Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1318–1321

О соответствии макроскопических магнитных свойств мелкозернистых поликристаллических YBaCuO вблизи T_c свойствам идеальных сверхпроводников II рода

А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова

Институт химической физики им. Н. Н. Семенова РАН, Россия, 117977, г. Москва, ул. Косыгина, 4

К. К. Пухов

Институт общей физики РАН, Россия, 117333, г. Москва, ул. Вавилова, 38

Проведен расчет равновесной намагниченности в зависимости от магнитного поля $M(H)$ для сверхпроводников II рода (параметр Гинзбурга–Ландау $\kappa = 100$) малого размера, сравнимого с лондоновской глубиной проникновения магнитного поля. В расчетах принималось во внимание взаимодействие абрикосовских вихрей с поверхностью, а также распределение по размерам зерен, аналогичное реально наблюдаемому в мелкозернистых поликристаллических ВТСП. Сравнение теоретических кривых с экспериментальными квазиобратимыми зависимостями $M(H)$ при $T = 85$ K для мелкозернистого YBaCuO показало их хорошее качественное и количественное согласие.

Проведено розрахунок рівноважної намагніченості у залежності від магнітного поля $M(H)$ для надпровідників II роду (параметр Гінзбурга–Ландау $\kappa = 100$) малого розміру, порівняного з лондонівською глибиною проникнення магнітного поля. В розрахунках приймалась до уваги взаємодія абрикосівських вихорів з поверхнею, а також розподіл по розмірам зерен, аналогічний реально спостерігаємому в дрібнозернистих полікристалічних ВТНП. Порівняння теоретичних кривих з експериментальними квазіоборотними залежностями $M(H)$ при $T = 85$ K для дрібнозернистого YBaCuO показало іх добру якісну та кількісну згоду.

1. Введение

Ранее в [1,2] было показано, что при температурах вблизи T_c для мелкозернистых YBaCuO, размеры зерен D которых сравнимы с глубиной проникновения магнитного поля λ, наблюдаются изменения в поведении намагниченности $M(H)$ по сравнению с массивными сверхпроводниками в области полей вблизи первого критического поля. Эти изменения выражаются в уменьшении наклона начального участка кривых $M(H)$, сглаживании и смещении максимума в область больших полей. Теоретическое рассмотрение начального формирования вихревой структуры в сверхпроводниках II рода с размерами $D \sim \lambda$ в рамках модели, учитывающей взаимодействие вихрей как друг с другом, так и с поверхностью, позволило рассчитать пороговые поля образования первых семи вихрей и получить расчетные кривые $M(H)$ в начальной области полей для разных соотношений D/λ. Оказалось, что в случае $D \sim \lambda$ значительно увеличиваются поля образования не только первого, но и последующих вихрей, что и объясняет особенности на экспериментальных кривых $M(H)$ для мелкозернистых ВТСП вблизи H_{c1}.

Представляет интерес провести более полное количественное сравнение экспериментальных квазиобратимых кривых $M(H)$ для мелкозернистых ВТСП в широкой области магнитных полей с расчетными для сверхпроводников II рода малого размера, сравнимого с λ, с целью выявления возможности не только качественного, но и количественного описания магнитных свойств мелкозернистых ВТСП с помощью развитых для сверхпроводников II рода феноменологических представлений. Для решения этой задачи в настоящей работе проведен расчет равновесной намагниченности для случая $D \sim \lambda$ и произведен учет не только граничных эффектов, но и разброса по размерам зерен. Последнее позволило произвести сравнение с экспериментальными кривыми на количественном уровне.

© А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, К. К. Пухов, 1996

2. Теория

В дополнение к результатам, полученным в [1,2] для области полей вблизи H_{c1}, рассмотрим поведение намагниченности в более высоких полях $H_{c1} << H << H_{c2}$. Расчеты будем проводить в рамках использованной в [1,2] модели, аппроксимирующей образец набором невзаимодействующих длинных цилиндров из сверхпроводников II рода, ориентированных вдоль магнитного поля. В отличие от [1,2] будем полагать, что данные цилиндры имеют различные диаметры, соответствующие реальному разбросу зерен по размерам в мелкозернистых образцах ВТСП.

При большом числе вихрей точные численные расчеты, подобные проведенным в [1,2] и предусматривающие прямое суммирование по решетке вихрей:

$$M = -\frac{1}{4\pi}\left[\left(1 - \frac{2I_1(R/\lambda)}{(R/\lambda)I_0(R/\lambda)}\right)H_0 - \frac{\Phi_0}{\pi R^2}\sum_{i=1}^{N}\left(1 - \frac{I_0(r_i/\lambda)}{I_0(R/\lambda)}\right)\right] \qquad (1)$$

(где R — радиус цилиндра; I_0, I_1 — модифицированные функции Бесселя), становятся трудно выполнимой задачей, так как требуют минимизации энергии Гиббса по большому числу параметров (все координаты вихрей r_i). В силу этого был применен приближенный метод расчета, предполагающий точный учет взаимодействия вихрей внутри двух первых координатных сфер и использование континуального приближения (замену суммирования на интегрирование) для вихрей, находящихся за пределами этих координационных сфер.

Оставляя детали проведенных расчетов за рамками настоящей работы (более подробно данное теоретическое рассмотрение будет изложено в отдельной публикации [3]), остановимся на анализе полученных результатов.

В рамках использованной модели для намагниченности цилиндрического сверхпроводника диаметром $D \sim \lambda$ получено выражение

$$-4\pi M = H_{c1}^{\infty} - \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda^2}L(a, d_1, d_2), \qquad (2)$$

где

$$L(a, d_1, d_2) = (z_1 + z_2 + 1)F(a) - z_1[2K_0(d_1/\lambda) + d_1K_1(d_1/\lambda)] - z_2[2K_0(d_2/\lambda) + d_2K_1(d_2/\lambda)],$$

$$F(a) = 8\frac{1 - aK_1(a)}{a^2} - 2K_0(a).$$

Здесь для гексагональной решетки число вихрей в первой и второй координационных сферах $z_1 = z_2 = 6$, $d_1^2 = 2/(\sqrt{3}n)$, $d_2 = \sqrt{3}d_1$,

$$a^2 = \frac{z_1 + z_2 + 1}{\pi\lambda^2 n} = \frac{13}{\pi\lambda^2}\frac{\Phi_0}{(H_0 + 4\pi M\Phi_0/\Phi_v)},$$

a — радиус области вокруг каждого вихря, внутри которой взаимодействие вихрей учитывается точно; d_1, d_2 — радиусы первой и второй координационных сфер; K_0, K_1 — функции Макдональда; Φ_v — средний поток вихря в цилиндре малого радиуса в предположении постоянства по сечению цилиндра концентрации вихрей n.

Расчеты показали, что в предельном случае $D >> \lambda$ выражение (2) переходит в известную формулу Феттера [4]:

$$-4\pi M = H_{c1}^{\infty} - \frac{\Phi_0}{8\pi\lambda^2}\left(\ln\frac{\lambda^2(H_0 - H_{c1}^{\infty})}{\Phi_0} + \ln 4\pi + 2 - C - A_6\right), \qquad (3)$$

где $C = 0{,}5772...$ — константа Эйлера; A_6 — числовой параметр, зависящий от типа решетки; для треугольной решетки $A_6 = 0{,}07968...$

Кроме того, в области полей $H_{c1} << H << H_{c2}$ намагниченность цилиндра малых размеров, рассчитанная по формуле (2), практически совпадает с намагниченностью массивного сверхпроводника вплоть до значений радиуса цилиндра $R \sim \lambda$. Таким образом, был сделан вывод о правомерности использования формулы Феттера (3) для описания намагниченности сверхпроводников малого размера в рассматриваемой области полей.

На рис. 1 представлена расчетная кривая $M(H)$ для системы сверхпроводящих цилиндров одинакового радиуса $R = 0{,}7$ мкм ($\lambda = 0{,}47$ мкм и $\kappa = 100$). На участке AB расчет проводился непосредственно по формуле (1) прямым суммированием потоков первых семи вихрей для их равновесных конфигураций [1,2]. В области полей $H >> H_{c1}$ участок CD описывался формулой (3), не чувствительной, как показано, к размерному фактору. В промежуточной области полей (участок BC) намагниченность изменяется слабо, и этот участок аппроксимировался константой.

С целью учета разброса по размерам (гистограмма приведена на вставке к рис. 1) была получена кривая *3* как результат численного усреднения за-

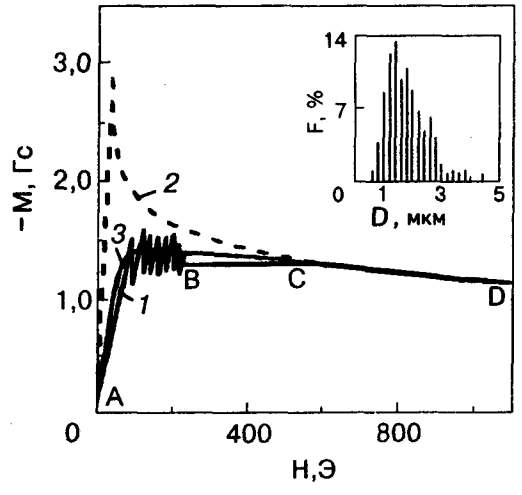

Рис. 1. Расчетные полевые зависимости намагниченности для сверхпроводников II рода ($\kappa = 100$): в виде системы цилиндров одинакового диаметра $D/\lambda = 3$ (кривая *1*); в виде системы цилиндров разных диаметров, соответствующих гистограмме, представленной на вставке (кривая *3*) и бесконечных размеров $D >> \lambda$ (кривая *2*). На вставке: гистограмма распределения зерен по размерам в мелкозернистом YBaCuO.

висящих от D/λ зависимостей $M(H)$ для отдельных цилиндров определенного радиуса. Параметры λ и κ использовались те же. Видно, что учет разброса по размерам сглаживает скачки намагниченности, связанные с проникновением вихрей в отдельные зерна, и результирующая кривая имеет более пологий максимум $M(H)$, сдвинутый в область больших полей по сравнению с кривой $M(H)$ для бесконечного образца (кривая 2), что соответствует экспериментальным результатам.

3. Сравнение расчетных и экспериментальных кривых $M(H)$ для сверхпроводников малых размеров

На рис. 2 представлена полученная описанным выше способом расчетная кривая $M(H)$ в сравнении с экспериментальными данными для YBaCuO при $T = 85$ K. Заметим, что единственный свободный параметр в расчетах — величина глубины проникновения магнитного поля λ — определялся из сопоставления расчетных и экспериментальных кривых на начальных квазилинейных участках, отвечающих мейсснеровской экранировке отдельных зерен.

Из рис. 1 видно, что расчетная кривая не только качественно, но и количественно хорошо согласуется с экспериментальными и близка к ожидаемой равновесной кривой, которая, как правило, соответствует средней линии магнитного гистерезиса.

Определенная описанным выше способом величина λ, будучи пересчитанной на значение $\lambda_{ab}(0)$ для поля, параллельного c-оси кристаллов

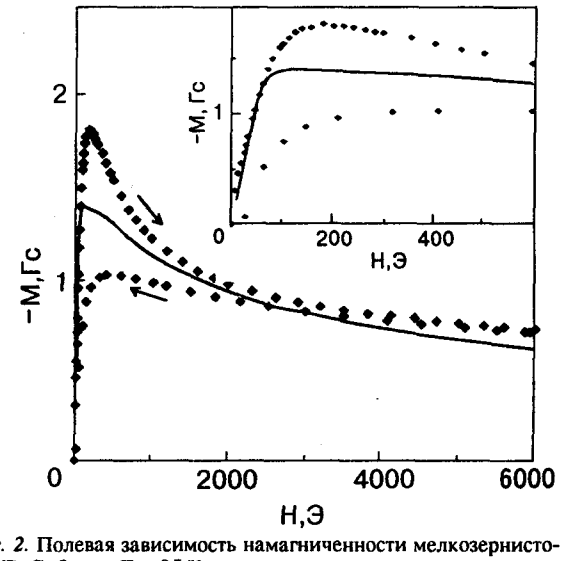

Рис. 2. Полевая зависимость намагниченности мелкозернистого YBaCuO при $T = 85$ K: точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет для $\lambda = 0{,}47$ мкм. На вставке: начальный участок тех же кривых.

($\lambda_{ab} = 0{,}707\lambda$ [5–7]), согласно известным температурным зависимостям:

$$\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^4]^{-1/2},$$

либо

$$\lambda(T) = \lambda(0)[1 - (T/T_c)^2]^{-1/2},$$

дает значения $\lambda_{ab}(0) = 0{,}16$ или $0{,}13$ мкм соответственно, что близко к величине $\lambda_{ab}(0) = 0{,}145$ мкм, характеризующей монокристалл YBaCuO хорошего качества.

Таким образом, полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют, что квазиобратимые полевые зависимости $M(H)$ для мелкозернистых YBaCuO при высоких температурах вполне соответствуют свойствам обычных сверхпроводников II рода и могут быть описаны не только качественно, но и количественно с помощью развитых для сверхпроводников II рода феноменологических представлений [8–10].

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований и Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проектов № 95-02-05398 и № 93112.

1. А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, Н. Г. Трусевич, Л. Г. Щербакова, К. К. Пухов, *ФНТ* **21**, 38 (1995).
2. A. C. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, N. G. Trusevich et. al., *Supercond. Sci. Technol.* **8**, 1 (1995).
3. А. С. Красильников, Л. Г. Мамсурова, К. К. Пухов, Н. Г. Трусевич и др., *ЖЭТФ* (1996), в печати.
4. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* **147**, 153 (1966).
5. L. G. Campbell, M. M. Doria, and V. G. Kogan, *Phys. Rev.* **B38**, 2439 (1988).

6. V. G. Kogan, M. M. Fang, and S. Mitra, *Phys. Rev.* B38, 11958 (1988).
7. A. Schilling, F. Hulliger, and H. R. Ott, *Physica* C168, 272 (1990).
8. А. А. Абрикосов, *ЖЭТФ* 46, 1464 (1964).
9. G. Bobel, *Nuovo Cimento* 38, 1780 (1965).
10. Б. В. Шмидт, Г. С. Мкртчан, *УФН* 112, 459 (1974)

Correspondence between macroscopic magnetic properties of fine-grained polycrystalline YBaCuO near T_c and those of ideal type II superconductors

A. C. Krasilnikov, L. G. Mamsurova, N. G. Trusevich, L. G. Shcherbakova, and K. K. Pukhov

Magnetic field dependence of equilibrium magnetization $M(H)$ was calculated for type II superconductors ($\kappa = 100$) of a size comparable to the London penetration depth. The interactions between the Abrikosov vortices and the surface were taken into account as well as the real grain size distribution in fine-grained polycrystalline HTSC. A good quantitative agreement between the calculated dependencies and the experimental quasi-reversible magnetization curves ($T = 85$ K) was obtained.