

Переход от термически активированного к регулярному течению вихрей магнитного потока в ВТСП

© В.Н. Кушнир, А.Ю. Петров, С.Л. Прищепка

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220027 Минск, Белоруссия

E-mail: aleks@gw.bsuir.unibel.by

(Поступила в окончательном виде 17 марта 2000 г.)

С помощью транспортных измерений тонкопленочных микромостиков $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ исследуется влияние неоднородностей структуры сверхпроводника на движение вихревой среды в случае слабых магнитных полей при температурах от 78 до 83 К в зависимости от плотности тока смещения. Полученные результаты анализируются в рамках теорий крипа потока и регулярного течения вихрей. Показано, что токовые зависимости эффективного потенциала пиннинга вихрей с удовлетворительной точностью описываются в рамках двух статистических моделей, одна из которых была предложена ранее авторами. Обе модели содержат в качестве предельных случаев режимы термически активированного и регулярного течения вихрей. Широкая переходная область, где одновременно происходят процессы крипа и регулярного течения вихрей, обусловлена большой величиной дисперсии распределения энергии пиннинга. Установлено, что при превышении магнитным полем некоторого значения, происходит быстрое падение среднего значения и дисперсии потенциала пиннинга, так что режим регулярного течения наступает уже при малых значениях тока смещения. Данный факт связывается с явлением деструкции вихревых нитей на двумерные сегменты.

Ряд наиболее выразительных отличий ВТСП от обычных проявляется в окрестности критических температур T_c [1]. Один из основных методов экспериментальных исследований свойств ВТСП вблизи T_c — транспортные измерения [2,3]. Многочисленные теоретические модели, предложенные для количественного объяснения результатов транспортных измерений (резистивных и вольт-амперных характеристик (ВАХ)) [4], при всем их различии основаны на рассмотрении движений решетки абрикосовских вихрей. Из-за высокой степени анизотропии, слоистой структуры, больших значений T_c механизмы движения вихревой решетки (ВР) в ВТСП оказываются гораздо более сложными, нежели в обычных сверхпроводниках. "Статический" беспорядок (например, большая дисперсия распределения энергии пиннинга) сильно влияет на фазовые диаграммы в H - T -плоскости [5]. В частности, из-за "статического" беспорядка происходит размывание кроссовера крип-течение вихрей [6–8], что приводит к сильному уширению нелинейного участка ВАХ.

Кроме упругих колебаний ВР и транспортного движения из-за транспортного тока, существенным оказываются, например, изгибы (в частности "кинки"), "закручивания" вихревых нитей; сами вихревые нити в ВТСП обладают структурой, благодаря которой при определенных магнитных полях H и температурах T можно наблюдать двумерные вихри (например, с помощью дифракции нейтронов [9]). Следовательно, в применении к ВТСП можно говорить, скорее, о "вихревой среде", чем о вихревой решетке. Высокие T_c в сочетании со слоистой структурой ВТСП приводят и к сложным флуктуационным движениям вихрей, что проявляется в наличии большого количества фазовых переходов и кроссоверов в вихревой среде, отобра-

жаемых на фазовой диаграмме. В частности, при некоторой температуре $T_m(H)$ происходит "плавление" вихревой решетки [4,10] — переход из состояния с регулярной структурой в состояние "вихревой жидкости"; при более высоких температурах $T_m^*(H)$ происходит деструкция ("испарение") вихревых нитей, характеризующая тем, что $2D$ -сегменты вихревых нитей начинают совершать независимые флуктуационные движения [4,11].

Цель данной работы — исследование особенностей кроссовера крип — регулярное течение вихрей (РТВ) в тонких пленках ВТСП. Анализировались экспериментальные зависимости $\rho(T, H, J)$ (ρ — удельное сопротивление, J — плотность тока) тонкопленочных микромостиков $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ вблизи критической температуры для малых значений внешнего магнитного поля ($H \ll H_{c2}$).

Пленки $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ толщиной $d_f = 0.1 \mu\text{m}$ формировались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке фирмы "Riber" в университете Салерно (Италия). Подробно технология осаждения описана в [12]. Критическая температура T_c ($R = 0$) превышала 85 К. Пленки были высокотекстурированными, с осью c , перпендикулярной $\text{MgO}(100)$ -подложке. Транспортные измерения проводились по стандартной четырехзондовой схеме с постоянным током смещения. Регистрация данных производилась с помощью персонального компьютера. Подробно схема измерений описана в [13]. Магнитное поле до 1100 Ое создавалось с помощью медного соленоида. Все измерения были проведены с использованием жидкого азота в качестве хладагента. Микромостики формировались методом стандартной фотолитографии. Длина мостиков составляла 50, ширина — 30 μm .

Были получены резистивные характеристики $\rho(T)$ для ряда значений H и J . В качестве примера на рис. 1 представлены зависимости $\rho(T, H)$ для плотности транспортного тока $J = 111 \text{ А/см}^2$. Очевидно, с ростом магнитного поля ширина перехода увеличивается. В ВТСП такое уширение для температур, не слишком близких к T_c (что означают не слишком близкие к T_c температуры, уточним далее), связывают с термической активацией движения вихрей в поле центров пиннинга. В этом случае [14] резистивная характеристика может быть представлена в виде

$$\rho(T, H, J) = \rho_0 \exp\left(-\frac{U_\rho(T, H, J)}{k_B T}\right). \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — предэкспоненциальный множитель порядка величины удельного сопротивления в нормальном состоянии ρ_N , k_B — постоянная Больцмана, U_ρ — эффективный потенциал пиннинга. В дальнейшем будем анализировать резистивные характеристики посредством величины эффективного потенциала пиннинга

$$U_\rho(T, H, J) = k_B T \ln\left(\frac{\rho_0}{\rho(T, H, J)}\right). \quad (2)$$

Определим теперь, что означают температуры, не слишком близкие к T_c . Построив в соответствии с (2) зависимости $U_\rho(T)$ (рис. 2), мы увидим, что они линейны при $T \leq T^* \sim T_c$ (в нашем случае $T^* \sim 83\text{--}84 \text{ К}$); именно в области линейности $U_\rho(T)$ мы можем с уверенностью утверждать, что основной вклад в резистивную характеристику вносят термические возбуждения вихрей в поле центров пиннинга.

Заметим далее, что, поскольку достаточно сложно определить точное значение предэкспоненциального фактора ρ_0 , величина $U_\rho(T)$ также определена с некоторым фоном $\sim k_B T$. Поэтому удобнее вместо $U_\rho(T)$ использовать ее линейную экстраполяцию $U_{\rho 0}$ до нулевой температуры.

Проанализируем токовые зависимости $U_{\rho 0}(\lg J)$ для различных значений магнитного поля, полученные из резистивных характеристик (для удобства восприятия значения тока отложены в логарифмическом масштабе) (рис. 3).

Видно, что зависимость $U_{\rho 0}(\lg J)$ имеет вид ступеньки. Левая и правая "полки" зависимости $U_{\rho 0}(\lg J)$ соответствуют на самом деле двум режимам поведения вихревой решетки с $\rho = \text{const}$ (линейной, или омической ВАХ), разделенным областью кроссовера.

Достаточно тривиальным является объяснение правой "полки" зависимости $U_{\rho 0}(\lg J)$ (для $J > J^* \sim (2\text{--}4) \times 10^4 \text{ А/см}^2$) в терминах РТВ [15]. Действительно, работа W^* силы Лоренца F_L^* по освобождению вихревой нити длиной, равной толщине пленки d_f , из потенциальной ямы шириной $r_p \geq \xi_{ab}$ ($\xi_{ab} = 15 \text{ \AA}$ — корреляционная длина в плоскости ab [16]) при $J = J^*$ есть величина порядка $F_L^* r_p \approx J^* \Phi_0 d_f \xi_{ab}$ (Φ_0 — квант магнитного потока); подстановка в последнее равенство значений J^* ,

d_f , ξ_{ab} , Φ_0 дает $W^* \sim k_B T$ порядка энергии пиннинга $U_\rho(T, J^*)$ при $T \sim 80 \text{ К}$.

Левая "полка" зависимости $U_{\rho 0}(\lg J)$ ($0 < J < 10^3$) $\text{А/см}^2 \sim 0.1 J^*$, также соответствующая линейной ВАХ, совсем не является тривиальной для сверхпроводников и, строго говоря, противоречит понятию сверхпроводящего состояния: для сверхпроводника выполняется условие $\rho(J \rightarrow 0) \rightarrow 0$, или, что то же, $U_\rho(T, H, J) \rightarrow \infty$. В нашем случае $U_\rho(T, H, J \rightarrow 0)$ является конечной величиной: $U_\rho(T, H, J \rightarrow 0) \sim (5\text{--}6)k_B T$. Как указано в [17,18], это типичное значение для так называемого режима термически активированного течения вихрей (ТАТВ), когда из-за больших тепловых флуктуаций относительно низкий потенциальный барьер преодолевается вихрем с достаточно большой вероятностью, что как раз и делает режим наблюдаемым. Согласно [4], существование режима ТАТВ возможно, если вихревая решетка находится в "расплавленном состоянии", имеющем место для температур $T > T_m(H)$. Глазман и Кошелев [11] дали следующую оценку температуры плавления $T_m(H)$ вихревой решетки (пригодную и для малых значений поля H):

$$T_m(H) = \frac{\varepsilon_0 c_L^2}{\gamma} \left[\frac{\pi}{2} \ln\left(\frac{H_{c2}(T)}{H}\right) \right]^{1/2} \left(\frac{\Phi_0}{H}\right)^{1/2}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda_{ab})^2$ — энергия единицы длины вихревой нити, γ — коэффициент анизотропии, c_L — число Линдемманна, λ_{ab} — глубина проникновения магнитного поля в плоскости ab , $H_{c2}(T)$ — верхнее критическое магнитное поле. Подставляя в (3) характерные для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ значения $c_L = 0.2$, $H_{c2}(0) \approx 23 \text{ Т}$, $\gamma \approx 70$, $\lambda_{ab}(0) \approx 0.21 \mu\text{м}$ [16], получим $T_m \leq 80 \text{ К}$ для $H \gtrsim (50\text{--}100) \text{ Ое}$. Таким образом, в исследуемых интервалах значений полей и температур выполняется равенство $T_m(H) \leq T$. Здесь уместно отметить возможность еще одного "фазового перехода", на который указывают экспериментальные данные. Из рис. 3 видно, что при $H = 1100 \text{ Ое}$ значения $U_{\rho 0}(J)$ для режимов ТАТВ и течения потока мало отличаются друг от друга. Одна из причин подобного исчезновения пиннинга — это деструкция ("испарение") вихревых нитей [10]. Суть данного явления в том, что в результате тепловых флуктуаций связь между $2D$ -сегментом вихревой нити становится очень слабой. В [11] дана следующая оценка температуры $T_m^*(H)$ разрушения вихревой нити:

$$T_m^*(H) \approx T_m(H) \left[\frac{\pi \Phi_0}{H \Lambda^2} \ln\left(\frac{\Lambda}{\pi \xi_{ab}}\right) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где $\Lambda = \gamma s$ — джозефсоновская длина, $s = 15 \text{ \AA}$ — расстояние между сверхпроводящими слоями. Для $T \approx 80 \text{ К}$ в соответствии с (4) значение поля "испарения" нити $H_d \approx 2000 \text{ Ое}$. Зависимости $T_m^*(H)$ и $T_m(H)$, рассчитанные из (3), (4), представлены на вставке к рис. 3. Из эксперимента [9] получены несколько меньшие значения $H_d \sim (600\text{--}1000) \text{ Ое}$. Завышенное

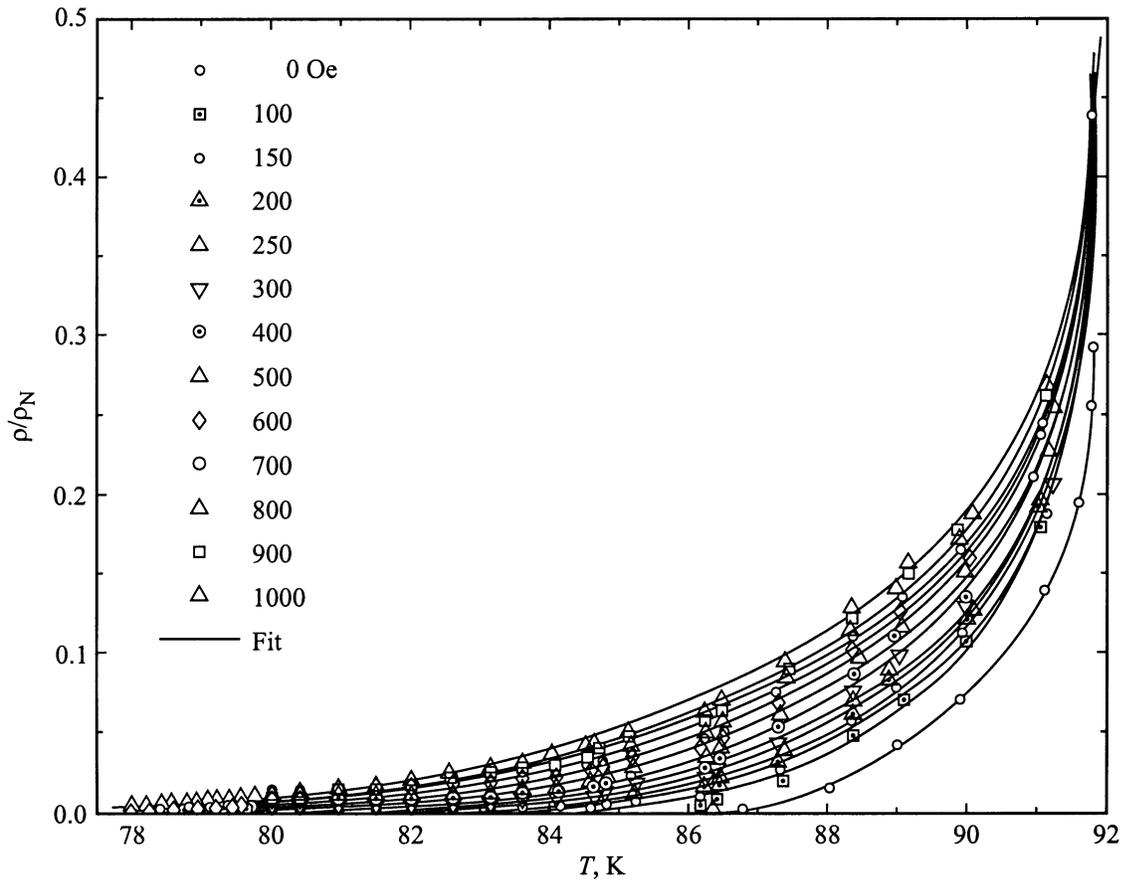


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления (низкоомная часть) для различных значений внешнего магнитного поля при $J = 111 \text{ A/cm}^2$.

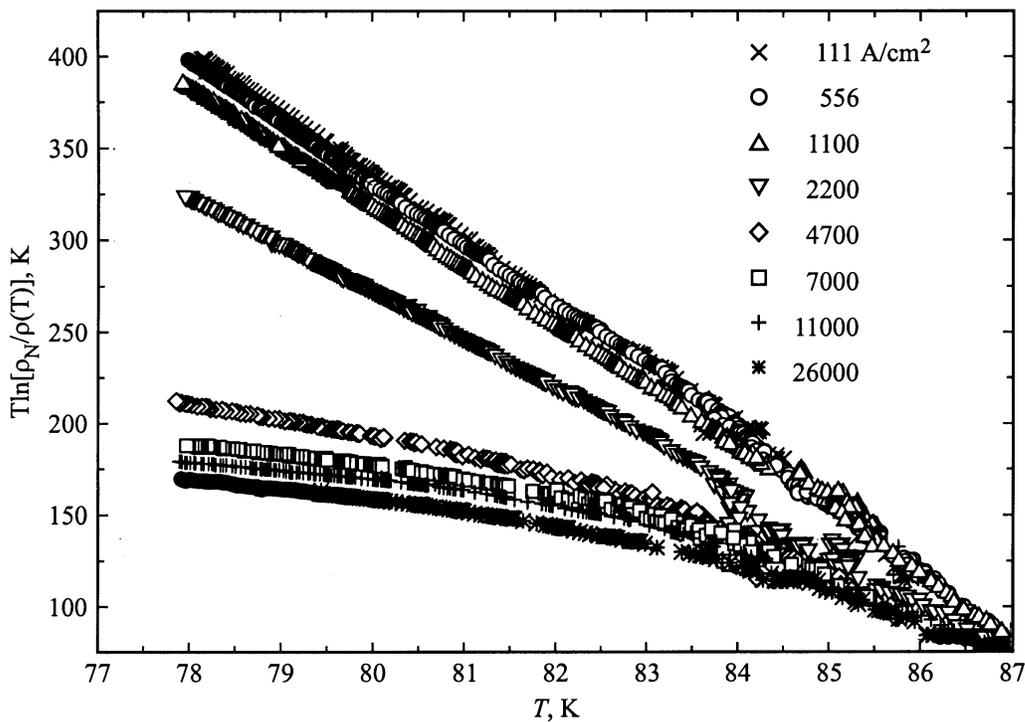


Рис. 2. Зависимость $U_\rho(T)$, полученная из экспериментальных данных с помощью (3), для различных значений J при $H = 100 \text{ Oe}$.

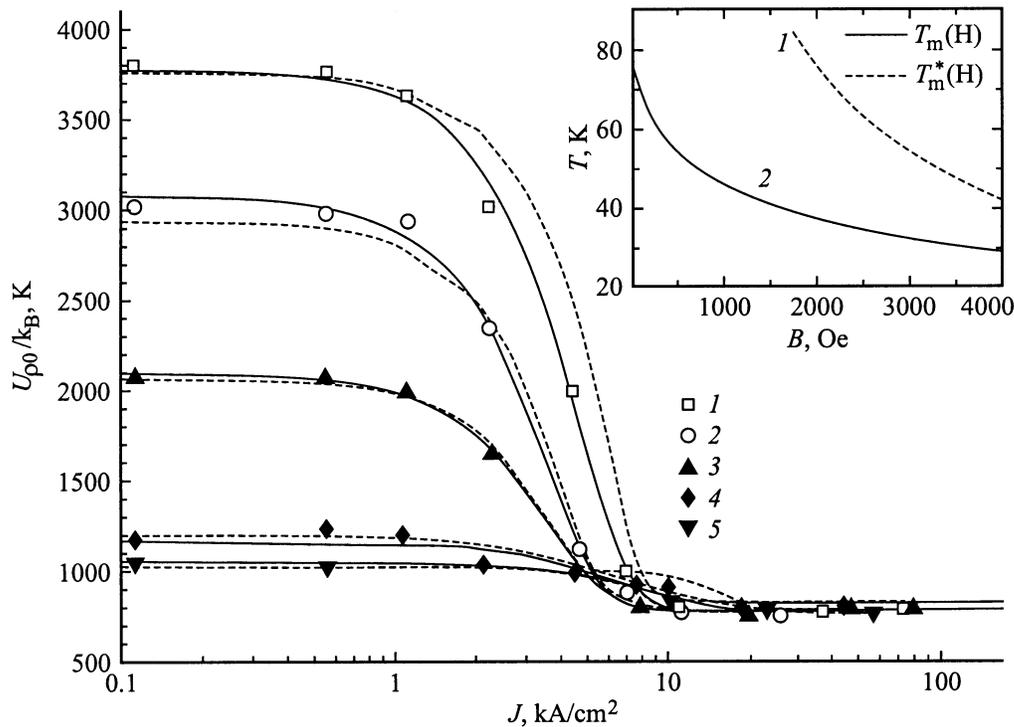


Рис. 3. Зависимость $U_{\rho 0}(J)$ для разных значений магнитного поля. Данные получены для различных значений магнитного поля H , Oe: 1 — 50, 2 — 150, 3 — 600, 4 — 800, 5 — 1100. На вставке представлены рассчитанные зависимости $T_m^*(H)$ (1) и $T_m(H)$ (2).

значение в [11] с достаточной степенью уверенности можно объяснить тем, что оценка (4) получена без учета влияния точечных дефектов в CuO-плоскостях; но точечные дефекты увеличивают деформации изгиба вихревых нитей, что способствует их разрушению. Распад вихревых нитей на $2D$ -сегменты приводит к тому, что при $H \geq H_d$ любой малый транспортный ток вызывает свободное течение двумерных вихрей.

Наиболее вероятной причиной относительно широкой области кроссовера по току ($0.1J^* \leq J \leq J^*$) является достаточно большая величина дисперсии σ распределения энергии пиннинга: $\sigma \sim U(T, H, J) \sim k_B T$. Это означает, что при плотностях тока $J \in (0.1J^*, J^*)$ в вихревой системе одновременно происходят процессы крипа и РТВ. Для того, чтобы количественно описать экспериментальные данные и показать влияние статического беспорядка на динамику вихрей, рассмотрим две теоретические модели [19,20]. В модели Гриссена [19] (названной моделью "параллельных резисторов") рассматривается одиночный вихрь (или "связка", "кластер" вихрей), для которого определяются среднее время пребывания в состоянии крипа и среднее время пребывания в состоянии регулярного течения; затем в результате некоторой процедуры усреднения находится средняя скорость вихря и далее напряженность электрического поля, возникающая в силу транспортного тока. Во второй модели [20] рассматривается ансамбль вихрей, каждый из которых преодолевает потенциальный барьер, высота

и ширина которого являются случайными величинами. При включенном транспортном токе часть вихрей совершает надбарьерное движение, т.е. находится в состоянии течения, а часть — движется сквозь барьер в силу тепловых флуктуаций, т.е. находится в состоянии крипа. Объединяет эти модели то, что обе они содержат в качестве предельных случаев ТАТВ при малых J и РТВ — при больших J . Любопытно, что экспериментальные данные хорошо описываются наиболее простыми реализациями этих моделей.

Не станем приводить выкладок модели Гриссена, а дадим лишь конечную формулу ее "однодоменного" варианта для логарифмических резистивных характеристик

$$U_{\rho}(J) = k_B T \ln \left(\frac{\rho_N}{\rho} \right) = k_B T \ln \left(\frac{\rho_N}{\rho_{ff}} \right) + k_B T \ln \left\{ 1 + C(H, T) \frac{J/J_l}{\text{sh} \left[\frac{A(H, T) J}{k_B T J_l} \right]} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $A(H, T)$ — изменение энергии вихревой линии (связки вихрей), связанное с силой Лоренца, J_l — локальный критический ток (критический ток связки вихрей). Параметр $C(H, T)$ выражается через характерные длины крипа L_c , свободного течения L_f , удельное сопротивление в режиме регулярного течения ρ_{ff} . Отметим,

что в пределе больших J

$$U_p(J) \approx k_B T \ln \left(\frac{\rho_N}{\rho_{ff}} \right) + k_B T C(H, T) \frac{J}{J_l} \exp \left(-\frac{A}{kT} \frac{J}{J_l} \right),$$

из чего следует, что при $J \gg J_l$ удельное сопротивление образца асимптотически приближается к ρ_{ff} . На рис. 3 сплошными линиями показаны графики $U_p(J)$, рассчитанные по формуле (5) с использованием параметров A и C в качестве подгоночных.

Согласно второй модели [20], напряженность электрического поля дается формулой

$$E = n_{cr}(J) E_c \exp \left(-\frac{\bar{U}(J)}{k_B T} \right) + n_f(J) \rho_{ff} J. \quad (6)$$

Здесь $n_f(J)$ и $n_{cr}(J) = 1 - n_f(J)$ — доли вихрей, участвующих в РТВ и крипе вихрей соответственно; E_c — предэкспоненциальный фактор; $\exp(-\bar{U}(J)/k_B T) \equiv \langle \exp(-U(J, J_c)/k_B T) \rangle_{J_c \geq J}$, где $U(J, J_c)$ — величина потенциального барьера, преодолеваемого вихрем при крипе, J_c — локальный критический ток (ток, при котором потенциальный барьер для вихря исчезает), символ $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по распределению величин высоты и ширины потенциального барьера, таких что $J_c \geq J$.

Наиболее простой частный случай зависимости $E(J)$ (6) реализуется при экспоненциальном распределении потенциала пиннинга и линейной зависимости $U(J) = U_0 - Ja \equiv U_0(1 - J/J_c)$, где a — постоянный параметр и $U_0 \in [U_{\min}, \infty)$ [20]

$$\begin{cases} E = E_c \frac{1}{1 + \frac{\sigma}{k_B T}} 2 \operatorname{sh} \left[\frac{U_{\min}}{k_B T} \frac{J}{J_{\min}} \right] \\ \quad \times \exp \left(-\frac{U_{\min}}{k_B T} \right) \text{ при } J < \frac{U_{\min}}{a} \equiv J_{\min}, \\ n_f = 0 \end{cases} \quad (7a)$$

$$\begin{cases} E = \frac{2E_c}{1 + \frac{\sigma}{k_B T}} \operatorname{sh} \left[\frac{U_{\min}}{k_B T} \frac{J}{J_{\min}} \right] \exp \left(-\frac{U_{\min}}{k_B T} \right) \\ \quad \times \exp \left\{ -\frac{U_{\min}}{\sigma} \left[1 + \frac{\sigma}{k_B T} \right] \left[\frac{J}{J_{\min}} - 1 \right] \right\} + n_f(J) \rho_{ff} J \\ n_f = 1 - \exp \left\{ -\frac{U_{\min}}{\sigma} \left[\frac{J}{J_{\min}} - 1 \right] \right\} \text{ при } J > J_{\min}. \end{cases} \quad (7b)$$

При $J \ll J_{\min}$ уравнение (7a) описывает режим ТАТВ с логарифмической характеристикой

$$k_B T \ln \left(\frac{\rho_N}{\rho} \right) \approx U_{\min} + k_B T \ln \left[\frac{\rho_N J_{\min} k_B T + \sigma}{E_c} \frac{1}{2U_{\min}} \right].$$

При $J \gg J_{\min}$ получаем

$$\begin{aligned} E &\approx \rho_{ff} J + \frac{E_c (1 - n_f(J))}{1 + \frac{\sigma}{k_B T}} \\ &= \rho_{ff} J + \frac{E_c}{1 + \frac{\sigma}{k_B T}} \exp \left\{ -\frac{U_{\min}}{\sigma} \left(\frac{J}{J_{\min}} - 1 \right) \right\}, \end{aligned}$$

т.е. ВАХ экспоненциально приближается к ВАХ РТВ в соответствии с экспериментально наблюдаемым характером перехода к данному режиму. Графики $U_p(J)$,

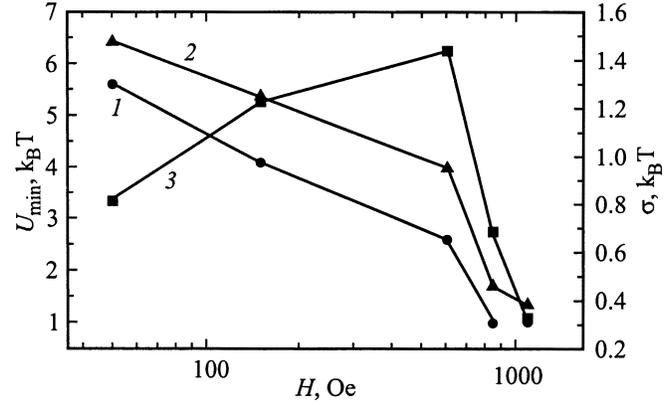


Рис. 4. Зависимость подгоночных параметров U_{\min} , σ и среднего значения \bar{U} от величины внешнего магнитного поля с использованием подгоночной процедуры согласно уравнений (7).

полученные в соответствии с (7), представлены на рис. 3 штриховыми линиями. При обработке экспериментальных данных в качестве подгоночных использовались параметры U_{\min} и σ . Значения U_{\min} и σ , полученные для различных значений H , представлены на рис. 4. Поведение U_{\min} и σ в зависимости от магнитного поля выглядит достаточно характерно для $H \in (50, 600 \text{ Ое})$. При увеличении H от 50 до 600 Ое $U_{\min}(H)$ уменьшается, а $\sigma(H)$ увеличивается — это вполне понятно, поскольку ”добавляемые” вихри занимают более ”слабые” центры пиннинга. Из рис. 4 можно увидеть, что среднее значение потенциала пиннинга $\bar{U}(H) = U_{\min}(H) + \sigma(H)$ есть линейная функция $\ln(H)$ при $H \in [50, 600] \text{ Ое}$, это подтверждает обоснованность выбора экспоненциального распределения энергии пиннинга [12]. При увеличении H от 600 до 850 Ое происходит достаточно резкое убывание $U_{\min}(H)$, вплоть до фонового значения $k_B T$, и уменьшение дисперсии σ . При этом, очевидно, начинает доминировать режим регулярного течения 2D-вихрей. Заметим, что в случае $U_{\min} = k_B T$ фракции вихрей, находящихся в состоянии регулярного течения, выполняются уже при плотностях тока, близких к нулю.

Таким образом, в работе получены следующие основные результаты. Проведены транспортные измерения тонкопленочных микромостиков $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ в слабых магнитных полях при разных значениях токов смещения. Показано, что экспериментальные данные качественно и количественно объясняются в рамках статистических моделей [19,20], содержащих в качестве предельных случаев режимы ТАТВ и РТВ.

Установлены зависимости от магнитного поля параметров модели [20], характеризующих воздействие неоднородностей образца на движение вихрей: дисперсии $\sigma(H)$ распределения потенциала пиннинга и среднего значения потенциала пиннинга $\bar{U}(H) = U_{\min}(H) + \sigma(H)$. Показано, что быстрое падение $\sigma(H)$ и $\bar{U}(H)$ при $H > H_d \sim 800 \text{ Ое}$ связано с переходом к регулярному

течению вихрей. Помимо этого на динамику вихрей при $H \geq 1000$ Oe может оказывать влияние деструкция вихревых нитей на $2D$ -сегменты.

Список литературы

- [1] A.S. Aleksandrov, N.F. Mott. High temperature superconductors and other superfluid. Taylor and Francis, Bristol (1994). 390 p.
- [2] A.N. Lykov. *Physica* **C218**, 485 (1993).
- [3] С.В. Мериакри. Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники **10**, 3 (1999).
- [4] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 4, 1125 (1994).
- [5] V. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, P.H. Kes. *Physica* **C295**, 3-4, 209 (1998).
- [6] R. Griessen. *Phys. Rev. Lett.* **64**, 14, 1674 (1990).
- [7] J. Chen, D.L. Yin, C.Y. Li. *J. Tan. Solid State Commun.* **89**, 9, 775 (1994).
- [8] T. Kisu, T. Nakamura, M. Takeo, K. Kuroda, Y. Matsumoto, F. Irie. *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **5**, 1363 (1995).
- [9] E.M. Forgan, R. Cubbit, M.T. Wylie, G. Yang, C.E. Gough, S.L. Lee, H. Keller, D. Mc Paul. The 1994 International workshop on superconductivity. Kyoto, Japan (1994). P. 151.
- [10] D. Feinberg. *J. Phys. III* **4**, 2, 169 (1994).
- [11] L.I. Glazman, A.E. Koshelev. *Phys. Rev* **B43**, 4, 2835 (1991); *Appl. Supercond.* **5**, 2, 1363 (1995).
- [12] C. Attanasio, C. Coccolese, V.N. Kushnir, L. Maritato, S.L. Prischepa, M. Salvato., *Physica* **C255**, 3/4, 239 (1995).
- [13] И.Л. Селезнев, С.В. Жданович, В.А. Попов, С.Л. Прищеп. *ПТЭ* **6**, 210 (1992).
- [14] M. Tinkham. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 14, 1658 (1988).
- [15] J. Bardeen, M.J. Stephen. *Phys. Rev.* **A140A**, 1197 (1965).
- [16] S.L. Cooper, K.E. Gray. In: *Physical Properties of High Temperature Superconductors* / Ed. by D.M. Ginzberg. World Scientific, Singapore (1994). P. 63.
- [17] P.H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C.J. van der Beek, J.A. Mydosh. *Supercond. Sci. Technol.* **1**, 1, 242 (1989).
- [18] D. Dew-Hughes. *Cryogenics* **28**, 10, 674 (1988).
- [19] R. Griessen. *Physica* **C175**, 3/4, 315 (1991).
- [20] V.N. Kushnir, C. Coccolese, S.L. Prischepa, M. Salvato. *Physica* **C275**, 3/4, 211 (1997).