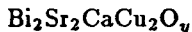


ДИФфуЗИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА В МОНОКРИСТАЛЛЫ



Н.В.Заварицкий, В.Н.Заварицкий

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН

117973, Москва, Россия

Институт общей физики РАН

117942, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 июня 1992 г.

После переработки 23 июня 1992 г.

Измерения релаксации неравновесной намагниченности $\delta M(t)$, обусловленной малым изменением $\delta H = (0.02 \div 4) \text{Э} \ll H_0$ внешнего магнитного поля $H_0 = (0.7 \div 10) \text{кЭ} \gg H_{c1}$, показали наличие областей температур в которых начальный участок зависимостей $\delta M(t)$ определяется диффузией магнитного потока в образец, $\delta M \sim \exp(-bt)$. В рамках модели термоактивированного течения вихрей (TAFF) из зависимостей $b(T) \sim \rho(T)$ для исследованного диапазона полей определены величины барьеров для движения вихрей $U(H) \simeq (525 - 325) \text{К}$.

В ходе исследования релаксации неравновесной намагниченности в монокристаллах высокотемпературных сверхпроводников в ряде случаев наблюдались отчетливые отклонения от логарифмического (по времени) закона ¹⁻². В качестве одного из возможных объяснений этих наблюдений, может быть привлечена модель диффузного проникновения в образец магнитного поля, изменение которого используется для создания неравновесной намагниченности ³.

Известно ⁴, что когда плотность вихревых нитей в сверхпроводнике второго рода достаточна велика, перекрытие магнитных полей отдельных вихрей существенно уменьшает модуляцию (обязанную коорам вихрей) магнитной индукции по образцу. В этом случае вихревая решетка может быть представлена континуумом, а поля E , V , J - заменены их полумакроскопически усредненными (по нескольким постоянным решетки вихрей) значениями. В этом приближении свойства сверхпроводника описываются системой нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. Для случая слабой пространственной вариации $V(\mathbf{r}, t) \sim V_0$ и в предположении линейности (то есть независимости от тока) ρ_{\perp} и ρ_{\parallel} , уравнение для $V(\mathbf{r}, t)$ допускает линеаризацию так, что

$$\partial V / \partial t = D \nabla^2 V, \quad (1)$$

где $D = \rho_{\perp}(V_0, T) / \mu_0$, коэффициент диффузии магнитного потока в образец. Это приводит к тому, что магнитный поток через образец в форме тонкой пластины в перпендикулярном поле ⁴ будет изменяться со временем (в первом приближении) как

$$\sim \exp(-t/\tau_0), \quad \tau_0 \simeq cwd / \pi^2 D = \mu_0 cwd / \pi^2 \rho_{\perp}, \quad (2)$$

где d - толщина, а w - ширина пластинки ($d \ll w$); численный коэффициент $c \simeq 1$.

Для высокотемпературных сверхпроводников, которые характеризуются большими величинами $\kappa \simeq 200$, диапазон полей, в котором справедливо подобное рассмотрение расширяется вплоть до относительно небольших полей $H \geq 2H_{c1}$.

Модель диффузного проникновения магнитного потока в сверхпроводник привлекалась ранее⁵, при измерениях особенностей восприимчивости монокристаллов ВТСП в переменном магнитном поле. В данной статье исследуются эффекты диффузии магнитного потока в условиях квазистационарного внешнего поля. Зависимость коэффициента диффузии от температуры и внешнего поля, $D(T, H)$, определена для монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ в диапазоне полей $H = (0,7 \div 10)$ кЭ. Это позволило проследить температурную зависимость сопротивления до 10^{-9} мкОм·см и определить параметры термоактивированного течения вихрей (ТАФФ).

Исследованные кристаллы $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ с $T_c \simeq 95\text{K}$ представляли собой пластинки площадью $\sim 1\text{мм}^2$ толщиной $d \simeq [(6 \div 23) \pm 2]$ мкм. В эксперименте измерялось изменение со временем неравновесной добавки $\delta M(t)$ к магнитному моменту образца, обусловленной малым изменением внешнего поля H_0 ; $\delta H \ll H_0$.

Постоянное магнитное поле $H_0 = (0,7 \div 10)$ кЭ, ориентированное перпендикулярно базовой плоскости образца, создавалось сверхпроводящим соленоидом, работающем в короткозамкнутом режиме. Дополнительное слабое магнитное поле $\delta H \sim (0,02 \div 4)$ Э, параллельное основному полю H_0 , создавалось отдельной катушкой. Изменение магнитного момента $\delta M(t)$ регистрировалось СКВИД-магнитометром, в одну из петель трансформатора потока которого помещался образец. Приемная цепь трансформатора была скомпенсирована так, что включение поля δH при $T > T_c$ не приводило к появлению сигнала. Постоянная времени измерительной схемы не превышала 0,2 с. Основное поле H_0 вводилось в начале опыта. Измерения начинались по прошествии времени (\sim нескольких часов) достаточного для того, чтобы временные эффекты, обусловленные введением основного поля были пренебрежимо малы. Результаты измерения зависимостей $\delta M(t)$, которые проводились в течение $(100 \div 1000)$ с после включения (или выключения) δH , записывались в память ЭВМ. Температура образца, помещенного в вакуумный контейнер, измерялась термометром сопротивления и могла изменяться в диапазоне от 1 К вплоть до T_c образца.

В традиционной постановке СКВИД-магнитометрического опыта⁶ измеряется амплитуда изменения выходного сигнала V , возникающего при протягивании образца через петли градиентной катушки трансформатора потока; при этом $\delta V \sim [M(t_1) + M(t_2)]$, а t_1 и t_2 соответствуют моментам нахождения образца в соответствующей петле. Применительно к релаксационным опытам это ограничивает снизу временной интервал измерения ($t \sim 10 \div 100$ с). В описываемых экспериментах измерялось изменение выходного сигнала СКВИД'а $\delta V(t)$, пропорциональное изменению магнитного момента образца $\delta M(t)$; зафиксированное положение образца позволило расширить временной диапазон более чем на порядок и устранить паразитные эффекты, обязанные движению в неоднородном поле. Полная величина (и температурная зависимость) магнитного момента в невозмущенном поле H_0 измерялась при помощи отогрева образца от температуры измерения до $T > T_c$; для оценки полной величины неравновесной добавки δM использовались результаты измерений $\delta M(t)$ для двух направлений δH .

Установлено, что неравновесная добавка δM к магнитному моменту кристалла в поле $H_0 = 1$ кЭ, изменяется пропорционально абсолютной величине δH и характеризуется единой функциональной зависимостью $\delta M(t)$ до тех пор пока $\delta H \leq 1$ Э. При этом включение и выключение пробного поля приводит

к одинаковому по абсолютной величине изменению δM (Рис.1, вставка). Это свидетельствует об отсутствии поверхностного барьера для входа (и выхода) вихрей в образец в исследованном интервале полей H_0 . При больших значениях δH , абсолютная величина δM при выключении поля обычно оказывается несколько меньше, чем при включении, что по-видимому, указывает на смену динамики отклика системы от термически ассистированного течения вихрей (TAFF, $j \ll j_c$) к крипу потока. Это предположение подтверждается наблюдением изменения характера релаксации при увеличении поля до $\delta H \approx 100 Oe$, когда $\delta M(t) \sim \ln(t)$ практически во всем диапазоне измерений. В настоящей статье обсуждаются результаты, полученные в режиме $\delta M \sim \delta H$.

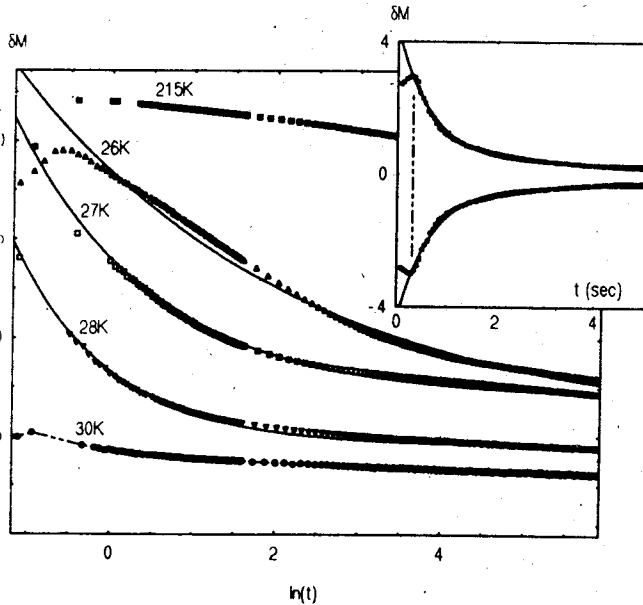


Рис.1. Релаксация неравновесного магнитного момента $\delta M(t)$ (в отн.ед.), вызванного малым изменением $\delta H < 1 \text{ Э}$ внешнего магнитного поля $H_0 = 1 \text{ кЭ}$ в монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$. На вставке: начальные участки кривых $\delta M(t)$ при включении и выключении δH . Аппроксимация кривых законом, $\delta M(t) = a \exp(-bt) + c$ (сплошные линии) производилась для $t > t_{app}$, аппаратное время t_{app} — отмечено вертикальным пунктиром. Параметр c в использованном законе аппроксимации отражает отличие измеряемого изменения $\delta M(t)$ в ходе опыта от полной величины неравновесной добавки к намагниченности. Для кривых на вставке: $a = \pm 0.39$, $b \approx 1.4$. На основном графике: для $T = 30, 28, 27$ и 26 К $b \approx 2.1, 1.0, 0.5$ и 0.3 соответственно.

Отличительной особенностью полученных результатов от приведенных ранее в ⁶, где логарифмический характер релаксации наблюдался практически во всем диапазоне измерений, является установление экспоненциального (по времени) характера релаксации неравновесной намагниченности:

$$\delta M \sim a \exp(-bt) \quad (3)$$

(вставка к рис.1), который для всех исследованных полей H_0 наблюдался в интервале температур шириной $\sim (5 \div 10)$ К. Вне этого интервала температур и на больших временах (при $t \gg 1/b$) релаксационные кривые приближаются к логарифмическим $\delta M \sim \ln t$, как отчетливо видно на рис.1. Величина показателя b зависит от температуры; на рис.1 сплошными линиями представлены результаты обработки по соотношению (3) типичных экспериментальных зависимостей $\delta M(t)$ для $H_0 = 1$ кЭ. По этим кривым мы могли надежно определять величину b в интервале $\sim 3 \geq b \geq 0,05$, верхний предел которого обусловлен постоянной времени измерительной схемы, а нижний – ограничивался конечным временем измерения и появлением заметных отклонений (подобных заметным на кривой для $T = 26$ К рис.1) экспериментальных зависимостей $\delta M(t)$ от соотношения (3), которое, очевидно, справедливо лишь в первом приближении.

Экспоненциальный характер зависимости $\delta M(t)$ кажется естественным связать с проявлением диффузии магнитного потока в образец (ср. соотношения (2) и (3)). Величина b в этом случае определяется удельным сопротивлением ρ_{\perp} образца, которое в нулевом приближении описывается соотношением ⁴:

$$\rho \simeq bwd/\pi^2. \quad (4)$$

Для сопоставления результатов, полученных на разных образцах, нами использовались приведенные к толщине $d = 7$ мкм значения параметра $b^* = bd/(7$ мкм). (Нормировка на величину w в данном случае является превышением точности, поскольку толщины исследованных образцов отличались в несколько раз, в то время как размеры в плоскости (ab), – не более чем на 20%.) Отсюда и из (4) получена оценка для удельного сопротивления: ρ [мкОм·см] $\simeq 10^{-8}b^*[c^{-1}]$.

Совпадение результатов расчета величины ρ для трех кристаллов различной толщины (рис.2), выбранных случайным образом из одной плавки, как будто бы свидетельствует о применимости соотношения (4), однако аналогичная оценка для четвертого образца отличается на порядок. Окончательно причина этого расхождения не установлена.

Известно ⁷, что в условиях термически стимулированного течения вихрей (TAFF), сопротивление сверхпроводника изменяется с температурой как

$$\rho_{\perp} = \rho_0 \exp(-U/T), \quad (5)$$

где U [К] – характерный размер потенциального рельефа для движения вихрей. Зависимость $\rho(T)$, определенная из эксперимента в предположении применимости соотношения (4), не противоречит соотношению (5) во всем изученном диапазоне магнитных полей (рис.2). Значения U , извлеченные из экспериментальных кривых с помощью соотношений (4) и (5), представлены на вставке к рис.2. Изменение величины U с магнитным полем (вставка к рис.2) удовлетворительно аппроксимируется степенным законом $U = 480H^{-\alpha}$ (сплошная кривая), с постоянной $\alpha = 0,16$ для $[H] =$ кЭ. По-видимому, в полях $H \leq 10$ кЭ такая зависимость типична для сильно анизотропных (квазидвумерных) сверхпроводников ⁸. Полученные нами величины удовлетворительно согласуются с результатами работы ⁵, но почти в два раза меньше приведенных в ⁹. Отличие работы ⁹ состоит в том, что в ней измерения проводились в области более высоких температур и существенно больших сопротивлений. Это могло привести к тому, что измерения проводились не только в области TAFF. Наши данные не подтверждают также утверждение работы ⁹ о том,

что предэкспоненциальный множитель в соотношении (5) существенно (на три порядка) превосходит сопротивление образца в нормальной фазе (при $T \geq T_c$). Для всех исследованных нами полей этот предэкспоненциальный множитель составляет $\sim 10^{-1}$ мкОм·см, что существенно меньше сопротивления образца в нормальном состоянии. Отметим, что точность определения ρ_0 из аппроксимации зависимости $\rho(T)$ соотношением (5) невелика, поскольку изменение U на 10% приводит к изменению ρ — на порядок.

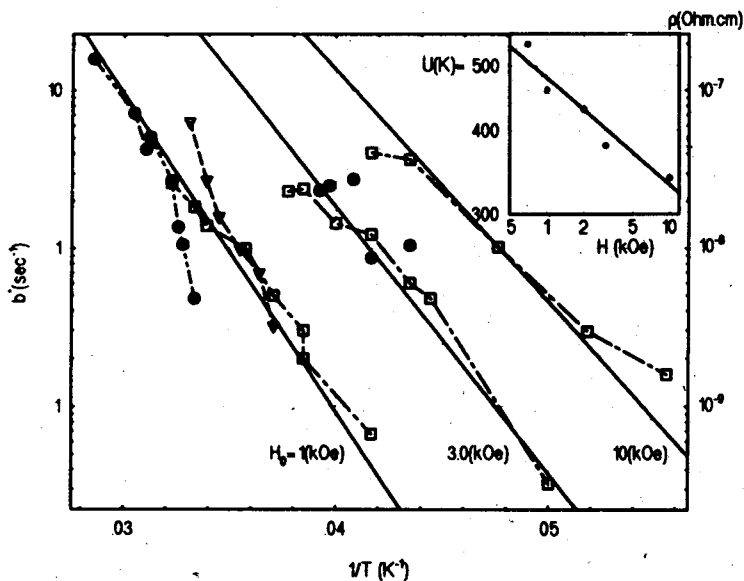


Рис.2. Сопоставление приведенных величин $b^* = bd/(7\text{мкм})$ и рассчитанных по соотношению (4) удельных сопротивлений $\rho[\text{мкОм}\cdot\text{см}] \approx 10^{-8}b^*[c^{-1}]$, для полей $H_0 = (1.0; 3.0 \text{ и } 10.0)\text{кЭ}$: \square — образец 1, $d = (5 \div 8)\text{мкм}$; ∇ — образец 2, $d \approx (22 \pm 2)\text{мкм}$; \bullet — образец 3, $d = (20 \pm 1)\text{мкм}$. Сплошные кривые — аппроксимация законом $\rho(T) = 0.1[\text{мкОм}\cdot\text{см}] \exp(-U/T)$; значения эффективной высоты барьеров U для различных полей $H[\text{кЭ}]$ представлены на вставке совместно с аппроксимацией: $U[K] = 480H^{-0.16}$

Диффузия магнитного потока проявляется в опыте лишь когда неравновесная намагниченность, созданная малым изменением внешнего поля $\delta H \ll H_0$, мала по сравнению с характерным масштабом $M(H_0)$, то есть, когда возбужденный приповерхностный ток $j \ll j_c$, где j_c — критическая плотность тока. При больших значениях δH соотношение (1) теряет применимость и при $j \approx j_c$ изменение неравновесной намагниченности определяется термоактивированным крипом вихрей, а релаксация момента происходит по логарифмическому закону. Именно в этом режиме и проделано большинство работ посвященных исследованию релаксации намагниченности в ВТСП.

Недавно в экспериментах по крипу потока было обнаружено качественное изменение динамики^{6,10} вихревой системы в монокристаллах Bi-2212 при $T_j \approx T_c/5$. В приведенных опытах нам не удалось установить как изменяется

характер диффузии при $T = T_j$.

1. P.Svendlinth, C.Rossel, K.Niskanen et al., Phys, C 176, 336 (1991).
2. C.J.van der Beek, P.H.Kes, M.P.Maley et al., Phys. C 185-189, 2507 (1991).
3. Л.Д.Ландау Л.Д., Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, гл. VII, М. Наука 1982.
4. Е.Н.Brandt., Z. für Phys. B 80, 167 (1990).
5. C.J.van der Beek, and P.H.Kes, Phys. Rev. B 43, 13032 (1991).
6. В.Н.Заварицкий, Н.В.Заварицкий, Письма в ЖЭТФ 54, 25 (1991).
7. Е.Н.Brandt, J. of Mod. Phys. B 2, 751 (1991).
8. J.W.Hsu, Kapitulnik et al., Appl. Phys. Lett. 57, 1061 (1990).
9. T.T.M.Palstra, B.Batlogg et al., Phys. Rev. B 41, 6621 (1990).
10. H.Safar, P.L.Gammel P.L. et al., Phys. Rev. Lett. 68, 2672 (1992).