

Особенности температурных зависимостей захваченного магнитного потока в керамиках Y–ВТСП

А. А. Суханов, В. И. Омельченко

Институт радиотехники и электроники РАН, пл. Введенского, д. 1, Фрязино, Московск. обл., 141120, Россия
E-mail: vvv195@ire216.msk.su

Статья поступила в редакцию 14 июля 2000 г.

Изучены температурные зависимости захваченного магнитного поля (ЗМП) $H_t(T)$ в керамических системах Y–ВТСП. Для захвата после охлаждения в поле зависимости $H_t(T)$ совпадают с $H_t(T_t)$ (T_t – температуры захвата): H_t монотонно уменьшается с ростом температуры, а в слабых полях быстро выходит на насыщение при понижении T_t . В случае захвата импульсом магнитного поля после охлаждения в нулевом поле зависимости $H_t(T_t)$ имеют максимум, а H_t монотонно уменьшается с ростом T , причем скорость этого процесса увеличивается при уменьшении иницирующего поля H , а температура исчезновения ЗМП понижается при уменьшении T_t и H . Проведено обсуждение полученных результатов и показано, что наблюдаемые особенности температурных зависимостей захваченного магнитного потока в Y–ВТСП не находят объяснения в рамках модели Бина, но удовлетворительно описываются моделью захвата магнитного потока в сверхпроводящих контурах.

Вивчено температурні залежності захопленого магнітного поля (ЗМП) $H_t(T)$ в керамічних системах Y–ВТСП. Для захоплення після охолодження в полі залежності $H_t(T)$ збігаються з $H_t(T_t)$ (T_t – температура захоплення), монотонно спадаючи із зростом температури, а в слабких полях швидко виходячи на насичення при зниженні T_t . У випадку захоплення імпульсом магнітного поля після охолодження в нульовому полі залежності $H_t(T_t)$ мають максимум, проте H_t монотонно зменшується із зростом T , причому швидкість цього процесу збільшується при зменшенні ініціюючого поля H , тоді як температура зникнення ЗМП знижується при зменшенні T_t і H . Проведено обговорювання одержаних результатів і показано, що вивчені особливості температурних залежностей захопленого магнітного потоку в Y–ВТСП не знаходять пояснення в межах моделі Бина, проте задовільно описуються моделлю захоплення магнітного потоку в надпровідних контурах.

PACS: 74.25.Na, 74.80.Bj

1. Введение

Исследование гистерезисных магнитных явлений, в частности эффекта захвата магнитного потока в джозефсоновских ВТСП средах (керамических материалах, поликристаллических пленках), представляет интерес как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, а также может служить эффективным методом получения информации о функции распределения слабых связей по критическим токам, магнитным полям и температурам. Существенной проблемой при этом оказывается выбор адекватной модели, описывающей магнитные свойства изучаемой ВТСП системы.

Для объяснения экспериментальных результатов чаще всего привлекается модель критического состояния (модель Бина) [1,2], а также модели сверхпроводящего стекла [3,4], гипервихрей [5] и сверхпроводящих колец [6]. К сожалению, эти существенно различающиеся модели, как правило, предсказывают близкие полевые зависимости захваченных магнитных полей (ЗМП), зависимости ЗМП от температуры захвата, кривые релаксации магнитного момента и многие другие характеристики ЗМП.

До сих пор, однако, детально не изучен сброс ЗМП при увеличении температуры после захвата, хотя именно в этих экспериментах предсказания разных моделей могут заметно различаться. Действительно, в модели Бина поведение системы

определяется температурной зависимостью единой критической плотности тока, а, например, для модели сверхпроводящих колец существен разброс слабых связей по критическим полям и температурам.

Ниже представлены результаты изучения температурных зависимостей ЗМП при увеличении температуры после захвата и проведено их сопоставление с предсказаниями моделей Бина и сверхпроводящих колец.

2. Образцы и методика измерений

Захваченные магнитные поля измерялись на образцах иттриевых ВТСП керамик (123), полученных в результате твердофазной реакции при спекании порошков Y_2O_3 , BaO_2 и CuO . Образцы изготавливали одноразовым спеканием со сравнительно быстрым нагревом в течение 3–4 ч до $950\text{--}1050^\circ\text{C}$ и медленным охлаждением в течение 12 ч с выдержками при трех температурах: 950°C в течение 1 ч, $750\text{--}780^\circ\text{C}$ в течение 2 ч и $600\text{--}650^\circ\text{C}$ в течение 3 ч. Температура и ширина резистивного перехода керамических образцов в сверхпроводящее состояние составляли $T_c = 92\text{ К}$ и $\Delta T_c = 2\text{ К}$.

Температурные зависимости ЗМП измерялись на образцах размерами $1,5 \times 3 \times 6\text{ мм}$ датчиком Холла с рабочей областью $0,15 \times 0,45\text{ мм}$. В холловской установке использовался переменный ток частотой 17 Гц, при этом для повышения чувствительности применялась фазорегулирующая компенсационная схема. Чувствительность и погрешность измерений составляли 0,05 Э.

Измерения проводились при температурах $4,2\text{--}100\text{ К}$ в области внешних полей $1\text{--}1000\text{ Э}$ для двух режимов захвата: 1) осуществленного охлаждением образца в магнитном поле (Field Cooling (FC)) и 2) импульсом внешнего магнитного поля при $T_t < T_c$ после охлаждения в нулевом магнитном поле (Zero Field Cooling (ZFC)).

В первом случае внешнее магнитное поле H прикладывалось к образцу Y-ВТСП при $T > T_c$, затем образец охлаждался до T_t ($T_t < T_c$), после чего поле H выключали и через 300 с начинали измерять температурные зависимости захваченного магнитного поля $H_t(T)$.

Во втором случае образец охлаждался в нулевом поле до температуры захвата T_t , при которой прикладывался импульс магнитного поля H длительностью $t_t > 100\text{ с}$, достаточной, чтобы результаты не зависели от t_t .

3. Результаты измерений

Зависимости $H_t^f(T)$ для захвата после охлаждения в поле (FC)

Температурные зависимости ЗМП, полученные при увеличении температуры после захвата, представлены на рис. 1 в нормированном виде $h(T)$, $h = H_t^f/H_{t0}^f$, $H_{t0}^f = H_t^f(T_t = 5\text{ К})$.

Для каждого заданного значения H падение H_t^f с ростом T происходит монотонно по единой, не зависящей от T_t , кривой, причем при всех полях кривые $H_t^f(T)$ совпадают с зависимостями ЗМП от температуры захвата $H_t^f(T_t)$. Отметим, что для малых величин поля ($H < 10\text{ Э}$) ЗМП в области низких температур слабо зависят от T , что согласуется с известными данными для $H_t^f(T)$ [7].

При уменьшении T от любой точки T_0 зависимостей $H_t^f(T)$, изображенной на рис. 1, и последующем циклировании в области $T < T_0$ величина H_t^f остается неизменной, при увеличении же T выше T_0 вновь происходит спад H_t^f по зависимости $H_t^f(T) = H_t^f(T_t)$. Эти результаты согласуются с предсказаниями как модели Бина, так и модели сверхпроводящих колец.

Зависимости $H_t^z(T)$ при захвате импульсом поля (ZFC)

Зависимости захваченных магнитных полей $H_t^z(T)$ существенно отличаются от описанных для случая FC.

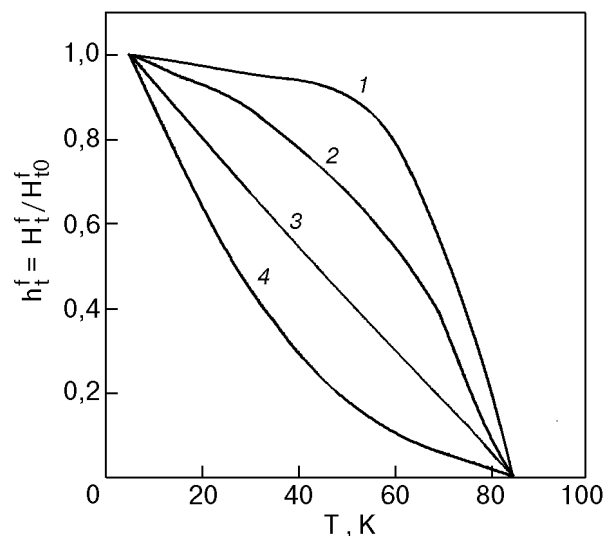


Рис. 1. Нормированные температурные зависимости захваченного в керамике 123 магнитного поля (режим FC) для различных индуцирующих полей H , Э: 1,8, $H_{t0}^f = 1,7\text{ Э}$ (1); 6,7, $H_{t0}^f = 5,7\text{ Э}$ (2); 16, $H_{t0}^f = 10\text{ Э}$ (3); 250, $H_{t0}^f = 95\text{ Э}$ (4).

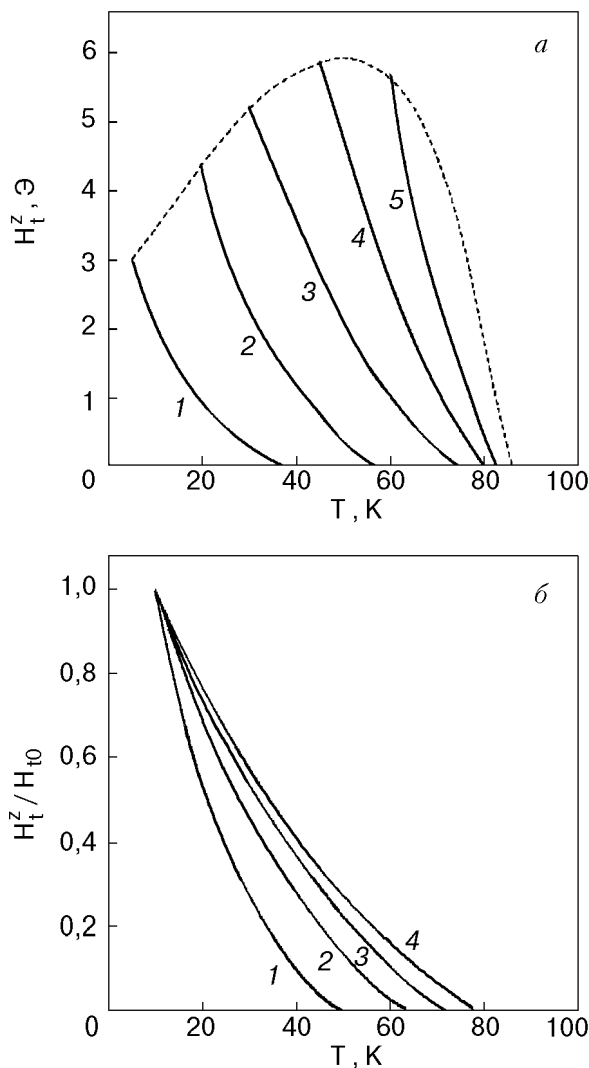


Рис. 2. Температурные зависимости захваченных в режиме ZFC магнитных полей при $H = 60$ Э для различных температур захвата T_t ($T > T_p$), К: 10 (1); 19,8 (2); 30 (3), 45 (4); 60 (5) (пунктирная линия – зависимость $H_t^z(T_p)$) (а) и при $T = 10$ К для различных индуцирующих магнитных полей H , Э: 60, $H_{t0} = 3,1$ Э (1); 110, $H_{t0} = 8,5$ Э (2); 400, $H_{t0} = 23$ Э (3); 1000, $H_{t0} = 35$ Э (4) (б).

На рис. 2 показаны кривые $H_t^z(T)$, полученные при повышении температуры для различных T_t (рис. 2,а) и для различных индуцирующих полей (рис. 2,б).

Для слабых полей захваченные на импульсе магнитные поля H_t^z быстро уменьшаются с ростом температуры, спадая до нуля при $T < T_c$, при этом чем меньше индуцирующие и, соответственно, захваченные поля, тем быстрее убывает зависимость $H_t^z(T)$ (рис. 2,б). Температура исчезновения ЗМП T_d при низких температурах захвата ($T_t < T_c/2$) приблизительно линейно убывает при

уменьшении температуры захвата и величины индуцирующего поля H : $T_d = T_t + bH$, $b = 0,5$ К/Э.

Огибающая семейства кривых $H_t^z(T)$, полученных для различных T_t (рис. 2,а), представляет собой известную зависимость захваченных полей от температуры захвата $H_t^z(T_t)$ [7]. Для слабых полей графики $H_t^z(T_t)$ имеют максимум, выраженный тем резче, чем меньше поля и, соответственно, H_t^z . Для сильных индуцирующих магнитных полей захваченные поля H_t^z возрастают при уменьшении температуры T_t . Для больших полей графики $H_t^z(T_t)$ и $H_t^z(T)$ сближаются и практически совпадают при $H > 500$ Э.

При уменьшении температуры от любой точки кривой $H_t^z(T_t)$ и последующем циклировании в области $T < T_t$ поля H_t^z , как и в случае FC, остаются постоянными.

4. Обсуждение результатов

Наиболее интересной особенностью описанных температурных зависимостей является, на наш взгляд, быстрое уменьшение ЗМП с ростом температуры после захвата в режиме ZFC.

Такой характер зависимостей $H_t^z(T)$ невозможно объяснить в рамках модели Бина, так как в этой модели захваченные поля должны исчезать при $j_c(T) \rightarrow 0$ и, следовательно, при $T \rightarrow T_c$. Действительно, расчет $H_t^z(T, T_t, H)$ для модели Бина при захвате импульсом поля в центре пластины шириной $2d$ дает ($T > T_t$)

$$H_t^z(T, T_t, H) = j_c(T)d\theta(L - 2d) + j_c(T)(L - d)\theta(2d - L)\theta(L - d), \quad (1)$$

где $L = L(H, T_t) = H/j_c(T_t)$.

На рис. 3 изображены нормированные зависимости $H_t^z(T)$, вычисленные согласно (1) для $H = 0,5j_c(0)d$ и типичной для диэлектрических джозефсоновских переходов зависимости критического тока [8]:

$$j_c(T) = j_c(0)(1 - T/T_c). \quad (2)$$

Из сопоставления рис. 1 и 3 видно, что полное исчезновение ЗМП, согласно модели Бина, происходит только при критической температуре T_c , тогда как измеренная нами предельная температура «сброса» ЗМП, как и отмечалось ранее, снижается при уменьшении температуры захвата T_t и магнитного поля H . Расчеты для обобщенной на неоднородный случай модели Бина дают аналогичный результат.

Таким образом, предсказания модели Бина даже качественно не согласуются с экспериментальными данными.

Различные модели гистерезисных магнитных свойств, связанные с абрикосовскими или джозефсоновскими вихрями [3,9], не способны объяснить захват магнитного потока в изученных нами ВТСП, так как при дроблении, т. е. при разрушении контактов между гранулами, ЗМП быстро исчезали. Это свидетельствует о том, что вклад в ЗМП от запиннигованных в гранулах абрикосовских вихрей мал. Кроме того, захват магнитного потока не наблюдался при температурах, находящихся в области резистивного СП перехода, когда уже образуются джозефсоновские контакты между СП гранулами и, казалось бы, возможно появление джозефсоновских вихрей.

Изученные нами особенности температурных зависимостей ЗМП, однако, находят объяснение в рамках модели СП-«колец» (контуров) [6], согласно которой захваченные магнитные поля в ВТСП керамиках и пленках определяются захватом магнитного потока в системе СП колец, образованных сверхпроводящими гранулами, соединенными слабыми джозефсоновскими связями. Такая система должна характеризоваться достаточно широким распределением слабых связей, а следовательно, и СП колец по критическим полям H_c и температурам T_c .

Рассмотрим сначала ЗМП в режиме ZFC. При приложении импульса внешнего поля H после охлаждения образцов в нулевом поле до $T_t < T_{c0}$ кольца с малыми критическими полями $H_c < H$ и кольца с $H_c > H$ ведут себя по-разному: магнитное поле разрушает СП в первых из них и при снятии поля в них захватывается магнитный поток, пропорциональный H_c , а в кольца второго типа поле не проникает и захвата магнитного потока не происходит.

При увеличении температуры после захвата при T_t критические поля колец уменьшаются, как и поле в каждом из них, при этом максимальное захваченное поле $H_c^*(T)$ определяется температурными зависимостями критических полей и условием $H_c^*(T_t) = H$. Таким образом, при $T > T_t$ имеем

$$H_t^z(H, T_t, T) = A \int_0^{H_c^*(T)} H_c f(H_c) dH_c, \quad (3)$$

коэффициент A учитывает геометрические факторы и фактор размагничивания.

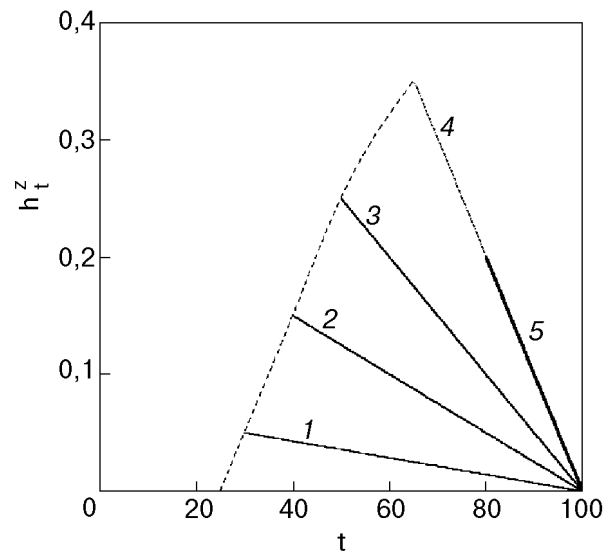


Рис. 3. Нормированные температурные зависимости ЗМП в центре образца для режима ZFC, рассчитанные в модели Бина, $h_t^z = H_t^z/j_c(0)d$, для различных температур захвата $t = (T/T_c)100$: 30 (1); 40 (2); 50 (3); 65 (4); 80 (5).

Из (3) следует, что захваченные поля исчезают при предельной температуре T_d , определяемой из условий $H_c^*(T_d) = 0$ и $H_c^*(T_t) = H$, что при линейной зависимости критических полей от температуры дает, в согласии с экспериментальными данными, $T_d = T_t + \alpha^{-1}H$, α — температурный коэффициент критических полей.

На рис. 4,а и б представлены температурные зависимости ЗМП в режиме ZFC, рассчитанные для удобной при аналитическом счете и в то же время разумной модельной функции распределения колец по критическим полям:

$$f(H_c, H_{cc}, \Delta H_c) = \frac{[\Delta H_c^2 - (H_c - H_{cc})^2]^{1/2}}{1/2\pi\Delta H_c^2}, \quad (4)$$

H_{cc} — среднее критическое поле; ΔH_c — полуширина функции распределения, для линейных температурных зависимостей критических полей $H_c(T) = H_c(0) - \alpha T = H_c(0) - H_{cM}(T/T_c)$, $H_{cc}(T) = H_{cc}(0) - \alpha T$, $H_{cM} = H_{cc}(0) + \Delta H_c$, T_c — максимальная температура образования СП колец, $H_{cc}(0) = 100$ Э, $\Delta H_c = 50$ Э.

Сопоставляя рис. 4,а и 2,а, и рис. 4,б и 2,б, наблюдаем хорошее качественное согласие рассчитанных и экспериментальных температурных зависимостей ЗМП.

Падение $H_t^z(T_t)$ при уменьшении T_t в области низких температур и, соответственно, возникно-

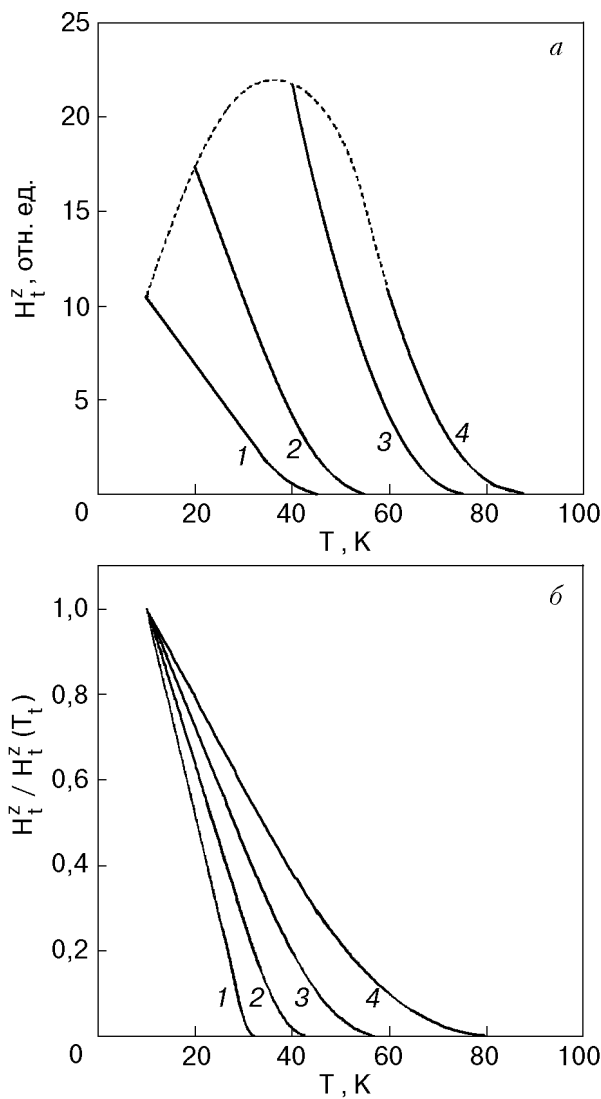


Рис. 4. Температурные зависимости захваченного в режиме ZFC магнитного поля, рассчитанные для модели колец при $H = 60$ Э и различных температурах захвата T_t , К: 10 (1); 20 (2); 40 (3); 60 (4) (пунктирная кривая – зависимость $H_t^z(T_t)$) (a) и при $T_t = 10$ К и различных магнитных полях H , Э: 36 (1); 55 (2); 80 (3); 120 (4) (б).

вление максимума на огибающей семейства кривых $H_t^z(T)$ обусловлены ростом критических полей при уменьшении температуры, что при функции распределения $f(H_c)$, имеющей при $T = 0$ хорошо выраженный максимум, приводит к уменьшению числа колец с $H_c < H$, в которых осуществляется захват импульсом поля H .

Модель колец хорошо описывает и ЗМП в режиме FC. В этом случае поле H изначально существует в кольцах обоих типов, поэтому все кольца захватывают магнитный поток, однако величина захваченных локальных потоков в кольцах с $H_c < H$ пропорциональна H_c , а в кольцах с $H_c > H$ – пропорциональна H .

Таким образом, в режиме FC имеем

$$H_t^z(H, T_t, T) = A \left(\int_0^H H_c f(H_c) dH_c + H \int_H^\infty f(H_c) dH_c \right). \quad (5)$$

При увеличении температуры после захвата критические поля H_c убывают, при этом существенно, что в кольцах с $H_c(T) > H$ захваченными остаются поля H , а в кольцах с $H_c(T) < H$ – максимальные для таких колец поля H_c , и, таким образом, выражение (5) с учетом зависимости $H_c(T)$ описывает и температурную зависимость захваченного поля при $T > T_t$. Отсюда следует, что температурная зависимость $H_t^z(T)$ при нагреве совпадает с зависимостью $H_t^z(T_t)$.

Из выражений (3) и (5) следует также, что в согласии с экспериментальными данными

а) величина захваченного поля в случае FC оказывается всегда больше, чем в случае ZFC, $H_t^z > H_t^z$;

б) в слабых полях согласно (5) при низких температурах захват в режиме FC происходит во всех кольцах, причем захваченное в большинстве колец поле равно H , и ЗМП слабо зависит от температуры;

в) в сильных полях $H > H_{cM}$ (H_{cM} – максимальное критическое поле в системе колец) захваченные поля перестают зависеть от величины индуктирующего поля и $H_t^z = H_t^z$;

г) при понижении температуры критические поля контуров H_c увеличиваются и, значит, захваченные в каждом контуре поля не могут изменяться, следовательно, $H_t^z(T) = \text{const}$ при $T < T_t$.

Таким образом, особенности полученных нами температурных зависимостей ЗМП и, в частности, исчезновение ЗМП при температурах намного меньших T_c хорошо объясняются в рамках модели ЗМП в СП контурах (кольцах).

1. С. Р. Been, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1969).
2. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. М. Гинзбург (ред.), Мир, Москва (1990).
3. С. Ebner and D. Stroud, *Phys. Rev.* **B31**, 165 (1987).
4. I. Morgenstern, K. A. Muller, and J. C. Bednordz, *Physica C* **15**, 59 (1988).
5. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
6. Kh. R. Rostami, A. A. Sukhanov, and V. V. Mantorov, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 736 (1996).
7. H. Darhmaoui, J. Jung, J. Talvacchio, M. A-K. Mohamed, and L. Friedrich, *Phys. Rev.* **B53**, 12330 (1996).
8. К. К. Лихарев, Б. Т. Ульрих, *Системы с джозефсоновскими контактами*, гл. 1, Изд-во МГУ, Москва (1978).
9. G. Blatter, M. V. Feigel'man, W. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).

Peculiarities of the temperature dependences of trapped magnetic field in Y-HTSC ceramics

A. A. Sukhanov and V. I. Omelchenko

The temperature dependences $H_t(T)$ of trapped magnetic field (TMF) in Y-HTSC ceramics are studied. For the field-cooled trapping the $H_t(T)$ dependences coincide with the dependences of H_t on trapping temperature T_t . Both dependences fall off monotonously with increasing temperature, and for low fields they reach saturation as temperature is decreased. When the trapping is induced by the field pulse after zero-field cooling the $H_t(T_c)$ dependences

show a maximum while the $H_t(T)$ curves drop monotonously with increase in temperature. In this case the rate of their dropping increases with decrease in pulse magnitude and the temperature of TMF vanishing decreases with T_t and H . The results are discussed and it is shown that in contrast to the Been model the theory based on the model of TMF in superconductive loops gives an adequate analytical description of the observed features of the temperature dependences of trapped magnetic field in the Y-HTSC ceramics.