

- [3] Г о л е н и ш е в - К у т у з о в В.А., С а м а р ц е в В.В.,
Х а б и б у л л и н Б.М. Импульсная оптическая и акустическая когерентная спектроскопия. М.: Наука, 1988. 224 с.
- [4] E r i c k s o n L.F. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 11. P. 4731-4736.
- [5] W h i t a k e r E.A., H a r t m a n n S.R. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 7. P. 3617-3621.

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского
Казанского филиала АН СССР,
Казань

Поступило в Редакцию
1 октября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

05.4

© 1990

ДИАМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Ю.М. И в а н ч е н к о, П.Н. М и х е е н к о

1. Известно, что диамагнетизм является более важной характеристикой сверхпроводников, чем обращение в нуль сопротивления (R). Вместе с тем многочисленные работы, описывающие свойства тонких пленок высокотемпературных металлооксидов, базируются лишь на данных по зависимости $R(T)$. Это связано с тем, что пленки толщиной, например, 0,5–1 мкм содержат количество сверхпроводящего материала, недостаточное для получения сколько-нибудь заметного сигнала на установках по измерению магнитной восприимчивости объемных сверхпроводников.

Попытки увеличить сигнал, располагая пленку в измерительной катушке перпендикулярно направлению магнитного поля, не приводят к успеху вследствие близкого к 1 ее размагничивающего фактора n (для пленки размерами $0.3 \times 0.4 \times 5 \cdot 10^{-5}$ см³ величина n , например, составляет 0.9992), из-за чего наблюдается проникновение в нее магнитного потока даже при очень малых измерительных полях.

Среди многих попыток успешными оказались только измерения динамической восприимчивости на высоких частотах (~ 1 МГц) [1]. Единственный предлагавшийся низкочастотный метод использования измерительной катушки малых размеров с размещением ее вблизи поверхности тонкой пленки требует специального чувствительного оборудования и сложен конструктивно.

2. В настоящей работе проведено измерение температурной зависимости диамагнитного отклика тонких пленок $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ размерами $0.3 \times 0.4 \times 5 \cdot 10^{-5}$ см³, расположив их пакетом (см. вставку к рис. 1) на расстоянии 0.25 см друг от друга перпендикулярно

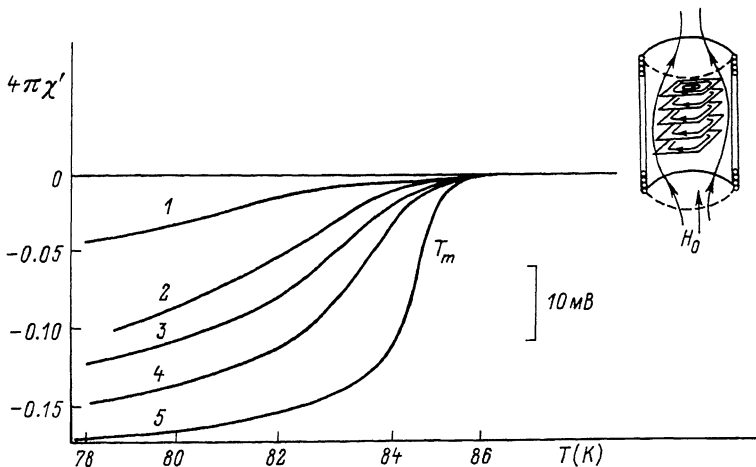


Рис. 1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости пакета пленок при следующих значениях магнитного поля модуляции: 1 - 6.6, 2 - 2.7, 3 - 1.7, 4 - 1.1, 5 - 0.4 Э. На вставке схематически изображена ячейка для регистрации диамагнитного отклика.

направлению магнитного поля регистрирующей катушки. За счет такого расположения и магнитного взаимодействия пленок достигнуто увеличение на 3 порядка отклонения размагничивающего фактора от 1 и на 4 порядка - увеличение эффективного объема, дающего вклад в измеряемый диамагнитный отклик.

Отклик фиксировался по сдвигу частоты резонансного контура на уровне 140 Гц. Температура внешней поверхности образцов измерялась термпарой Cu , $Cu-Fe$. Измерения проводились в жидком азоте.

Тонкие пленки были получены лазерным осаждением на подложки из $SrTiO_3$. Температура зануления их сопротивления изменялась в интервале 79.3-86.5 К. Середина резистивного перехода находилась при T от 84.2 до 87.3 К. Для лучших образцов ширина перехода составляла 0.4 К, максимальная ее величина достигала 4.5 К.

3. На рис. 1 показана температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости пакета пяти пленок. Подобно объемным сверхпроводникам, поликристаллические тонкие пленки, приготовленные лазерным осаждением, имеют гранулированную либо блочную структуру [2]. Из ожидаемых на $\chi'(T)$ двух переходов, верхний из которых по T соответствует переходу гранул в сверхпроводящее состояние, нижний - установлению между ними межгранульных связей [3], в силу того, что гранулы занимают ничтожно малый объем, записывается только переход, отвечающий установлению связей между ними.

Измерение скорости уменьшения характерной температуры перегиба кривых T_m (см. рис. 1) с увеличением поля (≈ 1 К/Э) показало, что она соответствует этой же величине для нижнего перехода наиболее качественных объемных металлооксидных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_x$. Дополнительным подтверждением факта регистрации только нижнего перехода является то, что достаточно малое поле в ≈ 15 Э полностью подавляет диамагнитный отклик набора пленок выше температуры кипения жидкого азота.

Поведение усредненных по всем пленкам кривых включения связей $\chi'(T)$ согласуется с температурной зависимостью их сопротивления. Интервал включения связей при характерных полях ~ 1 Э охватывает интервал зануления сопротивления отдельных пленок. Середины резистивных переходов по температуре располагаются на верхнем „хвосте“ кривых $\chi'(T)$. Величины размытия резистивных и диамагнитных переходов также совпадают по порядку величины.

4. Для обоснования методики проведено решение задачи магнито-статика для бесконечной последовательности круглых пластин с радиусом R , периодически расположенных на расстоянии α друг от друга. Найдено, что если толщина пленок удовлетворяет неравенству $R, \alpha \gg d \gg \lambda$, где λ – глубина проникновения в сверхпроводник магнитного поля, выражение для его осевой компоненты имеет вид:

$$H_z(z, r) = \begin{cases} 4RH_0\alpha^{-1} \sum_{p=0}^{\infty} [\sin(k_p z)/k_p] \cdot [K_1(k_p R)/r] \frac{\partial}{\partial r} [rI_1(k_p r)], & r < R \\ H_0 + 4RH_0\alpha^{-1} \sum_{p=0}^{\infty} [\sin(k_p z)/k_p] [I_1(k_p R)/r] \frac{\partial}{\partial r} [rk_1(k_p r)], & r > R. \end{cases} \quad (1)$$

где I_1 – функция Бесселя 1 рода от мнимого аргумента, K_1 – функция Макдональда, $k_p = \pi(2p+1)$.

Используя соотношение (1), нетрудно рассчитать B в области $r < R$ (в области $r > R$ она равна внешнему полю):

$$B/H_0 = 16 \sum_{p=0}^{\infty} I_1(k_p \gamma) K_1(k_p \gamma) / \pi^2 (2p+1)^2. \quad (2)$$

Здесь $\gamma = R/\alpha$.

Согласно (2), для описанной экспериментальной ситуации при бесконечном наборе пленок абсолютное значение магнитной восприимчивости должно равняться $0.65 (1/4\pi)$. Экспериментально измеренное значение этой величины для блока из пяти пленок при нормировке, проведенной по полному отклику охватывающего конфигурацию тела, того же порядка – $0.17 (1/4\pi)$. Занижение χ' обусловлено влиянием краевых эффектов.

5. Предложенный метод в силу его простоты и доступности устройств по измерению диамагнитного отклика объемных сверхпровод-

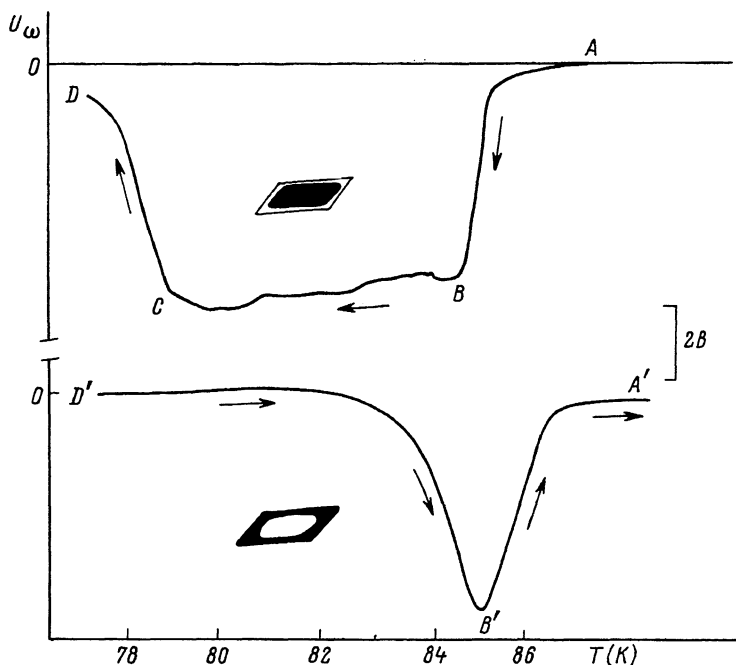


Рис. 2. Зависимость от температуры преобразованного в напряжение сдвига резонансной частоты контура для пакета пленок в режиме потерь на перемангничивание при охлаждении и нагревании исследуемого образца. Направление изменения температуры показано стрелками.

ников может найти самое широкое применение. Однако тонкие пленки обладают еще одной важной особенностью, позволяющей более полно использовать возможности диамагнитной методики, основанной на измерении сдвига частоты резонансного контура.

Описанные до сих пор измерения на больших амплитудах поля модуляции относились к пренебрежимо малому влиянию на кривую $U_\omega(T)$ (где U_ω — напряжение на выходе прибора за счет сдвига частоты резонансного контура), отождествляемую с кривой $\chi'(T)$, потерь на перемангничивание. Как известно, они возникают при прохождении вихрей через устанавливающиеся, но еще слабые межгранулярные связи тонких пленок. Однако при сильном уменьшении амплитуды колебаний отбор энергии на перемангничивание приводит к существенному ее изменению, а это при соответствующей, заложенной в измерительной части устройства, амплитудно-частотной зависимости вызывает дополнительный сдвиг резонансной частоты. Говоря другими словами, возникает „подмешивание” к $\chi'(T)$ мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(T)$.

В объемных образцах потери столь велики, что приближение амплитуды к некоторой пороговой величине приводит к резкому срыву колебаний. Пленки же характеризуются более слабыми и более монотонно включающимися потерями. Это позволяет записывать сверхпроводящий переход, плавно перестраиваясь с $\chi'(T)$ на $\chi''(T)$ и переходя на более грубый (на 2-3 порядка) масштаб ω . В данной работе уровень ω составлял несколько вольт (сравни масштабы рис. 1 и 2).

На рис. 2 приведены температурные зависимости ω пакета пленок в режиме потерь при охлаждении и нагреве образца. Видно качественное различие кривых. При охлаждении на участке АВ осуществляется установление межгранульных связей и возникновение потерь на перемагничивание. Эти потери поддерживаются почти на постоянном уровне вплоть до точки С. При дальнейшем охлаждении связи усиливаются и перестают пропускать магнитный поток. Потери исчезают.

При нагреве участок СВ отсутствует. Такое поведение связано с возникновением тепловых градиентов в плоскости пленок (тепло подводится и забирается практически по их торцам) и возможностью предыстории явления. При нагреве в области температур 79-85 К основная часть пленки (см. незаштрихованную часть на вставке) находится в состоянии с сильными связями, тогда как при охлаждении в состоянии с сильными связями находится лишь периферийная часть (см. вставку), легко проникаемая для квантов магнитного потока. Как видно из рис. 2, градиенты могут достигать единиц, что способствует возникновению весьма широкой области существования потерь на перемагничивание.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Гапонов С.В., Ильин Н.В., Калягин М.А., Клюенков Е.Б., Стриковский М.Д., Фишер Л.М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 3. С. 155-158.
- [2] England P., Venkatesan T., Wu X.D., Inam A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 10. P. 7125-7128.
- [3] Calsona V., Kimberle M.R., Ferdighini C., Putti M., Siri A.S. // Physica C. 1989. V. 157. N 3. P. 425-430.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР

Поступило в Редакцию
15 августа 1989 г.
В окончательной редакции
12 ноября 1989 г.