

НОВЫЙ ТИП СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТЬЮ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Э.Г.Валиулин, А.А.Дружинин, В.Е.Старцев, А.С.Щербаков

Обнаружено, что намагниченность высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), охлажденных во внешнем магнитном поле и выдерживаемых в нем при $T = 4,2$ К, с течением времени изменяет знак на положительный. Предполагается, что такое поведение обусловлено специфическим характером зарождения и эволюции вихревой структуры в ВТСП.

Хорошо известно (см., например, ¹), что неоднородные сверхпроводники (СП) II рода могут быть переведены в метастабильное состояние с положительной намагниченностью (M) путем уменьшения внешнего магнитного поля. Ярким проявлением этого являются опыты по "подвешиванию" (suspension) образца под постоянным магнитом, описанные недавно как для ВТСП ²⁻⁴, так и для традиционного СП II рода Nb_3Sn ⁴.

В настоящей работе сообщается об обнаружении специфического для ВТСП явления – формирования с течением времени состояния с $M > 0$ при неизменном внешнем магнитном поле.

В эксперименте измерялась сила, действующая на образец в неоднородном поле СП соленоида. Использование струнного магнитометра типа ⁵ обеспечивало отсутствие дрейфа нуля измерительной системы в течение времени измерений (до 4–5 часов) и неизменность положения образца. Стабилизированный (лучше, чем 10^{-4}) источник тока и большая индуктивность соленоида (2,82 Гн) исключали возможность сколько-нибудь заметного изменения поля за время измерений.

При создании поля фиксированным током роль термодинамического потенциала играет определенная в ⁶ полная свободная энергия образца, являющаяся функционалом поля H_0 , которое создавал бы ток без образца. Сила, действующая на образец объема v на оси соленоида (ось z)

$$\mathbf{g} = \int (\mathbf{M} \nabla) H_0 dv \approx \left(\overline{M_z} + \gamma \overline{H_{0z}} \right) \frac{\partial \overline{M_z}}{\partial H_{0z}} \frac{\partial H_{0z}}{\partial z} \mathbf{e}_z,$$

(где для условий нашего эксперимента $\gamma < 10^{-9}$) практически полностью определяется значением средней по объему намагниченности $\overline{M_z}$ (в дальнейшем знак среднего и индекс z опускаются).

Ниже приводятся результаты для керамического и монокристаллического (с ориентацией оси c вдоль поля) образцов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$; качественно аналогичные результаты, полученные для других известных ВТСП, будут приведены в подробной публикации. Исследования проводились в двух режимах: 1) диамагнитное экранирование (ДЭ) – образцы охлаждались без поля до $T = 4,2$ К, затем включалось поле и после установления его стационарного значения измерялась зависимость M от времени t ; 2) эффект Мейсснера (ЭМ) – образцы охлаждались во внешних полях диапазона $0,1 < H_0 < 4$ Тл, затем выдерживались при $T = 4,2$ К и нагревались до $T > T_c$ (поле поддерживалось постоянным в течение всего цикла, показания магнитометра регистрировались с интервалом 20 с).

В режиме ДЭ, так же как и авторы ^{7,8}, мы наблюдали диамагнитный отклик $-M/H_0 \sim 10^{-2}$, убывающий по близкому к логарифмическому закону в пределах $\sim 25\%$ начального значения за 4 ч измерений как для керамических, так и для монокристаллического образцов. При исследовании тех же образцов в режиме ЭМ непосредственно после охлаждения до $T = 4,2$ К статическая восприимчивость $-M/H_0 \sim 10^{-4}$ (см. рис. 1, 2). С течением времени M/H_0 убывает по абсолютной величине до нуля с последующим изменением знака и возрастанием в область положительных значений (см. врезки к рис. 1, 2), причем отклик на малые вариации поля $\chi \equiv \partial M / \partial H_0 < 0$.

Температурные зависимости M/H_0 для полного цикла "охлаждение—выдержка—нагрев" при $H_0 = 1$ Тл приведены на рис. 1, 2. Видно, что необратимость отсутствует выше некото-

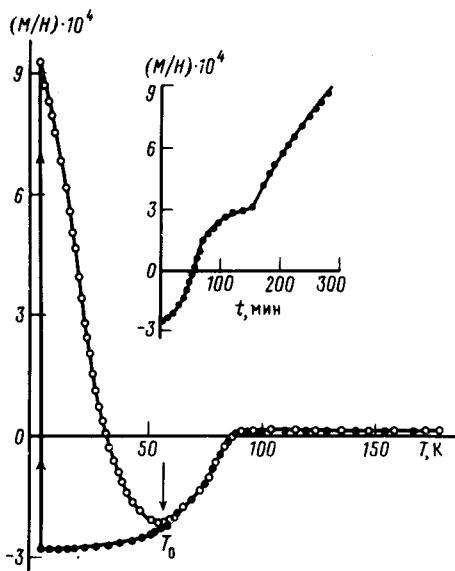


Рис. 1

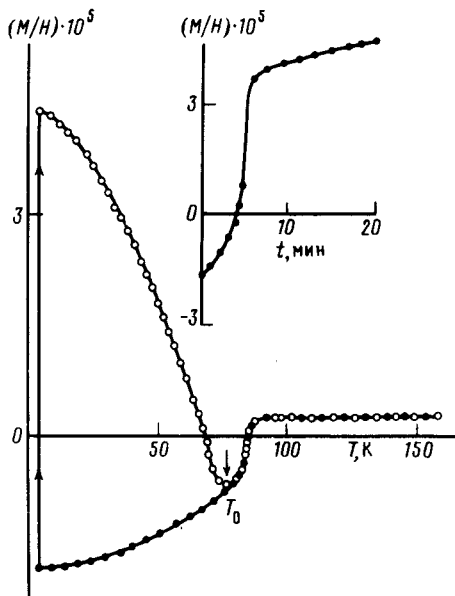


Рис. 2

Рис. 1. Температурная зависимость M/H_0 керамического образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: ● — охлаждение в магнитном поле $H_0 = 1$ Тл; ○ — нагрев в поле $H_0 = 1$ Тл после выдержки при $T = 4,2$ К в течение 280 мин. На врезке — зависимость M/H_0 от времени после охлаждения в магнитном поле $H_0 = 1$ Тл при $T = 4,2$ К

Рис. 2. Температурная зависимость M/H_0 монокристаллического образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$: ● — охлаждение в магнитном поле $H_0 = 1$ Тл; ○ — нагрев в поле $H_0 = 1$ Тл после выдержки при $T = 4,2$ К в течение 15 мин. На врезке — зависимость M/H_0 от времени после охлаждения в магнитном поле $H_0 = 1$ Тл при $T = 4,2$ К

рой $T_0 < T_c$. Результаты не зависят от формы и размеров образцов. Аналогичными исследованиями объемных СП II рода (Nb , Nb_3Al , $VN_{0,985}$, сплавы $Ti-V$) не обнаружены признаки временной зависимости M как в ДЭ, так и в ЭМ режимах.

Переходя к обсуждению полученных результатов, отметим, прежде всего, что происхождение состояния с $M > 0$ не связано с гистерезисом кривой намагничивания. Действительно, при уменьшении поля на ΔH_0 приращение ΔM ограничено неравенствами $4\pi\Delta M \leq |\Delta H| \leq |\Delta H_0|/(1-\eta)$, где η — размагничивающий фактор. Поскольку максимальное измеренное значение $4\pi M/H_0 \sim 10^2 \gg |\Delta H_0|/H_0 \sim 10^4$, возможная нестабильность H_0 могла бы играть роль лишь для образцов в виде тонких пластинок. То, что обнаруженный эффект не имеет отношения к результатам ²⁻⁴, подтверждается стабильностью ЭМ обычных СП II рода в наших экспериментах, тогда как "подвешивание" наблюдается для них так же, как и для ВТСП ⁴.

Мы полагаем, что описанное поведение, так же как и эффекты "сверхпроводящего стекла" ⁷⁻⁹, обусловлено наличием в ВТСП развитой структуры джозефсоновских границ (в монокристаллах роль последних играют, видимо, плоскости двойникования ^{10,11}). Покажем

на простейшей модели изолированного зерна с диэлектрической границей, где

$$\partial\psi/\partial n = 0, \quad (1)$$

что при охлаждении в поле $H_0 \geq \Phi_0/L^2$, где Φ_0 – квант потока, L – характерный размер зерна, возможно формирование состояний с $M > 0$, $\chi < 0$.

Рассмотрим круговой цилиндр радиуса $R \gg \xi(0)$ и произвольной длины в продольном поле $H_0 \ll H_{c2}$ ($\xi(T)$ – длина когерентности). Ниже имеем в виду случай, когда глубина проникновения

$$\delta(T) \gg R \quad (2)$$

и отличаем поля от H_0 в первом приближении можно пренебречь. Полагаем также, что отнесенный к Φ_0 поток H_0 через цилиндр

$$\Phi' \equiv \pi H_0 R^2 / \Phi_0 \ll \kappa^2, \quad (3)$$

где κ – параметр Гинзбурга–Ландау (ГЛ). Используя в качестве единицы длины $(\Phi_0/\pi H_0)^{1/2}$, запишем уравнение ГЛ для параметра порядка в виде

$$\Delta\psi - 2i\partial\psi/\partial\phi - (\rho^2 + \alpha\tau)\psi - b|\psi|^3 = 0 \quad (\rho \leq \rho_0 \equiv \Phi'^{1/2}), \quad (4)$$

где $\tau = (T - T_{c0})/T_{c0}$, $\alpha \sim H_{c2}/H_0 \gg 1$, T_{c0} – температура объемного СП перехода. Найдем условия зарождения СП состояния в зерне. Полагая $\psi \rightarrow 0$ и решая (3) без последнего члена, получаем семейство решений¹⁾

$$\psi \sim f(\rho) \exp(im\phi), \quad (5)$$

$$f_m(\rho) = \rho^m \exp(-\rho^2/2) F((2+\alpha\tau)/4, m+1, \rho^2), \quad (6)$$

где F – вырожденная гипергеометрическая функция, $m = 0, 1, 2, \dots$. Состояния с различными m зарождаются при $\tau_m = 4\alpha^{-1} \epsilon_m(\Phi') - 2$, где функции $\epsilon_m(\Phi')$, определяемые следующим из (1) и (6) уравнением

$$(m+1)(\Phi' - m)F(\epsilon_m, m+1, \Phi') - 2\Phi' \epsilon_m F(\epsilon_m + 1, m+2, \Phi') = 0, \quad (7)$$

приведены для нескольких m на рис. 3. Значение m , соответствующее максимальной τ_m , возрастает по мере роста Φ' , так что при охлаждении в достаточно сильных полях ($\Phi' \gg$

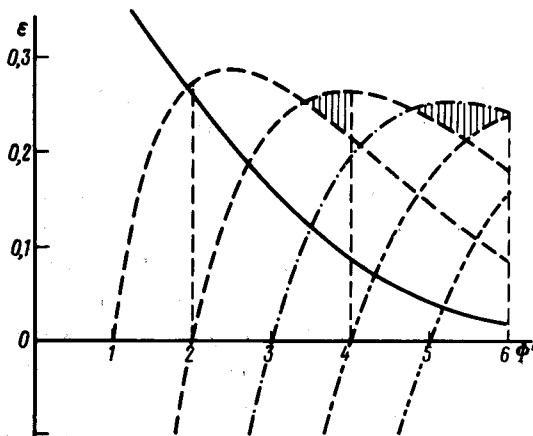


Рис. 3. Зависимости $\epsilon_m(\Phi')$, найденные численным решением уравнения (6) для $m = 0, 1, \dots, 5$; кривые для $m = 1, \dots, 5$ пересекают ось абсцисс при $\Phi' = m$. Области выполнения неравенства (10) обозначены штриховкой

¹⁾ Достаточно рассматривать решения, не зависящие от z , поскольку, как легко видеть, им отвечают большие температуры зарождения.

$\geq 1,92$) зарождаются состояния с $m > 0$. При $\Phi' > m \geq 1$, разлагая (7) по $\epsilon \ll 1$, легко получить асимптотики

$$\epsilon_m \approx (m/2\pi)^{1/2} (1 - m/\Phi') \begin{cases} 1, & \Phi' - m \ll m^{1/2} \\ \frac{1}{2} \exp(-(\Phi' - m)^2/m), & \Phi' - m \gg m^{1/2} \end{cases} \quad (8)$$

Из них видно, что τ_m может быть максимальной при $0 < \Phi' - m \leq m^{1/2}$.

Рассмотрим эволюцию решений (4) вида (5) при понижении температуры. В силу (3) всегда существует область $\alpha^{-1} \ll |\tau| \leq \min(1, (\delta(0)/R)^2)$, в которой, с одной стороны, функция f в основной части объема зерна близка к своему равновесному значению $f_0 = (\alpha|\tau|/b)^{1/2}$, а с другой — справедливо (2) и отличием поля от H_0 можно пренебречь. При $\rho \gg |\alpha\tau|^{1/2}$

$$f_m(\rho) = f_0 [1 + (2\alpha|\tau|)^{-1} (\frac{m}{\rho} - \rho)^2], \quad (9)$$

и, вычисляя, с точностью до несущественных множителей, намагниченность

$$M \sim \frac{1}{\Phi'} \int_0^{\rho_0} f^2(\rho) (\frac{m}{\rho} - \rho)^2 \rho^2 d\rho \approx \frac{1}{4} (2m - \Phi'),$$

убеждаемся, что она положительна при

$$m > \Phi'/2, \quad (10)$$

тогда как $\partial M/\partial H_0 < 0$. Аналогичная оценка энергии показывает, что состояния с $m > 0$ рассматриваемой области метастабильны.

Итак, если для состояния, зародившегося при $T \approx T_c$ выполняется (10), то при дальнейшем понижении температуры оно эволюционирует к метастабильному состоянию с $M > 0$. Как видно из (8), это заведомо имеет место, если $\Phi' \gg 1$; фактически (10) выполняется при всех значениях $\Phi' > 7,31$.

Смысл полученного результата вполне понятен. В магнитном поле граничное условие (1) стимулирует зарождение состояний, в которых $|\psi|$ максимален на расстоянии ~ 1 ($\sim (\Phi_0/H_0)^{1/2}$) от поверхности. В нашем случае это состояния с $m \sim \Phi'$. Им отвечает минимальная кинетическая энергия (E_c), поскольку диамагнитный ток на периферии зерна почти компенсирован вихревым; вклад же последнего в E_c от внутренней области зерна относительно мал. По мере дальнейшего охлаждения, когда $|\psi|$ выходит на постоянное значение f_0 во всем зерне (исключая сердцевину радиуса $\sim \xi(T) \ll R$), вклад вихревого тока в M и E_c возрастает и формируется метастабильное состояние с $M > 0$ (возрастание полного потока поля через зерно возможно в силу (2)). Можно ожидать, что дополнительная стимуляция СП перехода вблизи двойниковой границы (когда $\partial(\ln f)/\partial \rho > 0$ при $\rho = \rho_0$) только усилит результат.

Представляется, что рассмотренный механизм играет основную роль в обнаруженном эффекте, однако на эволюции намагниченности в область $M > 0$ сказываются и другие факторы, не учитываемые в модели изолированного зерна. Прежде всего — это взаимодействие фаз ψ в различных зернах, обусловленное наличием джозефсоновских связей. С ним, возможно, связана "задержка" формирования состояния с $M > 0$ при охлаждении.

Авторы признательны В.Л.Кожевникову за предоставление образцов, В.М.Дмитриеву, М.В.Садовскому и участникам семинара по сверхпроводимости ОТФ им. И.Е.Тамма ФИАН СССР за полезное обсуждение результатов.

Литература

1. Lowell J. Cryogenics, 1965, 5, 185.
2. Peters P.N. et al. Appl. Phys. Lett., 1988, 52, 2066.

3. *Brandt E.N.* Appl. Phys. Lett., 1988, 53, 1559.
4. *Adler R.J., Anderson W.W.* Appl. Phys. Lett., 1988, 53, 2346.
5. *Алексеевский Н.Е. и др.* ДАН СССР, 1971, 197, 814.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.:Наука, 1982, § 32.
7. *Müller K.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 1143.
8. *Дмитриев В.М. и др.* Материалы 1-го Всесоюзного Совещания по высокотемпературной сверхпроводимости. Харьков, 1988, 1, 122.
9. *Anderson P.W.* Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 309.
10. *Deutscher G., Müller K.A.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1745.
11. *Андреев А.Ф.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 463.

Институт физики металлов
Уральского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 марта 1989 г.

После переработки
12 мая 1989 г.
