

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В  
МОНОКРИСТАЛЛАХ  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_y$ В.Н. Заварицкий<sup>1)</sup>, Н.В. ЗаварицкийИнститут физических проблем им. П.Л.Капицы АН СССР  
117973, Москва<sup>1)</sup>Институт общей физики АН СССР  
117942, Москва

Поступила в редакцию 8 июля 1991 г.

Качественное изменение динамики вихревой структуры в монокристаллах Tl-2212 проявляется при  $T_j \cong 23 \pm 1$  К в температурной зависимости остаточной намагниченности  $M_R(T)$  и в скачкообразном изменении (почти на порядок) нормированной скорости  $S$  логарифмического крипа потока, - которое свидетельствует о возрастании эффективной высоты  $U_0$  барьеров, определяющих движение вихрей, от  $\sim 19$  мэВ при  $T \leq T_j$  до  $U_0 \sim 140$  мэВ при  $T_j < T \leq 60$  К. В  $Y_1Ba_2Cu_2O_7$  скачкообразное изменение скорости релаксации не наблюдается. Обнаружено качественное подобие зависимостей  $S(T)$ , достигающих максимума при 60 - 70К, для монокристаллов Tl-2212, Bi-2212 и 123-YBCO при  $T_j < T$ .

Неслабевающий интерес к проблеме "гигантского" крипа потока, наблюдаемому в высокотемпературных сверхпроводниках, обусловлен как причинами прикладного характера, так и новой физикой, лежащей в основе этого явления. Величина эффекта определяется относительной высотой  $U_0/T$  потенциального барьера для крипа потока, которая в ВТСП ( $U_0/T \leq 10$ ) оказывается на порядок меньше, чем в "традиционных" сверхпроводниках второго рода. Изучению этой проблемы посвящено значительное число экспериментальных<sup>1-4</sup> и теоретических<sup>5-7</sup> работ. Несмотря на это, имевшиеся экспериментальные данные до последнего времени демонстрировали явное несоответствие. В частности для монокристаллов  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$  (Bi-2212), из резистивных<sup>4</sup> и механических<sup>8</sup> измерений при  $T \geq T_c/2$  получена оценка высоты потенциального барьера для движения вихрей  $U_0 > 100$  мэВ, в то время как существенно меньшие величины  $U_0 \cong 8 \div 20$  мэВ определены из низкотемпературных исследований релаксации намагниченности<sup>1-3</sup>. Этот дискрепас получил экспериментальное объяснение в работе<sup>9</sup>, авторы которой обнаружили качественное изменение динамики вихревой структуры в монокристаллах  $Bi_2Sr_2Ca_1Cu_2O_8$  при  $T_j \cong 17 \pm 1$  К, которое проявилось в скачкообразном изменении на порядок нормированной скорости  $S = T/U_0 = -(1/M_0) \partial M(t) / \partial \ln t$  логарифмического крипа потока, резком изменении характера температурной зависимости остаточной намагниченности  $M_R(T)$  и изменении зависимости высоты барьера  $U_0$  от плотности незатухающих токов. Согласно этим данным, пиннинг вихревой структуры в Bi-2212 при  $T \leq T_j$  и  $T > T_j$  характеризуется барьерами высотой  $U_0 \cong 11 \pm 1$  мэВ и  $100 \pm 10$  мэВ соответственно. Представлялось интересным проведение подобных исследований и на других представителях семейства высокотемпературных сверхпроводников. Настоящая работа посвящена исследованию динамики вихревой структуры при  $H \parallel c$  в монокристаллах Tl-2212 и 123-YBCO в широком диапазоне температур от 4,2 К и вплоть до  $T_c - T < 2$  К.

Монокристаллы номинальной стехиометрии  $Tl_2Ba_2CaCu_2O_y$  (Tl-2212), исследованные в настоящей работе, имели  $T_c \cong 107$  К при ширине перехода  $\Delta T_c \cong 2,5 \div 4,5$  К, определенной по измерениям намагниченности в

слабых полях  $\leq 0,1$  Э. Монокристалл  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  (YBCO) характеризовался  $T_c \simeq 92$  К при  $\Delta T_c \simeq 0,4$  К. Изучались характеристики остаточной намагниченности,  $M_R$ , которая возникала в монокристалле Tl-2212 или YBCO, предварительно охлажденном в нулевом поле ниже  $T_c$  (ZFC), после прохождения по предельной (или частичной) петле гистерезиса (в поле перпендикулярном плоскости  $ab$  образца). Время измерения релаксации остаточной намагниченности составляло  $1 \div 5$  час в зависимости от относительной величины эффекта, точность стабилизации температуры образца в ходе опыта составляла  $\simeq 30$  мК. Измерения производились в автоматизированном rf-СКВИД-магнитометре.

Величина остаточной намагниченности  $M_R$ , полученной в предельном цикле петли гистерезиса, согласно модели Бина <sup>10</sup>, пропорциональна плотности критического тока  $j_c$  в образце. Как показано в <sup>11,12</sup>, если температурная зависимость  $M_R(T)$  определяется крипом потока то, при достаточно низких температурах когда можно полагать  $j_c = \text{const}$ ,

$$M_R(T)/M_R(0) \sim j(T)/j_c = 1 - (T/U_0) \ln(t_1/\tau_0), \quad (1)$$

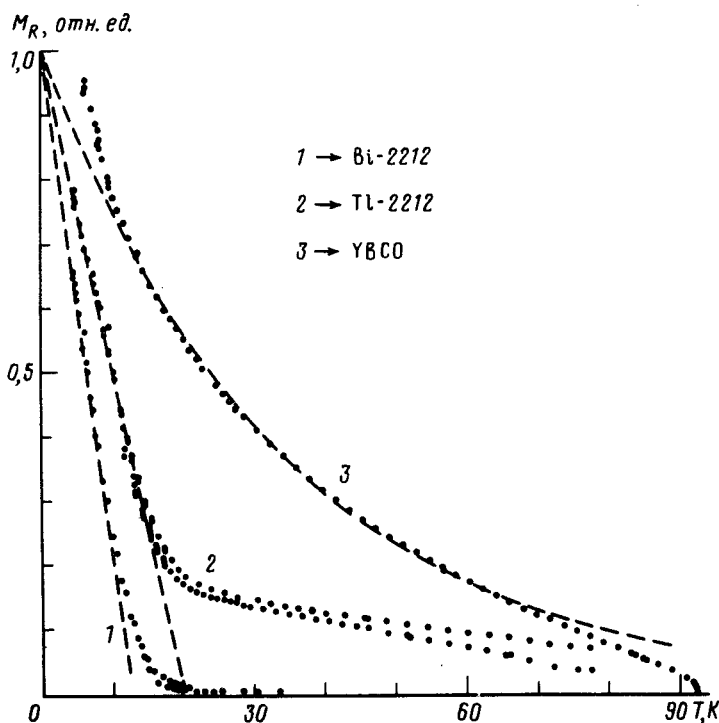


Рис. 1. Типичные температурные зависимости остаточной намагниченности  $M_R(T)$  монокристаллов Tl-2212, Bi-2212, и YBCO (2, 1 и 3). Пунктир - аппроксимация кривых 1, 2 и 3 соотношениями (1) и (2) соответственно

т.е. величина  $M_R$  должна линейно уменьшаться при повышении температуры. Обнаружено, что зависимость  $M_R(T)$  в монокристаллах Tl-2212 (как и для Bi-2212 <sup>9</sup>) допускает аппроксимацию соотношением (1) при низких температурах, как показано пунктиром на рис.1. Этот результат указывает на применимость простейшей модели термоактивированного крипа потока <sup>11</sup>, которая была использована при анализе полученных результатов. Более строгое рассмотрение

<sup>12</sup> показывает, что зависимости  $M_R(T)$  отражают главным образом температурную зависимость скорости логарифмического крипа  $S(T)$ . Сопоставление представленных на рис.1 зависимостей  $M_R(T)$  для Bi-2212, Tl-2212 и YBCO позволяет априори утверждать, что релаксационные процессы в первых двух веществах в нулевом приближении определяются сходным распределением потенциальных барьеров, в то время как данные для монокристалла YBCO не описываются простыми моделями, оперирующими в терминах барьеров одной или нескольких характерных высот, требуя привлечения более изощренных моделей. Зависимость  $M_R(T)$  для монокристалла YBCO может быть аппроксимирована почти во всем диапазоне температур законом

$$M_R(T) \propto \exp(-T/T_0) \quad (2)$$

с  $T_0 \approx 20$  К (аппроксимация также показана на рис.1 пунктиром). Отметим, что зависимости  $M_R(T)$  для Tl-2212 также допускают подобную аппроксимацию при  $50 < T < 100$  К.

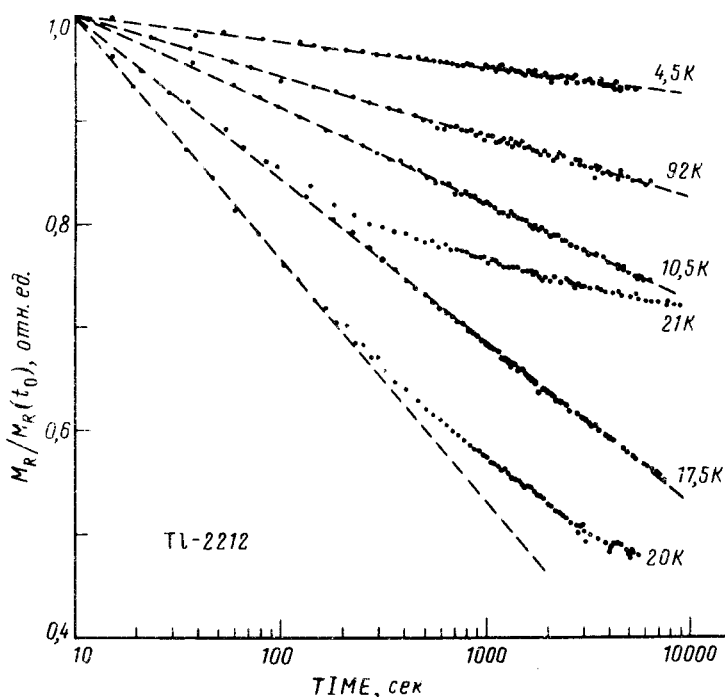


Рис. 2. Типичные характеристики изотермической релаксации нормированной намагниченности для Tl-2212. Пунктиры - аппроксимации законом  $M_R(t)/M_R(t_0) = 1 - S \ln t$ . Зависимости для  $T \approx 20$  и 21 К иллюстрируют типичный характер релаксационных процессов вблизи  $T$ ;

Релаксация намагниченности исследованных монокристаллов во всем диапазоне температур (за исключением  $T \approx 20 \div 23$  К для Tl-2212) хорошо аппроксимируется законом  $M = M_0(1 - S \ln t)$  (рис.2), который традиционно интерпретируется в рамках модели термоактивированного крипа потока <sup>11</sup>. Согласно этим представлениям, релаксация намагниченности  $M(t)$  определяется некоторой характерной высотой  $U_0$  барьера для крипа вихревой структуры и характеризуется безразмерной скоростью релаксации  $S = T/U_0 = -(1/M_0) \partial M(t) / \partial \ln t$ . Значения скоростей  $S$ , определенные для исследован-

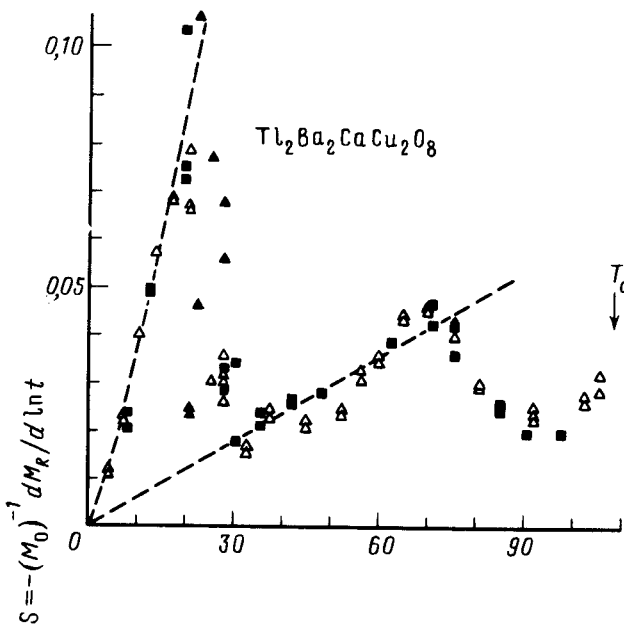


Рис. 3. Нормированные скорости релаксации остаточной намагниченности, определенные для кристаллов Тl-2212 из экстраполяции экспериментальных релаксационных зависимостей законом  $M_R(t) \approx M_0[1 - S \ln(t/\tau_0)]$ . Открытые символы: получены в поле, отклоненном на  $\sim 15^\circ$  от оси  $c$  кристалла. Пунктиры - аппроксимации результатов соотношением  $S = T/U_0$  для  $U_0 \approx 19$  мэВ и  $U_0 \approx 140$  мэВ соответственно

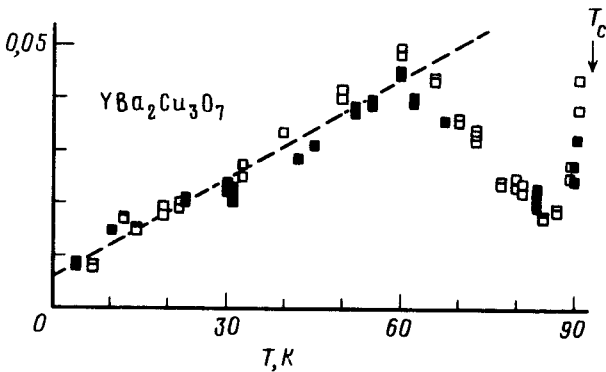


Рис. 4. Нормированные скорости релаксации остаточной намагниченности, определенные для кристалла YBCO из экстраполяции экспериментальных релаксационных зависимостей законом  $M_R(t) \approx M_0[1 - S \ln(t/\tau_0)]$

ных кристаллов Тl-2212 и YBCO из аппроксимации релаксационных зависимостей остаточного момента законом  $M_R(t) \sim \ln t$ , представлены на рис.3 и 4 соответственно. 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 в Тl-2212 при  $T = T_j \approx 23$  К, которая может быть проинтерпретирована как скачкообразное изменение при  $T = T_j$  высоты барьера  $U_0 = T/S$ , определяющего динамику крипа вихревой структуры, от  $U_0 \approx 19$  мэВ к  $U_0 \geq 130$  мэВ, тем самым 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  $\approx 50$  при 4К до  $\approx 5$  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 описания этого явления может быть привлечена модель <sup>11</sup>, модифицированная в <sup>12</sup> на случай двух типов центров пиннинга - с высокими барьерами  $U_m = U_1$  и с мелкими  $U_m = U_2$ . Скорость релаксации

намагниченности, согласно <sup>12</sup>, 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  $\alpha$  - показатель степени в зависимости высоты барьера от плотности тока  $U \sim (j/j_c)^\alpha$ . 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  $U_1$ . Резкий скачок  $S(T)$  при  $T = T_j \simeq 17$  К, обнаруженный в монокристаллах Tl-2212 (как и ранее в Bi-2212 <sup>9</sup>), может быть идентифицирован с предсказанной моделью <sup>12</sup> скачком нормированной скорости релаксации при

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

Характер релаксации намагниченности монокристалла Tl-2212 в окрестности  $T_j$  допускал аппроксимацию двумя логарифмическими законами (кривые для 20 К и 21 К на рис.2), отличающимися величиной  $S$  (эти данные представлены на рис.3 зачерненными треугольниками), в отличие от Bi-2212, релаксация намагниченности которого в аналогичной области температур аппроксимировалась законами:

$$M(t) \sim \exp[-(t/\tau)^\beta] \quad \text{или} \quad M(t) \sim (t/\tau_0)^\beta.$$

Согласно (3) температурная зависимость  $S(T)$  чувствительна к параметру теории  $\alpha$ , который зависит от характера крипа и размерности задачи <sup>6,7</sup>. Так, в работе <sup>6</sup> для 3-D случая (в предположении малости характерной длины прыжка по сравнению со средним расстоянием между вихрями), предсказаны различные значения  $\alpha$  для случаев крипа одиночных вихрей и для коллективного крипа связок вихрей; величина  $\alpha$  зависит также и от относительного размера "связки" по сравнению с лондоновской глубиной проникновения. Аппроксимация низкотемпературных частей экспериментальных зависимостей  $S(T)$  (рис.3 и 4) законом (3) дает оценку величины  $\alpha \simeq 1,2$  при  $T \leq T_j$  для Tl-2212 и  $\alpha \simeq 2$  для YBCO (для Bi-2212 ранее получено  $\alpha \simeq 1$  при  $T \leq T_j$ ). Отметим, что сложный характер  $S(T)$ -зависимостей, особенно для YBCO (которые допускают линейную аппроксимацию с ненулевым значением  $S$  при  $T = 0$ , показанную на рис.4 пунктиром), может иметь и иное объяснение, например так называемый квантовый крип потока <sup>13</sup>. Имеющиеся экспериментальные данные и состояние теории не позволяют сделать окончательный выбор между имеющимися моделями.

Оценка характерной высоты  $U_0 \simeq 0,11$  эВ барьера, определяющего релаксацию намагниченности в монокристалле  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  при  $20 \text{ К} \leq T \leq 60 \text{ К}$ , полученная из  $S(T)$ -зависимости представленной на рис.4 существенно превосходит данную в работе <sup>1</sup> ( $\sim 0.02eV$ ), что вероятно связано с известным ускорением релаксации с ростом поля и нелинейностью  $S(T)$ -зависимости при  $T \rightarrow 0$  (рис.4). В Tl-2212, где нами также обнаружена сильная зависимость скорости релаксации от внешнего поля, высота барьера  $U_0 \simeq 22$  мэВ, определенная в настоящей работе для этого вещества при  $T \leq T_j$ , хорошо согласуется с оценкой  $U_0 \sim 30$  мэВ, полученной в <sup>14</sup> при 10 К. Характерный масштаб потенциального рельефа  $U_0 \simeq 0.14eV$ , определяющего релаксацию вихревой структуры в Tl-2212 при  $T > T_j$ , качественно согласуется с соответствующими оценками, полученными из резистивных измерений <sup>15</sup>. Тем самым, проведенное исследование магнитной релаксации в монокристаллах Tl-2212 (как и ранее в Bi-2212), позволило разрешить противоречие между оценками эффективной

высоты потенциальных барьеров для крипа вихревой структуры, полученные разными методами <sup>14,15</sup>.

Из вышеизложенного следует, что вся совокупность полученных для Tl-2212 и Bi-2212 экспериментальных данных удовлетворительно описывается в рамках моделей термоактивированного крипа потока <sup>11</sup> и теории коллективного крипа <sup>6,12</sup>. Конечно, это не исключает возможности интерпретации результатов в рамках иных моделей <sup>9</sup>. Обнаруженное резкое изменение  $U_0$ , возможно, отражает изменение характера крипа в этих веществах. Предполагая, что характерный размер "связки" <sup>12</sup> уменьшается при уменьшении температуры, малые энергии барьеров естественно приписать крипу одиночных вихрей, который сменяется коллективным при  $T_j$ . Перемещение связки вихрей, при неизменном слабом потенциальном рельефе, очевидно, требует преодоления большего потенциального барьера. Это качественно согласуется с экспериментальными данными. Спад скорости релаксации при высоких температурах, согласно <sup>11</sup>, соответствует росту  $U_0$ . Качественное объяснение этого явления может быть получено в рамках теории <sup>6,12</sup>, при учете изменяющихся с температурой вкладов от отдельных (мелких) центров пиннинга (обусловленного изменением размеров связки) и от упругой деформации вихревой решетки (из-за взаимодействия между различными связками) <sup>16</sup>.

Количественное сходство в характере  $S(T)$ -зависимостей, полученных для монокристаллов Bi-2212, Tl-2212 и YBCO при  $T > 30$  К в частности, максимум скорости релаксации при  $T \approx 60 \div 70$  К и монотонный спад ее при дальнейшем повышении температуры, по-видимому, свидетельствует о возможном подобии динамики вихревой системы в этих веществах при умеренно высоких температурах. В то же время, различия в характеристиках этих веществ имеют место при низких температурах и в непосредственной близости  $T_c$ . В сильно анизотропных соединениях Tl-2212 и Bi-2212 при  $T \leq T_j$ , крип вихревой структуры определяется низкими барьерами с  $U_0 \sim 11 - 19$  мэВ, в то же время в кристаллах YBCO характер  $S(T)$ -зависимости при низких температурах свидетельствует о неприменимости выводов простейшей теории <sup>11</sup> для этого случая. Если в Bi-2212 скорость релаксации  $S$  монотонно уменьшается при повышении температуры от  $T > 60$  К и вплоть до критической температуры <sup>9</sup>, то в кристаллах Tl-2212 и YBCO (как видно на рис.3 и 4) наблюдаются признаки роста скорости  $S$  в непосредственной близости  $T_c$ . Это может быть интерпретировано в рамках модели <sup>11</sup>, как соответствующий спад величины  $U_0 \sim T_c - T$ , предсказанию которого посвящен ряд теоретических работ <sup>17,18</sup>.

Качественное отличие температурных зависимостей скорости логарифмического крипа вихревой структуры в соединениях Tl-2212, Bi-2212 и  $Y_1Ba_2Cu_3O_7$  весьма вероятно обязано существенно большей анизотропии соединений первых двух классов и отсутствию искажений их кристаллической решетки, вызываемых процессом двойникования (как в случае YBCO).

Авторы считают приятным долгом выразить свою глубокую признательность И.Ф.Щеголеву за любезно предоставленные кристаллы Tl-2212, А.И.Ларкину за полезные дискуссии и А.А.Юргенсу за компьютеризированный СКВИД-магнитометр и многочисленные ценные консультации.

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. and 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. et al. *Physica C*, 1990, **170**, 95.
9. Заварицкий В.Н., Заварицкий Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1991, **54**, 25.
10. Bean C.P. *Rev. Mod. Phys.*, 1964, **36**, 31.
11. Anderson P.W. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, **9**, 309.
12. Гешкенбейн В.Б., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1989, **95**, 1108.
13. Blatter G., Geshkenbein V.B., Vinokur V.M. *Phys.Rev.Lett.*, 1991, **66**, 3297.
14. Nakao M., Kawaguchi K., Furukawa H., Shikichi K., Matsuta Y. *Physica C*, 1989, **162-164**, 677.
15. Iwasaki H., Kobayashi N., Kikuchi M. et al. *Physica C*, 1989, **162-164**, 683.
16. Sun J.Z., Bom C.E., Lairson B. et al. *Physica C*, 1989, **162-164**, 687.
17. Vinokur V.M., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**, 259.
18. Chakravarty S., Ivlev B.I., Ovchinnikov Y.N. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**, 3187.