

# ОБНАРУЖЕНИЕ РАЗОРВАННЫХ МАГНИТНЫХ КВАНТОВАННЫХ ВИХРЕЙ АБРИКОСОВА В КЕРАМИЧЕСКИХ ИТТРИЕВЫХ ВТСП ОБРАЗЦАХ

*В.Ф.Хирный, А.А.Козловский, Т.Г.Дейнека*

*Институт монокристаллов НАН Украины. 61001, Харьков, пр. Ленина 60, Украина, E-mail: root@isc.kharkov.ua. Phone: (057)322-331. Fax: (057)320-273*

Экспериментально определены вид распределения и величина остаточных круговых поперечных магнитных полей в керамических иттриевых ВТСП образцах после выключения транспортного тока. Внешнее магнитное поле отсутствовало. Остаточные поля создавались кольцами, образованными из разорванных магнитных квантованных вихрей Абрикосова. Из полученного распределения следует отсутствие сингулярности в величине магнитного поля на оси квантованных магнитных вихрей, что впервые доказано экспериментально. Показано, что после выключения транспортного тока остаточное поле внутри образца имеет направление, совпадающее с исходным, т.е. с собственным полем тока. Предложенное объяснение создания остаточных магнитных полей в керамических иттриевых образцах полями рассеяния разорванных вихрей Абрикосова, запиннигованных в гранулах, является альтернативой модели сверхпроводящего стекла.

## ВВЕДЕНИЕ

Величина критического тока  $I_c$  в сверхпроводниках II рода определяется пиннингом квантованных магнитных вихрей. Идея о существовании "центров пиннинга" возникла после того, как было обнаружено влияние захваченных магнитных полей на  $I_c$  в односвязных сверхпроводниках. В ВТСП в основном изучались захваченные магнитные поля, которые оставались в образцах после уменьшения внешнего магнитного поля  $H$ . Но полного понимания природы захваченных магнитных полей до сих пор достигнуто не было. Захват магнитного потока объяснялся или токами, циркулирующими по поверхности гранул [1] и в сетке слабых связей [2], или присутствием в образцах запиннигованных квантованных магнитных вихрей [3]. Значение  $I_c$  в гранулярных (керамических) образцах ВТСП зависит от межгранулярной магнитной индукции  $B_j$  [4]. Предполагается [5], что после выключения транспортного тока происходит инверсия знака в распределении  $B_j$ , поэтому после повторного включения тока,  $I_c$  возрастает. Тем не менее, вид и распределение величины магнитного поля, которое остается снаружи иттриевой керамики после выключения транспортного тока [6], еще не исследовали. Это выполнено в данной работе, о чем кратко сообщалось в [7].

## ЭКСПЕРИМЕНТ И ОБСУЖДЕНИЕ

Исследовались пять керамических  $YBa_2Cu_3O_x$  образцов ВТСП, четыре из которых были цилиндрическими, а пятый имел прямоугольное поперечное сечение  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>. Сверхпроводящие свойства образцов были изучены ранее [8]. Необходимые данные приведены в таблице, где  $D$  - диаметр,  $l_0$  - длина, а  $I_{c1}$  - значение критического тока, измеренного при 77 К после охлаждения образца без магнитного поля. В образце №3 иттрий был заменен на эрбий.

Для создания кругового поперечного магнитного поля  $H_i$ , через образцы, которые находились при комнатной температуре, пропускался электрический

ток  $I_c$ . В этом поле они охлаждались до  $T=77$  К, после чего ток  $I_c$  выключался и измерялся критический ток  $I_c$  по 4<sup>x</sup> зондовой схеме. Магнитное поле Земли не экранировалось. Образцы находились в жидком азоте. Величина тока  $I_c$  отличалась от  $I_{c1}$ . Было предложено [7], что это происходит из-за влияния на  $I_c$  оставшегося в образцах после выключения тока  $I_c$  кругового поперечного магнитного поля  $H_{REM}$ , созданного собственным полем тока  $H_i$  [9].

Свойства исследуемых образцов с  $l_0 = 15$  мм.

№	1	2	3	4	5
$I_{c1}$ , А	3,83	5,89	6,75	13,6	6,1
$D$ , mm	2,3	4,5	2,5	6,2	-

Захват кругового магнитного поля керамическим образцом может происходить следующим образом. В нормальном состоянии сверхпроводника с током циркуляция кругового магнитного поля  $H_i$  постоянного тока  $I$  равна [10]

$$\oint H_i dl = (4 \cdot \pi / c) \cdot I, \quad (1)$$

где  $I = \int J dS_0$  представляет полный ток через поперечность поперечного сечения  $S_0$ , которая стягивается контуром  $L$  с током,  $c$  - скорость света в вакууме, а  $J$  - плотность тока. После выключения тока  $I$  поле  $H_i = 0$ . В керамических образцах ВТСП поле  $H_i$  ведет себя совсем иначе. Когда образец переходит в сверхпроводящее состояние при критической температуре  $T_c$ , это круговое поле захватывается им в виде колец, которые образованы из квантованных магнитных вихрей Абрикосова [7]. После выключения тока  $I_c$  при 77 К вихревые кольца оказываются запиннигованными в гранулах, куда они проникли еще при  $T \cong T_c$ , когда нижнее критическое магнитное поле гранул  $H_{c1g} \cong 0$ . Кольца пронизывают гранулы, межгранулярные связи и неоднородности. Но магнитное поле в целом вихревом тороиде  $H_v$

находится внутри вихря [11] и его нельзя обнаружить вне сверхпроводника, как это было сделано в работе [6]. Чтобы поле было снаружи сверхпроводника, вихри должны быть разорванными. Известно [12], что в обычных низкотемпературных сверхпроводниках из-за выигрыша в энергии вихри притягиваются к неоднородностям, которые присутствуют в сверхпроводниках. Оценку выигрыша в энергии можно получить, следуя работе [13]. Энергия на единицу длины вихря равна [12]

$$E_1 = \left( \Phi_0 / 4 \cdot \pi \cdot \lambda_L \right)^2 \cdot \ln(\lambda_L / \xi) + \left( H_C^2 \cdot \xi^2 / 8 \cdot \pi \right), \quad (2)$$

где  $E_1^0 = \left( \Phi_0 / 4 \cdot \pi \cdot \lambda_L \right)^2 \cdot \ln(\lambda_L / \xi)$  учитывает изменение энергии электронов в магнитном поле и их кинетическую энергию (сверхток), а второй член, обозначаемый как  $E_1^1 = \left( H_C^2 \cdot \xi^2 / 8 \cdot \pi \right)$ , представляет энергию, которая необходима для перевода электронов из сверхпроводящего в нормальное состояние внутри сердцевин вихря, т.е. равна энергии конденсации. Здесь  $\Phi_0 = h \cdot c / 2 \cdot e$  - квант магнитного потока,  $h$  - постоянная Планка,  $c$  - скорость света в вакууме,  $e$  - заряд электрона,  $\lambda_L$  - лондоновская глубина проникновения магнитного поля,  $\xi$  - длина когерентности,  $H_C$  - термодинамическое критическое магнитное поле. Если вихрь проходит через полость с размерами  $d \gg \xi$ , то часть избыточной энергии  $E_1^1$ , отсутствует. Общая энергия такого вихря меньше энергии вихря не пересекающего полость, т.е. он притягивается к полости. Для сравнения  $E_1^0$  и  $E_1^1$  воспользуемся данными работы [13], в которой были получены следующие значения  $E_1^0$  и  $E_1^1$  при  $T = 0$  К:

$$E_1^1 = \left( m^2 \cdot v_F^3 \right) / 2 \cdot \pi^2 \cdot \Pi \quad \text{и} \\ E_1^0 = \left( m \cdot v_F^3 \right) / 6 \cdot h \cdot \ln[\lambda_L(0) / \xi_0(0)].$$

Для  $YBa_2Cu_3O_x$ , у которого параметр Гинзбурга - Ландау  $\kappa = \lambda_L / \xi \cong 50$ , из отношения  $E_1^1 / E_1^0 = 3 / \pi^2 \cdot \ln[\lambda_L(0) / \xi_0(0)]$  получается выигрыш в энергии порядка 8 %. В керамических ВТСП в больших количествах имеются несверхпроводящие включения даже с размерами  $d \gg \lambda_L$ . При пересечении вихря с ними выигрыш в энергии будет больше. Кроме того, из-за отсутствия в таких неоднородностях сверхтока выигрыш в общей энергии при пересечении их вихрем будет еще больше за счет уменьшения не только  $E_1^1$ , но и  $E_1^0$ . Следовательно, для разрыва вихрей предпочтительны образцы, у которых размеры неоднородностей  $\cong \lambda_L$  и больше. Исследованные керамические ВТСП образцы имеют множество пор и несверхпроводящих включений. Притягиваясь к ним и пересекая такие неоднородности с размерами большими, чем  $\lambda_L$ , вихревые кольца разрываются на части.

Вывод о том, что вихри разрываются неоднородностями был сделан с учетом следующих трех обстоятельств. Во первых, условие, при котором это происходит, а также вывод о существовании в кера-

мических ВТСП разорванных вихрей, которые состоят из кусков вихрей, отделенных друг от друга неоднородностями, были получены из анализа работы тонкопленочных сверхпроводящих трансформаторов постоянного тока [14]. Именно, в пленочных сверхпроводящих трансформаторах постоянного тока, при толщине изолирующего слоя между первичной и вторичной пленками, большей  $\lambda_L$ , нарушается магнитная связь между вихрями, которые имеются в этих пленках. Вихри, созданные одним и тем же полем в первичной и вторичной пленках, существуют независимо друг от друга, т.е. они разорваны. Второе обстоятельство заключается в том, что вихревые нити - это особые линии в распределении скорости куперовских пар при их потенциальном движении (вращении) вокруг некоторой оси. Каждая из вихревых нитей характеризуется квантованным значением циркуляции скорости сверхпроводящих электронов  $\oint v_S dl = \pi \cdot n \cdot \Pi / m$  (где  $n = 1$ ) [12] по замкнутому контуру  $S$ , проведенному вокруг их оси вращения. Это значит [15], что вихревая нить либо замкнута, либо заканчивается на границе сверхпроводящей области с любой несверхпроводящей неоднородностью, не прерываясь в тех областях чистого сверхпроводника, где они отсутствуют. Здесь  $v_S$  - скорость сверхпроводящих электронов,  $\Pi$  - постоянная Планка, деленная на  $2\pi$ ,  $m$  - масса сверхпроводящих электронов. И в-третьих, как отмечено в работе [12], вихрь, притягиваясь к неоднородности, исчезает, сливаясь со своим мнимым отображением, т.е. разрывается.

В разорванном вихревом кольце осевые и расположенные рядом с ними линии индукции магнитного поля  $H_V$  остаются такими же, как и в цельном. Отличие его от цельного кольца состоит в том, что в местах расположения несверхпроводящих включений отсутствует вращение куперовских пар и возможны изгибы линий индукции магнитного поля. Из-за хаотического расположения неоднородностей в керамических ВТСП разорванные вихревые кольца принимают мелкозубчатый пилообразный вид. Магнитные поля, которые находятся внутри вихрей, рассеиваются через области разрывов колец. Соответствующие им линии индукции магнитного поля будут замкнуты в межгранульном пространстве снаружи запиннированных кусков вихрей, проникая в гранулы на глубину  $\lambda_L$ .

Предположим, что после выключения транспортного тока  $I_t$  происходит инверсия знака намагниченности в межгранульном пространстве  $B_j$  [5]. Это соответствует тому, что большинство линий индукции магнитного поля  $H_V$  в разорванных вихревых кольцах (кроме расположенных вблизи их оси) замыкаются снаружи кусков вихрей, гранул, и выходят из образца. На рис. 1 показано распределение остаточного поля  $H_{REM}$  в плоскости поперечного сечения цилиндрического образца, которое при этом бы получилось.

Ток  $I_t$  был направлен от нас. Для ясности рисунка принято, что в поперечном сечении образца находятся несколько гранул, которые заштрихованы.

Приведены лишь линии индукции магнитного поля, которое выходит из образца. Вихревое кольцо, линии индукции магнитного поля и граница образца показаны сплошными линиями, сердцевина вихря - пунктиром. Поле  $H_{REM}$  снаружи образца, как и  $B_j$ , направлено противоположно полю  $H_v$ , которое создавалось током  $I_t$  до его выключения. Но при таком распределении поля  $H_{REM}$  равенство (1) не выполняется, т.к.  $\oint_L H_{REM} dl \neq 0$ , когда  $I = 0$ , если контур  $L$  проведен вне образца. Тем не менее, из следующих соображений было бы возможно сохранение циркуляции поля  $H_{REM}$  не равной нулю, когда  $\text{rot } H_{REM} = 0$  при  $I=0$ .

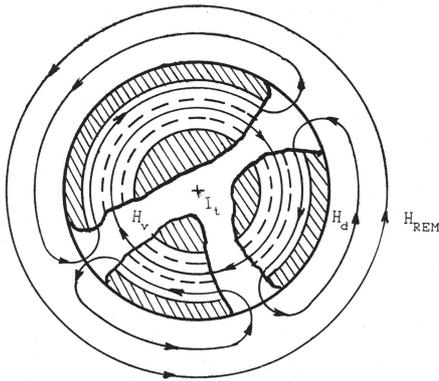


Рис. 1. Предполагаемое распределение остаточного кругового магнитного поля в керамическом ВТСП образце с разорванными вихрями, после выключения тока  $I_t$

Поле  $H_{REM}$  получается как сумма полей рассеяния поля  $H_v$  всех разорванных вихрей. Магнитное поле внутри вихря  $H_v$  равно [12]

$$H_v = (2 \cdot \pi \cdot \lambda_L^2)^{-1} \cdot \Phi_0 \cdot K_0(r_0 / \lambda_L), \quad (3)$$

где  $K_0(r_0 / \lambda_L)$  - функция Макдональда, которая при  $r_0 \Rightarrow 0$  имеет логарифмически бесконечную величину, обозначая существование дырки, т.е. сингулярности в зависимости  $H_v(r_0)$ , где  $r_0$  - радиус вихря. В области сингулярности  $\text{rot } H_v \neq 0$ , что следует из уравнения Максвелла для сверхпроводника  $\text{rot } H = (4 \cdot \pi / c) \cdot J$  в случае стационарных полей. Здесь  $J = (q/m) \cdot \rho_s \cdot v_s + J_n$  есть плотность полного электрического тока,  $J_n$  - плотность нормального тока,  $q/m$  - отношение заряда к массе для сверхпроводящих электронов,  $\rho_s$  - плотность массы сверхпроводящих электронов [16]. В рассматриваемом случае  $v_s = \hbar / (2 \cdot m \cdot r_0)$  [12] есть скорость вращения куперовских пар в разорванном квантованном магнитном вихре, которая убывает обратно пропорционально расстоянию от его оси. Следовательно, ВТСП с разорванными вихрями представлял бы собой в магнитном отношении "пространственно" многосвязную область. Похожая ситуация наблюдается во вращающемся сверхтекучем гелии для поля скоростей  $v$  сверхтекучих атомов гелия в квантованных вихрях [16]. Именно, во вращающемся

сверхтекучем гелии  $\text{rot } v = 0$  всюду вдоль некоторого замкнутого пути и возле него, а циркуляция по этому контуру  $\oint \vec{v} \cdot d\vec{l} \neq 0$ . Это возможно лишь в многосвязной области [17], когда внутри контура существует "сингулярная" область (сердцевина вихря), где  $\text{rot } v \neq 0$ .

Общепринято считать, что поток вектора  $H$  через произвольную замкнутую поверхность  $S_1$  равен нулю, т.е.  $\oint H dS_1 = 0$ . При этом подразумевается (хотя никогда и нигде об этом не оговаривается), что область рассмотрения "пространственно" односвязная. Затем, на основании теоремы Остроградского делается вывод, что  $\text{div } H = 0$  и магнитное поле не имеет источников и стоков магнитных зарядов. Но в "пространственно" многосвязных областях теорема Остроградского не выполняется [18] и  $\text{div } H \neq 0$ .

Исследование вида распределения поля  $H_{REM}$  выполняли при помощи стандартного магнитометра [19]. Предварительно скомпенсированный сигнал от датчика Холла подавался на вольтметр дифференциальный В2-34, чем обеспечивалась точность измерения в 0,2 Э. Усиленный выходной сигнал фиксировался графопостроителем Н 307. Благодаря этому чувствительность системы равнялась 0,01 Э. Перед основными измерениями, при комнатной температуре определялись распределение и величина круговых полей, которые генерировали исследуемый образец и медный стержень того же диаметра при протекании по ним электрического тока. Было также установлено, что при равных значениях тока и при одном и том же положении датчика Холла получались одинаковые значения поля  $H_v$ , когда образец был в сверхпроводящем и нормальном состояниях.

На рис. 2 дано распределение кругового магнитного поля  $H_{REM}^{out}$  в плоскости поперечного сечения, которое было зафиксировано снаружи цилиндрического иттриевого ВТСП образца №2 при 77 К. Ток  $I_t = 10$  А протекал от нас. Образец находился в поле Земли. Измерения проводили в точках, которые располагались через угол  $\phi = 30^\circ$ . Датчик Холла с размерами кристалла  $1,5 \times 2$  мм находился рядом с цилиндрической поверхностью образца, сначала параллельно, а затем перпендикулярно к ней. Данные получены на вертикально расположенном образце. Измерения проводили в его средней части и на расстоянии 9 мм от торцов. Величина полей и их распределение практически не изменялись по высоте образца. Составляющая магнитного поля параллельная продольной образующей цилиндра, обнаружена не была. На торцах цилиндра параллельные и перпендикулярные торцам составляющие остаточного магнитного поля равнялись нулю. Распределение поля  $H_{REM}^{out}$  снаружи образца было подобно распределению поля магнетика, у которого  $\text{rot } H_{REM}^{out} = 0$  и  $\oint_L H_{REM}^{out} dl = 0$  при  $I = 0$  для контура  $L$ , проведенного вне образца, т.е. формула (1) вы-

полняется для сверхпроводника с разорванными вихрями.

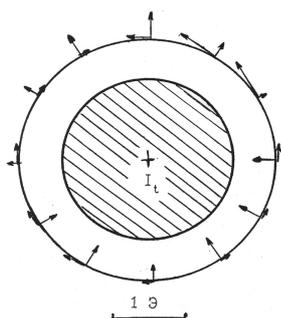


Рис. 2. Экспериментально полученное распределение параллельной и перпендикулярной составляющих кругового остаточного магнитного поля снаружи цилиндрического образца № 2 (заштрихован) после выключения тока  $I_t$

Из результатов, полученных в эксперименте следует несколько выводов. Во-первых, то, что после выключения транспортного тока снаружи образца имеется круговое магнитное поле, свидетельствует о существовании в нем разорванных вихрей Абрикосова, куски которых запиннигованы в гранулах. Во-вторых, на оси квантованных магнитных вихрей Абрикосова отсутствует сингулярность в величине магнитного поля. Исследованные иттриевые гранулярные (керамические) ВТСП с разорванными вихрями представляют собой "пространственно" односвязную область для  $H_{REM}(r)$ . Это указывает на то, что иттриевые ВТСП - это лондоновские сверхпроводники, у которых отсутствует сингулярность в  $H_V(r_0)$  при  $r_0 \Rightarrow 0$ . Поэтому у них для обеспечения выполнения уравнения Лондона на расстоянии, которое равно длине когерентности  $\xi$  от оси вихря, логарифмически бесконечную величину  $K_0(r_0/\lambda_L)$  при  $r_0 = 0$  правомерно заменить на  $\ln(r_0/\lambda_L)$ , как это делается обычно в лондоновской теории для низкотемпературных сверхпроводников II рода [12]. У этих ВТСП так же, как и у металлических низкотемпературных сверхпроводников, вывод о том, что  $v_s$  обратно пропорциональна  $r_0$  становится неверным, когда  $r_0 \leq \xi$ . В-третьих, совпадение величин круговых полей  $H_t$  около поверхности образца в нормальном и сверхпроводящем состояниях при  $I \leq I_c$  подтверждает полученное решение задачи о виде распределения поля снаружи сверхпроводящего цилиндра, по которому течет ток [20]. В-четвертых, малые величины полей  $H_{REM}^{out}$  указывают на то, что рассеивается незначительная часть магнитного поля  $H_V$ , которое находится внутри разорванных вихрей, в то время как основная его часть остается в образце, т.е. после выключения транспортного тока не происходит инверсии знака  $B_t$ . Если бы намагниченность  $B_t$  изменяла знак при выключении транспортного тока, то это означало бы существование источников и стоков магнитного поля в иттриевых керамических ВТСП.

Зафиксированное вне образца поле  $H_{REM}^{out}$  создано полями рассеяния каждого разорванного вихря  $H_d < H_{clg}$ . Внутри образца остается поле  $H_{REM}^{in} = \sum_n (H_V - H_d)$ , где  $n$  - количество разорванных колец. Разорванными вихревыми кольцами создается усредненный магнитный поток в сетке слабых связей, величиной  $\Phi \leq n\Phi_0$ , (поле  $H_d$  мало) того же знака как, если бы вихревые кольца были цельными.

Полученный результат подтверждает выводы работы [8], в которой показано, что в длинномерных керамических ВТСП образцах с током величина  $I_c$  определяется условиями проникновения в них вихревых колец, а не непосредственно магнитным полем тока  $H_t$  [21].

С целью подтверждения рассмотренного выше механизма образования остаточных магнитных полей был выполнен модельный эксперимент, в котором в качестве разорванных вихрей использовались цилиндрические магниты диаметром 0,035 м и толщиной 0,01 м. Напряженность их магнитного поля на торцевой поверхности была порядка 500 Э. Двадцать таких магнитов были вертикально укреплены на горизонтальном немагнитном диске, диаметр которого равнялся 0,22 м. Диск был укреплен на стержне, который был присоединен к редуктору электродвигателя. Магниты располагали на одинаковом расстоянии друг от друга по окружности радиуса 0,1 м так, что их разноименные полюса были обращены друг к другу. Датчик Холла с магнитной чувствительностью 135 мкВ/мТл располагали на некотором расстоянии от края диска. С его помощью в плоскости диска определяли распределение кругового магнитного поля. Это поле создавалось полями рассеяния магнитов. Чтобы получить характер распределения поля вокруг диска, включали электродвигатель и диск медленно и равномерно вращался. На рис.3 дано изменение величины сигнала, полученного от датчика Холла (ось ординат), в зависимости от угла поворота диска, на котором установлены магниты. Датчик находился от центра диска на расстоянии 0,235 м. Рисунок, фактически, представляет распределение магнитного поля, зафиксированное датчиком после одного оборота диска.

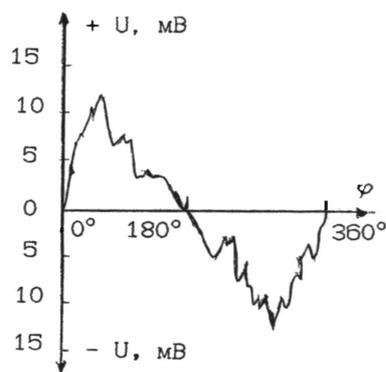


Рис. 3. Изменение величины выходного сигнала датчика Холла  $U$  от угла поворота диска  $\varphi$

Полученный результат аналогичен приведенному на рис.2, подтверждая рассмотренный механизм образования остаточных магнитных полей разорванными квантованными вихрями в керамических иттриевых образцах ВТСП.

Отметим, что циркуляция магнитного поля в модельном эксперименте, также получилась равной нулю.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вокруг цилиндрических керамических иттриевых образцов ВТСП после выключения транспортного тока существует круговое поперечное магнитное поле. Распределение его величины подобно распределению поля магнетика. Из этого следует, что в образцах имеются разорванные вихри Абрикосова. Поле внутри образца направлено так же, как и исходное поле тока. Экспериментально подтверждено отсутствие сингулярности магнитного поля на оси вихрей Абрикосова. Рассмотренная модель является альтернативой модели сверхпроводящего стекла [22].

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Altshuler, S. Garsia, J. Baroso. Flux trapping in transport measurements of  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  superconductor // *Physica C*. 1991, v. 61, № 1/3, p. 61 – 66.
2. K.Y. Chen, Y.J. Qian. Critical current and magnetoresistance hysteresis in polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  // *Physica C*. 1989, v. 159, №1/2, p. 131 – 136.
3. L. Ji, M.S. Rzechowski, N. Anand, M. Tinkham. Magnetic – field – dependent surface and two – level critical – state model for granular superconductors // *Phys. Rev. B*. 1993, v. 47, №1, p. 470 – 483.
4. J.E. Evetts, B.A. Glowacki. Relation of critical current irreversibility to trapped flux and microstructure in polycrystalline  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  // *Cryogenics*. 1988. v. 28, №10, p. 641 – 649.
5. А.А. Жуков, В.В. Мошталков, В.П. Шабатин, Р.И. Антонов, С.Н. Гордеев, А.А. Буш. Влияние собственного и захваченного магнитного поля на критический ток керамики  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ . // *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*. 1990, т.3, №6, с. 1234 – 1243.
6. A. Yahara, H. Maisuba. Magnetic shielding properties and transport currents of oxide superconductors // *Cryogenics*. 1989, v.29, №3A, p. 405 – 408.
7. V.F. Khirnyi, A.A. Kozlovskii. Critical current in ceramic HTSC samples: influence of trapped magnetic fields generated by broken linear vortices // *First Regional Conference on Magnetic and Superconducting Materials*. (Tehran, 1999), Sharif University of Technology, Iran. Abstr. 1999, PS855.; Influence of residual circular magnetic fields created by broken vortices on critical current in ceramic HTSC. // *2000 International Workshop on Superconductivity "Structure and Property Relationship for Applications of High-temperature Superconducting Materials"*, Matsue-Shi (2000), Japan. Abstr. 2000, p. 32.
8. В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский. Круговые и геликоидальные вихри в ВТСП. Зависимость плотности критического тока от площади поперечного сечения образцов // *ФТТ*. 1996, т.38, №10, с. 2951 – 2958.
9. В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, Ю.А. Гринченко. Обнаружение и исследование свойств круговых вихревых колец в  $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  сверхпроводниках II рода с током // *Физика низких температур*. 1994, т.20, №8, с. 774 – 777.
10. В.Г. Левич. *Курс теоретической физики*, т.1. Физматгиз, М, 1962.
11. Yu.A. Genenko. Magnetic self – field entry into a current – carrying type – II superconductor // *Phys. Rev. B*. 1994, v. 49, №10, p. 6950 – 6957.
12. А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Москва: "Наука", 1987, с. 520.
13. A.G. van Vijfeijken. *On the Theory of Vortices in type - II Superconductors*. Thesis, University of Amsterdam, December, 1967.
14. J.R. Clem. Theory of the coupling force in magnetically coupled type – II superconducting films // *Phys. Rev. B*. 1975, v. 12, №3, p. 1742 – 1752.
15. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика*. Москва: "Наука", 1979, с. 627.
16. С. Паттерман. *Гидродинамика сверхтекучей жидкости*. Москва: "Мир", 1978, с. 431. [S.J. Putterman, *Superfluid Hydrodynamics*, North-Holland, Amsterdam, 1974].
17. R.P. Feynman in *Progress in Low Temperature Physics*, North Holland, Amsterdam, 1964, v. 1, p. 17.
18. Г.М. Фихтенгольц. *Курс дифференциального и интегрального исчисления*. т. III. Москва: "Наука", 1966, с. 647.
19. В.И. Чечерников. *Магнитные измерения*, МГУ, Москва, 1963, с. 176.
20. Дж. Бардин. Теория сверхпроводимости // *Физика низких температур*. ИЛ, Москва, 1959, с. 679 – 782. [Handbuch der Physik, ed. by S.Flugge, Springer, Berlin, 1956].
21. H. Dersch, G. Blatter. New critical – state model for critical – currents in ceramic high –  $T_c$  superconductors // *Phys. Rev. B*. 1988, v. 38, №16, p. 1104 – 1139.
22. K.A. Muller, M. Takashige, J.G. Bednorz. Flux trapping and Superconductive Glass State in  $\text{La}_2\text{CuO}_{4-y}$ : Ba // *Phys. Rev. Lett*. 1987, v. 58, №11, p. 1143 – 1146.