста (как на рис. 1, а), так и в сторону уменьшения тока (что связано, как мы полагаем, с неоднородностью исследованных керамических образцов). Одновременно с появлением такого «предвестника» начала перехода в (по-видимому) смешанное состояние появляется сигнал V_3 , связанный с нелинейностью кольцевого тока. На рис. 1, а минимальное значение H_1 выбиралось из условия $V_3 / \text{шум} \approx 1$, поэтому на нем представлена только зависимость $V_1 = f_1(T)$.

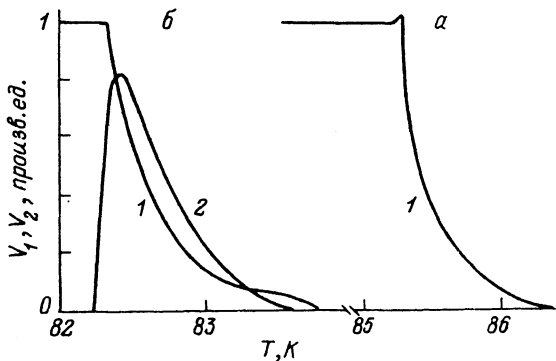


Рис. 1. Затухание первой гармоники V_1 с температурой, $H_1 = 4 \cdot 10^{-3}$ Гс (а); затухание V_1 (1) и V_3 (2) с температурой, $H_2 = 10^2 H_1$ (б).

На рис. 1, б показана температурная зависимость V_1 сверхпроводящего кольца, в котором ток возбуждался синусоидальным полем амплитуды $H_2 = 10^2 H_1$.¹ При этом возникал сигнал V_3 , величина которого была достаточна для измерений и определения температурной зависимости $V_3 = f_3(T)$, также приведенная на рис. 1, б. Для данного значения H_2 наблюдается переход сверхпроводника в смешанное состояние, фиксируемое по сигналу V_1 при более низкой температуре $T = 82.2$ К. Сигнал V_3 , связанный с нелинейностью, появляется при температуре на 0.1 К раньше, чем это становится заметным по величине V_1 . Сигнал V_3 резко возрастает в начале перехода, а затем уменьшается почти синхронно с уменьшением тока в кольце, т. е. V_1 .

Отметим, что резкие изменения величин на рис. 1 в области возникновения нелинейности существенно сглаживаются при ускорении темпа нагрева. Это можно объяснить возникновением пространственной неоднородности из-за появления градиентов температуры.

Форма сигнала в измерительной катушке $V(t)$ наблюдалась на экране осциллографа. Она оказалась близкой к производной синусоидального сигнала с симметричным ограничением (см. ниже рис. 4, в).

б. Постоянное внешнее магнитное поле. Здесь исследовались зависимости V_1 и V_3 от внешнего постоянного магнитного поля H_0 . Поле H_0 было направлено перпендикулярно плоскости кольца. Амплитуда тока соленоида, как и ранее, была фиксирована, ее значения соответствовали таким значениям амплитуды поля соленоида, Гс: $H = 0.4, 0.8, 1.2, 1.6$. При этом начальный кольцевой ток при $H_0 = 0$ пропорционален значениям H , как это видно из рис. 2, (при максимальном значении 1.6 Гс кольцевой ток был меньше критического). Из рис. 2 видно, что существует пороговая величина постоянного магнитного поля $H_{0п}$, выше которой кольцевой ток начинает убывать. Чем больше величина начального тока (т. е. чем она ближе к критическому значению), тем меньше величина $H_{0п}$. Уменьшение тока сопровождается появлением у него нелинейной компоненты V_3 , резкий рост которой в небольшом интервале полей ~ 3 Гс, начиная с $H_{0п}$, после достижения максимума сменяется убыванием. В дальнейшем убывание V_3 коррелирует с убыванием V_1 . Увеличение частоты на порядок к существенным изменениям не приводит.

Зависимости на рис. 2 заметно не меняются, если их проходить в обратном направлении (уменьшать поле H_0 до нуля). Некоторые следы необратимости появляются лишь при $H_0 > 30$ Гс. Отметим также, что поле, лежащее в плоскости кольца, заметного влияния не оказывает.

Зависимости V_1, V_3 от H_0 исследовались также для случая, когда кольцо предварительно переводилось в сверхпроводящее состояние понижением температуры в постоянном магнитном поле $\pm H_{00} = 30$ Гс (знак «+» соответствует параллельному, а «-» — антипараллельному расположению полей H_0 и H_{00}). В этом случае заметная нелинейность наблюдалась уже при $H_{00} = 0$ (рис. 3). При параллельной ориентации характер зависимостей V_1, V_3 от H_0 близок к полученным ранее (рис. 2). При антипараллельной ориентации при возрастании H_0 сначала наблюдаются рост V_1 и убывание V_3 (уменьшение нелинейности) практически до нуля. При дальнейшем росте H_0 эти зависимости приобретают характер, аналогичный зависимости рис. 2 (т. е. когда $H_{00} = 0$), см. рис. 3.

в. Влияние поперечного тока. Предварительные эксперименты, в которых переменный ток пропускался через участок кольца в направлении, перпендикулярном его плоскости. Обнаружено, что начиная с некоторого его значения возникает сигнал третьей гармоники.

¹ Как видно из рис. 1, увеличение амплитуды тока соленоида на два порядка приводит к сдвигу температурной области на $\sim 3\%$. Это можно связать с характерной для ВТСП нелинейностью в области малых магнитных полей.

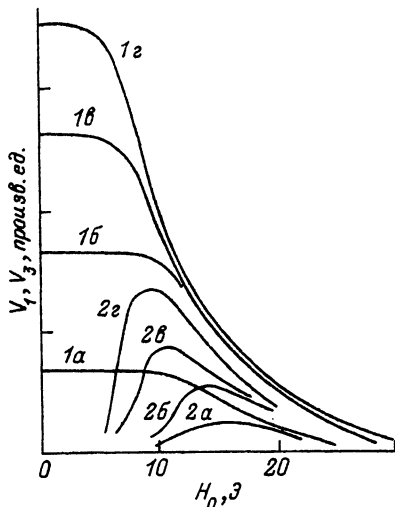


Рис. 2. Зависимость V_1 (1) и V_3 (2) от постоянного магнитного поля, перпендикулярного плоскости кольца (H_0).

Значения поля в соленоиде, Гс: а — 0.4, б — 0.8, в — 1.2, г — 1.6.

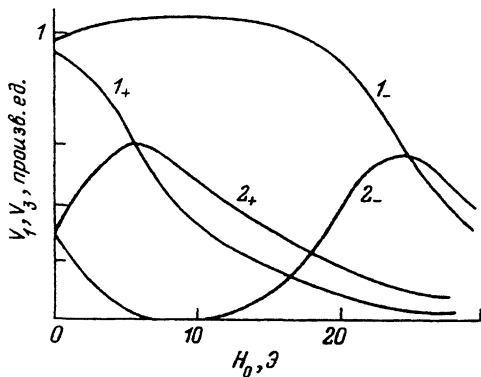


Рис. 3. Зависимость V_1 (1) и V_3 (2) от H_0 для кольца, переведенного в сверхпроводящее состояние в поле ± 30 Гс.

Отметим, что амплитуды гармоник V_1 , V_3 практически не зависят от частоты ω в интервале 0.25—6 кГц, если амплитуда поля соленоида не превышает 5 Гс (что выполнялось в приведённых выше экспериментах а, б). При больших амплитудах наблюдается рост V_1 с ростом ω , причем зависимость довольно слабая, $V_1 \sim \omega^\gamma$, где $\gamma < 1/3$. Мы связываем это с дефектностью керамического образца.

3. Интерпретация и обсуждение результатов

В предыдущей работе [7] нами исследовалась статическая зависимость кольцевого тока I_0 от магнитного потока Φ через отверстие кольца. Естественно ожидать, что наблюдавшиеся в настоящей работе нелинейности в основных чертах могут быть объяснены на основе этих статических характеристик. Зависимость I_0 (Φ) имеет вид, показанный на рис. 4. Пусть поток $\Phi(t)$ изменяется по синусоидальному закону, $\Phi(t) = \Phi_m \sin \omega t$. Если $\Phi_m = \Phi_c$ не превышает Φ_c , ток в кольце будет также иметь синусоидальную форму; при этом точка, описывающая мгновенное состояние кольца, движется по прямой CC' на рис. 4, а. Если же $\Phi_m = \Phi_m > \Phi_c$, эта точка будет двигаться по параллелограмму $AA'BB'$; при этом ток во времени будет меняться по усеченной синусоиде (рис. 4, в).² Первая A_1 и третья A_3 гармоники усеченной синусоиды даются выражениями

$$A_1 = I_0 \begin{cases} 1, & I_0 < I_c, & (\Phi_m < \Phi_c), \\ (2/\pi) \{ \arcsin(I_c/I_0) + (I_c/I_0) [1 - (I_c/I_0)^2]^{1/2} \}, & I_0 > I_c, \end{cases}$$

$$A_3 = I_0 \begin{cases} 0, & I_0 < I_c, \\ (4/3\pi) (I_c/I_0) [1 - (I_c/I_0)^2]^{3/2}, & I_0 > I_c. \end{cases}$$

Сигнал в измерительной катушке пропорционален производной кольцевого тока $dI(t)/dt$ (индуктивная связь!), соответственно его первая и третья гармоники

² Площадь параллелограмма, естественно, пропорциональна энергии, поглощаемой за период.

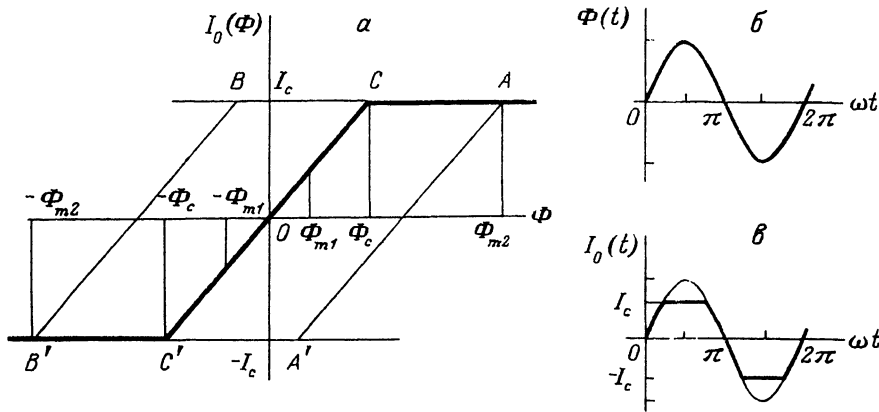


Рис. 4. Зависимость I_0 от Φ (а); временная зависимость $\Phi(t)$ (б); временная зависимость $I_0(t)$ (с).

пропорциональны A_1 и $3A_3$, т. е. отношение $V_1/V_3 = A_1/3A_3$. Когда $I_0 \gg I_c$, $V_1/V_3 \rightarrow 1$, т. е. $V_3/V_1 \rightarrow \text{const} \cdot I_c$ и не зависит от амплитуды внешнего сигнала. Отметим, что сигнал A_3 максимален при $I_c/I_0 = 1/2$.

а. Температурная зависимость. В этих экспериментах амплитуда потока Φ фиксирована, а увеличение T вызывало уменьшение критического тока I_c . (Поскольку в конфигурации Ааронова—Бома единственным полем, действующим на сверхпроводник, является поле, созданное кольцевым током, то критический ток определяется точкой перехода в смешанное состояние, т. е. полем H_{c1}). Примерная зависимость I_c от T представлена на рис. 5. При температуре начала эксперимента T_0 внешний поток создаст кольцевой ток $I_0 < I_c < (T_0)$, при температуре T_1 I_0 сравнивается с I_c , $I_c(T_1) = J_0$ и дальнейшее повышение T приводит к уменьшению I_c . Поэтому при $T \leq T_1$ сигнал $V_1 = \text{const}$, а $V_3 = 0$. При $T > T_1$ происходит усечение синусоиды, появляется V_3 . При T , достаточно близкой к T_c , когда выполняется неравенство $I_c/I_0 \ll 1$ мы непосредственно определяем $I_0(T)$.

Экспериментальные кривые рис. 1 качественно согласуются с описанной картиной: начальный участок не зависит от температуры, затем почти одновременно начинается убывание V_1 и появляется третья гармоника V_3 , последняя имеет максимум; видна тенденция $V_1 = V_3$ по мере приближения к T_c . Дополнительным подтверждением этой картины является форма сигнала $V(t)$ на экране осциллографа. Большие углы наклона кривых рис. 1 при температуре возникновения нелинейности могут быть следствием большого значения производной dI_c/dT в этой области.

В численных значениях наблюдается известное расхождение. Так, при температуре, соответствующей максимуму V_3 , отношение V_3/V_1 , согласно приведенным выше формулам для A_1, A_3 , должно равняться $2/3$, в то время как на рис. 1, б оно порядка 1; также всегда должно быть $V_3/V_1 < 1$. Надо, однако, заметить, что эксперимент носил обзорный характер и точному измерению амплитуд гармоник

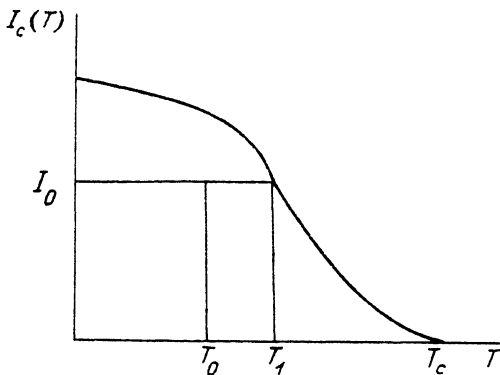


Рис. 5. Типичная зависимость I_c от T .

не уделялось достаточного внимания. Непонятым остается также тот факт, что уменьшение первой гармоники и возникновение третьей происходят при разных температурах (разница ~ 0.1 К).

б. Влияние внешнего магнитного поля. Если воспользоваться правилом Сильсби, предположив, что роль H_c играет первое критическое поле H_{c1} , то можно показать, что выражение для $dI_0/dt \sim V(t)$ не изменится. Однако это является слишком грубым приближением, так как оно не учитывает специфики протекания тока в смешанном состоянии. Во всяком случае следует ожидать уменьшения критического тока с ростом H_0 , о чем косвенно свидетельствует убывание сигналов V_1, V_3 при больших H_0 (рис. 2). Есть основания полагать, что в области больших H_0 величина V_1 пропорциональна $I_c(H_0)$ (подобно ситуации, приведенной в п. а). Для выяснения этого надо сопоставить данные экспериментов на переменном токе со статической характеристикой $I_c(H_0, \Phi)$ (как в п. а.). Такое исследование предполагается провести.

Полученные в работе экспериментальные факты показывают, что нелинейности весьма чувствительны к H_0 , что может быть использовано в приложениях.

В заключение отметим, что исследование температурной зависимости нелинейности в конфигурации Ааронова—Бома дает метод непосредственного определения критического тока I_c . Такая методика вполне пригодна и для обычных сверхпроводников и кажется перспективной для исследования зависимости I_c от температуры, состояния поверхности, механической и термической обработки и т. п. Ее преимущество заключается в отсутствии проблемы контактов, а также в возможности значительного расширения диапазона критических токов при реализации импульсного варианта методики, когда сигнал формируется в виде коротких отрезков синусоиды, следующих друг за другом с определенной скважностью.

Реализация условий, в которых возникновение третьей гармоники сопровождается крутым нарастанием (как на рис. 1, 2) в принципе позволяет создать чувствительные датчики температуры или магнитного поля (правда, в достаточно узкой области значений измеряемых величин).

Список литературы

- [1] Bean C. P. // *Rev. Mod. Phys.* 1964. V. 36. N 1. P. 31—39.
- [2] Ishida T., Mazaki H. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. N 11. P. 6798—6805.
- [3] Shaulov A., Dorman D. // *Appl. Phys. Lett.* 1988. V. 53. N 26. P. 2680—2685.
- [4] Jeffries C. D., Lam Q. H., Kim Y. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. N 16A. P. 11526—11537.
- [5] Fisher L. M., Il'in N. V., Podlevskikh N. A., Zakharchenko S. I. // *Sol. Stat. Comm.* 1990. V. 73. N 10. P. 687—690.
- [6] Fisher L. M., Il'in N. V., Makarov N. M., Voloshin I. V., Yampolsky Y. A. // *Sol. Stat. Comm.* 1990. V. 73. N 10. P. 691—693.
- [7] Шельх А. И., Кудинов Е. К., Смирнов И. А. // *ФТТ.* 1991. Т. 33. № 5. С. 1613—1615.