

ДИНАМИКА ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$

В.Н. Заварицкий, Н.В. Заварицкий

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы АН СССР

117973, Москва

Институт общей физики АН СССР

117942, Москва

Поступила в редакцию 3 июня 1991 г.

Обнаружено качественное изменение динамики вихревой структуры в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ при $T_j \cong (17 \pm 1)$ К, которое проявляется в скачкообразном изменении на порядок нормированной скорости логарифмического крипа потока, резком изменении характера температурной зависимости остаточной намагниченности $M_R(T)$ и изменении зависимости высоты барьера U от плотности незатухающих токов. Установлено, что $U_0 \rightarrow \text{const}$ при $T \rightarrow T_c$.

Критическое состояние высокотемпературных сверхпроводников характеризуется слабым закреплением вихревой структуры. Это приводит к тому, что в этих веществах сильно развиты долговременные релаксационные процессы ¹⁻³, величина критического тока невелика, сопротивление образцов вблизи T_c имеет термоактивационный характер ⁴ и т. п. Эти эффекты определяются относительной высотой U_0/T потенциального барьера для крипа потока, величина которой в ВТСП ($U/T \leq 10$) оказывается более чем на порядок меньше, чем в "традиционных" сверхпроводниках второго рода. Изучению этой проблемы посвящено значительное число экспериментальных ¹⁻⁴ и теоретических ⁵⁻⁷ работ. С точки зрения эксперимента, предпочтительно исследование Bi - и Tl -представителей семейства ВТСП, поскольку в них отсутствуют границы двойникования, пиннинг на которых может существенно усложнить проблему. В настоящее время экспериментальные данные даже для монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212) демонстрируют явное несоответствие. В частности, из резистивных ⁴ и механических ⁸ измерений при $T \geq T_c/2$ получена оценка высоты потенциального барьера для движения вихрей $U_0 > 1000$ К, в то время как существенно меньшие величины $U_0 \cong (80 \div 150)$ К определены из низкотемпературных исследований релаксации намагниченности ¹⁻³. Этот дисбаланс тем более удивителен, что именно при низких температурах наблюдаются значительные плотности критического тока. Кроме того в экспериментальной проверке нуждались работы ⁹⁻¹⁰, предсказывавшие линейный спад $U_0 \sim T_c - T$ вблизи T_c . Настоящая работа посвящена исследованию динамики вихревой структуры при $H \parallel c$ в монокристаллах Bi-2212 в широком диапазоне температур от 4,2 К и вплоть до $(T_c - T) < 1$ К.

Монокристаллы номинальной стехиометрии $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, исследованные в настоящей работе, были выращены по методике ¹¹, и имели $T_c \cong 95$ К при ширине перехода $\Delta T \cong 0.5 \div 1.5$ К, определенной по измерениям намагниченности в слабых полях $\leq 0,1$ Э. Изучались характеристики остаточной намагниченности, M_R , которая возникала в монокристалле Bi-2212 , предварительно охлажденном в нулевом поле ниже T_c (ZFC), после прохождения по предельной (или частичной) петле гистерезиса. Также были изучены свойства остаточной намагниченности, M_{TR} , возникавшей в образце, охлажденном во внешнем поле (FC), после выключения внешнего поля. Время измерения релаксации остаточной намагниченности составляло $1 \div 15$ часов в зависимости от

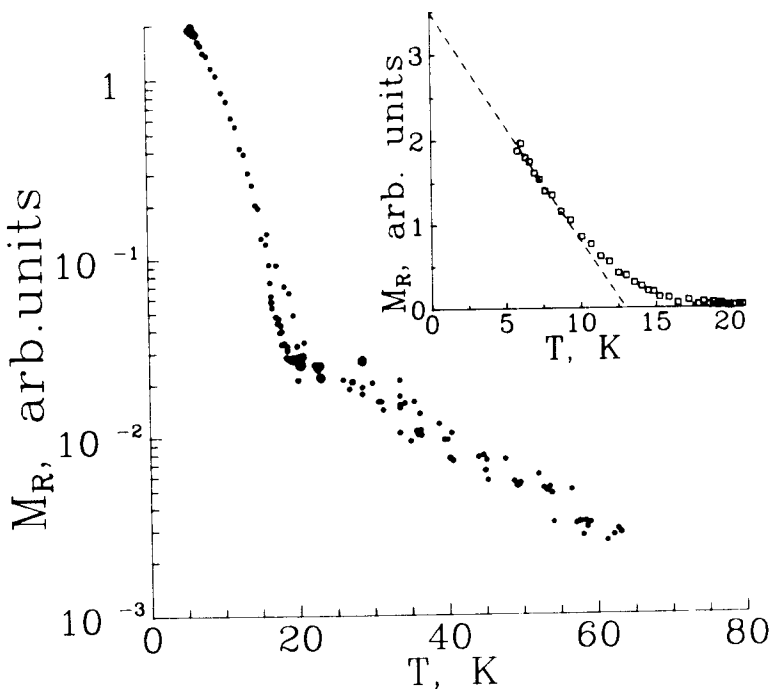


Рис. 1. Типичный температурный ход остаточной намагниченности $M_R(T)$ монокристалла Bi-2212. На врезке - зависимость $M_R(T)$, аппроксимированная соотношением (2).

относительной величины эффекта, точность стабилизации температуры образца в ходе опыта составляла ≈ 50 мК и ≈ 5 мК при низких температурах и вблизи T_c соответственно. Измерения в диапазоне $(4 \div 80)$ К производились в автоматизированном СКВИД-магнитометре конструкции А.А. Юргенса, для прецизионных измерений вблизи T_c использован ранее описанный ¹²⁻¹³ ВТСП-СКВИД-магнитометр.

Величина остаточной намагниченности M_R , полученной в предельном цикле петли гистерезиса, согласно модели Бина ¹⁴, пропорциональна плотности критического тока j_c в образце. Нами обнаружено, что эта зависимость в монокристаллах Bi-2212 имеет аномальный характер (рис.1) и может быть аппроксимирована законом

$$M_R(T) \propto \exp(-T/T_0) \quad (1)$$

с $T_0 \approx 2 \div 3$ К при $4 \text{ К} \leq T \leq 17$ К и $T_0 \approx (17 \div 18)$ К при более высоких температурах. Похожие зависимости наблюдались ранее ¹⁵ в керамике Bi-2223. Релаксация намагниченности исследованных монокристаллов во всем диапазоне температур (за исключением $T \approx 15 \div 18$ К) хорошо аппроксимируется законом $M = M_0(1 - S \ln t)$ (рис.2), который традиционно интерпретируется в рамках модели термоактивированного крипа потока ¹⁶. Согласно этим представлениям, релаксация намагниченности $M(t)$ определяется некоторой характерной высотой U_0 барьера для крипа вихревой структуры и характеризуется безразмерной скоростью релаксации $S = T/U_0 = -(1/M_0) \partial M(t) / \partial \ln t$. Резкое уменьшение тока при повышении температуры, наблюдаемое нами при $T \ll T_c$, может быть связано с обусловленным крипом потока уменьшением величины тока за характерное время измерения $M_R(T)$ ($t_1 \approx 1$ мин). В рамках модели ¹⁶, предполагая что $j_c = \text{const}$, получаем что

$$j/j_c = 1 - (T/U_0) \ln(t_1/\tau_0), \quad (2)$$

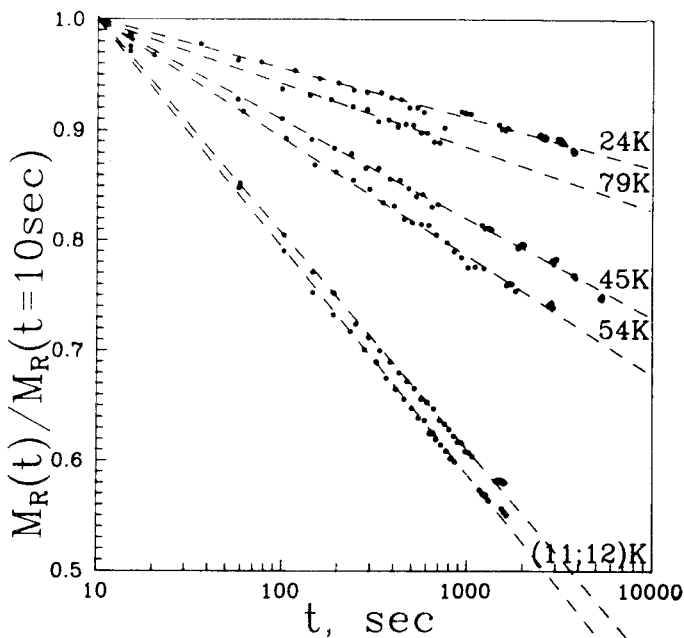


Рис. 2. Типичные характеристики изотермической релаксации нормированной намагниченности для Bi-2212. Пунктиры -- аппроксимации законом $M_R(t)/M_R(t_0) = 1 - S \ln t$.

т.е. следует ожидать линейное уменьшение "магнитного" критического тока с температурой. Низкотемпературная часть зависимостей $M_R(T)$ допускает аппроксимацию законом (2), как показано на врезке к рис.1. Более строгое рассмотрение¹⁷ показывает, что зависимости $M_R(T)$ отражают главным образом температурную зависимость скорости логарифмического крива $S(T)$. Значения скоростей S , определенные для семи исследованных кристаллов во всей области температур из аппроксимации релаксационных зависимостей предельного остаточного момента законом $M_R(t) \sim \ln t$, представлены на рис.3. Сопоставление данных о характере изменения с температурой плотности критического тока (рис.1) и нормированной скорости релаксации S (рис.3) указывает на смену динамики вихревой структуры при $T = T_j \approx 17$ К, которая проявляется в скачкообразном изменении высоты барьера $U_0 = T/S$, приводящему к ослаблению зависимости критического тока от температуры. В предположении о двух сортах центров пиннинга, различающихся глубиной и концентрацией, уменьшение критического тока при возрастании температуры в области $T < T_j$ обязано термоактивационному освобождению вихрей с мелких центров пиннинга, ответственных за величину тока при низких температурах. По мере роста температуры эффективность пиннинга на этих центрах падает в меру уменьшения отношения U_0/T от ≈ 50 при 4 К до ≈ 5 при T_j ; выше этой температуры мелкие центры уже не могут удержать вихрь и пиннинг определяется лишь глубокими центрами, - что приводит к смене зависимости $j_c(T) \propto M_R(T)$ при $T > T_j$.

Для детального объяснения этого явления может быть привлечена модель¹⁶, модифицированная в¹⁷ на случай двух типов центров пиннинга - с высокими барьерами $U_m = U_1$ и с мелкими $U_m = U_2$. Скорость релаксации намагниченности, согласно¹⁷, описывается соотношением:

$$S = -\partial \ln M / \partial \ln t = \alpha^{-1} (T/U_m)^{1/\alpha} [\ln(t/\tau_0)]^{1/\alpha - 1}, \quad (3)$$

где α - показатель степени в зависимости высоты барьера от плотности тока

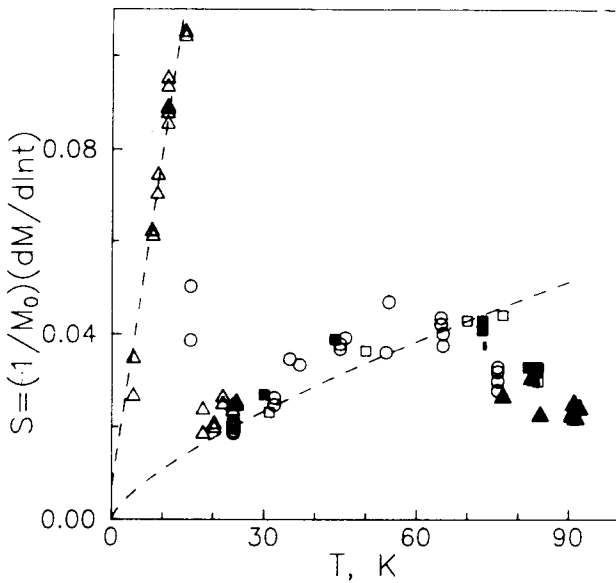


Рис. 3. Нормированные скорости релаксации остаточной намагниченности, определенные для семи исследованных кристаллов из экстраполяции экспериментальных релаксационных зависимостей законом $M_R(t) \simeq M_0(1 - S \ln t)$. Пунктир-аппроксимация экспериментальной зависимости $S(T)$ законом (3) с $\alpha \sim 1$ и $\alpha \simeq 1,5$

$U \sim (j/j_c)^\alpha$. При низких температурах $T \ll U_2/\ln(t/\tau_0)$ и слабых токах $j \ll j_c$, соотношение (3) справедливо при $U_m = U_2$. При температуре $T > U_2/\ln(t/\tau_0)$ мелкие центры пиннинга выключаются и снова можно пользоваться формулой (3), где вместо U_m нужно подставить U_1 . В противоречии с ранее известными экспериментальными данными, модель ¹⁷ предсказывала резкий скачок S при температуре

$$T_j = U_2/\ln(t/\tau_0). \quad (4)$$

Скачок на температурной зависимости $S(T)$ впервые, насколько нам известно, обнаружен в настоящей работе (рис.3).

Согласно (3) температурная зависимость $S(T)$ чувствительна к параметру теории α , который зависит от характера крипа и размерности задачи ^{6,7}. Так, в работе ⁶ для 3-D случая (в предположении малости характерной длины прыжка по сравнению со средним расстоянием между вихрями), предсказаны различные значения α для случаев крипа одиночных вихрей и для коллективного крипа связок вихрей; величина α зависит также и от относительного размера "связки" по сравнению с лондоновской глубиной проникновения. Аппроксимация экспериментальной зависимости $S(T)$ законом (3) дает оценку величины $\alpha \sim 1$ при $T \leq T_j$; при высоких температурах $T > T_j$ точность аппроксимации меньше, поэтому можно лишь дать нижнюю оценку $\alpha \simeq 1,5$ (аппроксимации с указанными значениями α представлены на рис.3 пунктиром).

С целью уточнения абсолютных величин α , исследовались процессы изотермической релаксации остаточного момента из состояния вихревой системы, соответствующего исходному M_R , но релаксированному в течении произвольно большого времени. Использованный метод основан на использовании отличия состояния вихревой структуры в зависимости от метода создания остаточной намагниченности: M_R или M_{TR} . В первом случае перед выключением поля в образце создается критическое состояние и, хотя абсолютная величина M_R может иметь любое значение от нулевого до максимального (соответствующего выводу поля после создания развитого критического состояния),

скорость релаксации S в первом приближении определяется одним и тем же критическим током, независимо от степени приближенности гистерезисного цикла к предельному. При приготовлении термореманентного состояния M_{TR} , образец охлаждается и переводится в сверхпроводящее состояние в постоянном внешнем поле (H_{FC}), создающем и поддерживающем в нем упорядоченную вихревую структуру, плотность которой определяется величиной поля. В этом случае состояние системы вихрей перед выключением поля отличается только плотностью от созданного в предельном гистерезисном цикле при данной температуре.

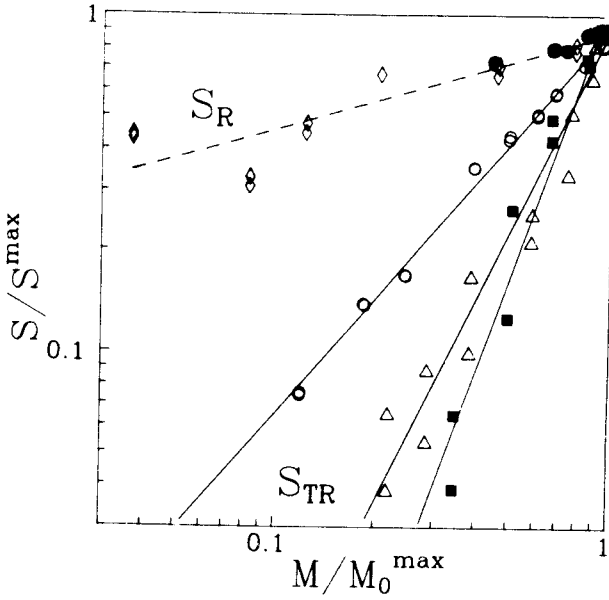


Рис. 4. Зависимости нормированной скорости релаксации S от приведенной намагниченности. \circ , \square и Δ - нормированные скорости S_{TR} для изотермической релаксации M_{TR} при $T \approx 11, 30$ и 78 К соответственно; \bullet и \circ - S_R , - определены из M_R -релаксации при $T \approx 11$ К и 30 К соответственно. Показаны аппроксимации экспериментальных данных законом $S \propto (M_{TR}^{max}/M_{TR})^{-\alpha}$, сплошными линиями показаны аппроксимации S_{TR} с $\alpha = 1,05; 2,8$ и 2 для $T \approx 14; 30$ и 78 К соответственно; пунктир ($\alpha \approx 0,2$) иллюстрирует существенно более слабую зависимость $S_R(M_R)$.

В то время как зависимости $M_R(T)$ остаточной намагниченности, полученные в результате прохождения по неполной петле описываются единым законом, температурные зависимости $M_{TR}(T)$ определяются относительной величиной H_{FC} . Зависимость $M_{TR}(T)$, полученная после охлаждения образца в большом поле $H_{FC} > H_{c1}$, совпадала с $M_R(T)$, полученной в предельном гистерезисном цикле. При меньших плотностях исходной вихревой структуры характер изменения $M_{TR}(T)$ оказался подобен кривым $M_R(T)$, полученным после длительной изотермической релаксации.

Независимо от метода приготовления исходного состояния (M_R и/или M_{TR}), релаксация намагниченности хорошо описывается логарифмическим законом. Обнаружена сильная зависимость скорости S , определенной из кривых изотермической релаксации $M_{TR} \approx j$, которая аппроксимируется законом:

$$S_{TR} \sim (M_{TR}/M_{TR}^{max})^\alpha \quad (5)$$

величина показателя степени $\alpha = 1,0 \pm 0,1$ при $T \approx 14$ К и достигает $\alpha = 1,8 \pm 0,2$ и $2,8 \pm 0,2$ при $T \approx 78$ и ≈ 30 К соответственно в то время как S_R - скорости релаксации M_R , в нулевом приближении не изменяются при изменении абсолютной величины M_R более чем на порядок (пунктир на рис.4).

Отметим удовлетворительное согласие между оценками величины показателя α , полученными двумя независимыми методами.

При определении величины S по соотношению (2) мы использовали в качестве M_0 значение $M_R(t_0 = 10 \text{ сек})$; учет отличия t_0 от τ_0 приводит к следующему соотношению между измеренной (S) и истинной (S_G) скоростями релаксации:

$$S_G \approx S/[1 + S \ln(t_0/\tau_0)]. \quad (6)$$

Как следует из (6), традиционное ¹⁻³ отождествление первой измеренной точки с M_0 может привести не только к переоценке абсолютной величины S , но и к искажению ее температурной зависимости. Согласно оценкам ¹⁸ $\tau_0 \sim 10^{-2} \div 10^{-12}$ сек, однако имеются указания ¹⁹ на то, что этот параметр может иметь существенно большую величину. Из сопоставления коэффициентов линейной экстраполяции зависимости $j(T)$ (врезка к рис.1) и результата подстановки экспериментальных данных $S(T)$ (модифицированных по соотношению (6)) в (2), получена оценка $\tau_0 \sim 1 \div 7$ сек в области $T \leq T_j$. Поскольку $\tau_0 \sim t_0$, тем самым коррекция (6) оказывается пренебрежимо малой по сравнению с разбросом экспериментальных точек, и ее вкладом (по крайней мере при низких температурах) можно пренебречь. Отметим, что наши экспериментальные результаты допускают независимую оценку величины τ_0 по соотношению (4), которая подтверждает приведенную выше.

Из вышесказанного следует, что вся совокупность полученных экспериментальных данных удовлетворительно описывается в рамках моделей термоактивированного крипа потока ¹⁶ и теории коллективного крипа ⁶ и ¹⁷. В то же время нельзя исключить ряд других моделей, приводящих к сходным результатам:

а)- предполагая, что кристалл Vi-2212 состоит из тонких сверхпроводящих слоев, разделенных несверхпроводящими прослойками, можно допустить, что рост H_{c1} и критического тока при понижении температуры ниже T_j связан с наведением из-за эффекта близости сверхпроводимости в этих прослойках (модель, использована в частности в работе ²⁰ для объяснения роста H_{c1} в 123-YBCO при низких температурах); тем самым T_j разделяет области вихрей, различающихся по структуре. В то время как при $T > T_j$ вихрь состоит из системы "блинов" (pancakes) ²¹ (характеризующихся кором $\sim \xi$), соединенных кусками бескорковых джозефсоновских вихрей в нормальных прослойках, при $T < T_j$ структура вихря близка к традиционной картине вихревой трубки. В рамках этих представлений скачкообразный рост $U_0 = T/S$ при $T = T_j$ связан с изменением структуры вихрей и обязан тому обстоятельству, что "блинообразные" вихри пиннингуются главным образом за счет "кингов" вихревых линий, характеризующимися несопоставимо большими величинами U_0 ²².

б)- нельзя априори исключить возможности плавления вихревой решетки с переходом в стеклообразное состояние при $T = T_j$, приводящему к резкому росту U_0 .

Нами экспериментально установлено, что релаксация остаточной намагниченности в кристаллах Vi-2212 описывается логарифмическим законом $M_R \approx M_0[1 - (T/U) \ln t]$ во всей области температур от 4,2 К и вплоть до критической температуры $(T_c - T) \approx 1$ К, а эффективная высота барьера для крипа потока степенным образом зависит от плотности тока, $U \sim U_0(j_c/j)^\alpha$.

Впервые экспериментально установлено, что $U \rightarrow \text{const}$ при $T \rightarrow T_c$, и обнаружен скачок на зависимости $S(T)$, предсказанный в ¹⁷. Отклонения начального участка ($t < 1000$ сек) кривой релаксации намагниченности от логарифмического закона наблюдались лишь в узкой (≈ 3 К) окрестности T_j , однако при больших временах кривые допускали логарифмическую аппроксимацию. Полученные результаты указывают на особую роль температуры T_j для динамики вихревой структуры в кристаллах Bi-2212: она разделяет области, характеризующиеся различным характером изменения плотности критического тока с температурой и отличиями в механизмах пиннинга вихрей и/или структуры вихрей, проявляющимися в различиях в величинах U_0 и показателей степени α . Слабый рост эффективной высоты барьера при повышении температуры вплоть до T_c может быть связан с приближенностью использованной простейшей модели. Действительно, более строгий анализ ¹⁹ предсказывает линейный рост с температурой величины $T/S \sim U + T \ln(t/\tau_0)$.

Хотя отсутствие детальных теоретических расчетов динамики вихрей в режиме релаксации остаточной намагниченности не позволяет сделать однозначный выбор между различными моделями, наиболее правдоподобными на наш взгляд являются ^{16,17} и описанная в пункте а), а также вполне вероятная их интерференция.

Авторы считают приятным долгом выразить свою глубокую признательность Ларкину А.И. и Фейгельману М.В. за многочисленные полезные дискуссии и Юргенсу А.А., за любезно предоставленный автоматизированный СКВИД-магнитометр и ценные консультации.

Литература

1. Yeshurun Y., Malozemoff A.P., Worthington T.K., et al. *Cryogenics*, 1989, 29, 258.
2. Biggs B.D., Kumar M.N., Lin J.J. et al. *Phys. Rev. B*, 1989, 39, 7309.
3. Shi D., Xu M., Umezawa A., Fox R.F. *Phys. Rev. B* 1990, 42, 2062.
4. Palstra T.T.M., Batlogg B., Scheneemeyer L.F., Waszczak J.W. *Phys. Rev. Lett.* 1988, 61, 1662.
5. Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Feigel'man M.V., Vinokur V.M., *Physica C*, 1989, 162-164, 239.
6. Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Feigel'man M.V., Vinokur V.M., *Phys. Rev. Lett.* 1989, 63, 2303.
7. Griesen R, *Physica C*, 1991, 172, 441.
8. Gupta A., Esquinazi P., Braun H.F., *Physica C*, 1990, 170, 95.
9. Chakravarty S., Ivlev B.I., Ovchinnikov Y.N., *Phys. Rev. Lett.* 1990, 64, 3187.
10. Vinokur V.M., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., *Phys. Rev. Lett.* 1990, 65, 259.
11. Zavaritsky N.V., Samoilov A.V., Yurgens A.A. *Physica C*, 1990, 169, 174.
12. Zavaritsky N.V., Zavaritsky V.N., "High- T_c Ceramic Weak Links, rf-SQUID, and Their Applications", in *High Temperature Superconductivity from Russia* (ed. A.I. Larkin and N.V. Zavaritsky, Singapore - New Jersey - London - Hong Kong: World Scientific, 1989) 281-299.
13. Zavaritsky V.N., Zavaritsky N.V., *Physica C* 1990, 165-166, 1447.
14. Bean C.P. *Rev. Mod. Phys.*, 1964, 36, 31.
15. Job R., Rosenberg M. *Physica C*, 1991, 172, 391.
16. Anderson P.W. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, 9, 309.
17. Гешкенбейн В.Б., Ларкин А.И., ЖЭТФ, 1989, 95, 1108.
18. Beasley M.R., Labush R., Webb W.W., *Phys. Rev.* 1969, 181, 682.
19. Feigel'man M.V., Geshkenbein V. B., Vinokur V.M. *Phys. Rev. B*, 1991, 43, in press.
20. Koyama T., Takezawa N., Tachiki M. *Physica C* 1990, 168, 69.
21. Feinberg D., Villard C. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 65, 919.
22. Ivlev B.I., Ovchinnikov Yu.N., Pokrovsky V.L., *Mod. Phys. Lett.*, 1991, 5, 73.