

01;05

О возможности существования мультстабильных резистивных состояний при вводе тока в высокотемпературный сверхпроводник

© В.Р. Романовский

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 4 февраля 2009 г.)

В стационарном приближении исследована устойчивость резистивных состояний Bi2223-сверхпроводника без стабилизирующей матрицы с падающей температурной зависимостью показателя степени нарастания его вольт-амперной характеристики. Проведенный анализ выполнен для сверхпроводника, находящегося в постоянном внешнем магнитном поле при его неинтенсивном охлаждении хладагентом с различными значениями рабочей температуры. Показано, что в области высоких значений напряженности электрического поля и температурных перегревов возможно возникновение дополнительных стабильных резистивных состояний. Они характеризуются устойчивыми скачками напряженности электрического поля и температуры, не переводящими сверхпроводник в нормальное состояние.

Мультстабильные резистивные состояния могут проявляться в силу нетривиального изменения дифференциального сопротивления сверхпроводника. В этом случае основную роль в их формировании играет взаимосвязанное уменьшение с температурой критической плотности тока сверхпроводника и показателя степени нарастания его вольт-амперной характеристики. Существование мультстабильных резистивных состояний необходимо учитывать как при анализе стабильных режимов высокотемпературных сверхпроводников, так и при описании процессов, происходящих в сверхпроводящих магнитах при их переходе в нормальное состояние.

PACS: 74.60.GE; 74.60.Jg; 85.25.Kx; 85.25.L

В настоящее время сверхпроводящие токнесущие элементы на основе высокотемпературных сверхпроводников предоставляют широкие возможности для создания магнитных систем, эффективно использующих их высокие критические свойства при температурах хладагента, намного превышающих температуру жидкого гелия. Однако как и для магнитных систем, изготовленных из низкотемпературных сверхпроводников, при использовании высокотемпературных сверхпроводников необходимо исследовать условия, обеспечивающие стабильный ввод максимально возможных значений токов. Подобный анализ может быть выполнен на основе исследования вольт-амперной характеристики сверхпроводника. Она позволяет определить существование стабильных стационарных состояний в широком диапазоне изменения напряженности электрического поля и температуры, индуцированных вводимым током.

Как правило, вольт-амперные характеристики высокотемпературных сверхпроводников традиционно исследуются в области низких значений напряженности электрического поля ($E \sim 10^{-4}$ V/m), которые характеризуются малыми температурными перегревами сверхпроводника ($\Delta T \sim 0.01-0.1$ K). Но даже в этих случаях сверхпроводники могут находиться в резистивном состоянии [1]. Это происходит, когда сила Лоренца начинает превышать силу пиннинга. При этом возникающая вольт-амперная характеристика сверхпроводника имеет существенно нелинейный характер, поскольку вихревая решетка постепенно приходит в движение. Этот механизм зависит от многих причин: неоднородности

пиннинга, дефектов структуры вихревой решетки, термической активации магнитного потока и др. Однако их сложность и многообразие не всегда позволяет в полной мере теоретически описать вольт-амперную характеристику сверхпроводника в резистивном состоянии. В связи с этим зачастую более целесообразным оказывается использование феноменологических моделей вольт-амперной характеристики, сформулированных на основе многочисленных экспериментов.

В настоящее время для феноменологического описания резистивных состояний как низкотемпературных, так и высокотемпературных сверхпроводников широко используется степенное уравнение вольт-амперной характеристики [2]. Для нее характерна логарифмическая зависимость потенциального барьера от тока, когда крип магнитного потока обусловлен множественными пространственными дефектами кристаллической решетки сверхпроводника. Хотя степенное уравнение не исчерпывает всего многообразия вольт-амперных характеристик сверхпроводников, оно позволяет с удовлетворительной точностью описать широкий спектр экспериментальных данных, варьируя соответствующим образом исходные параметры уравнения вольт-амперной характеристики.

Резистивные состояния высокотемпературных сверхпроводников существуют в широком диапазоне вводимых в них токов. При этом экспериментально и теоретически доказано [3–11], что они могут быть стабильными и при более высоких токах и температурных перегревах, чем соответствующие значения, кооторые следуют

из критерия $E_c \sim 10^{-4}$ В/м. Учет данных резистивных состояний, устойчиво существующих в закритической области параметров ($E > E_c$), значительно расширяет диапазон допустимых рабочих режимов современных сверхпроводящих материалов. Для объяснения их устойчивости, как правило, используется предположение о независимости параметра нарастания степенного уравнения вольт-амперной характеристики высокотемпературного сверхпроводника от температуры [3,6–11]. В то же время известно, что он может изменяться в широком диапазоне, уменьшаясь с температурой или индукцией внешнего магнитного поля (см., например, экспериментальные данные, приведенные в [12,13]). В связи с этим в настоящей работе обсуждаются особенности формирования резистивных состояний высокотемпературного сверхпроводника, когда степень нарастания его вольт-амперной характеристики падает с температурой по заданному закону.

Рассмотрим плоскопараллельную пластину на основе Bi2223 с полутолщиной a , помещенной в постоянное внешнее магнитное поле B и охлаждаемую хладагентом с постоянным коэффициентом теплоотдачи h при температуре T_0 . Будем предполагать, что неоднородность распределения температуры T и электрического поля E по сечению сверхпроводника пренебрежимо мала. Подобные состояния имеют место при $dI/dt \rightarrow 0$ и $ha/\lambda \ll 1$. Здесь dI/dt — скорость ввода тока, λ — коэффициент теплопроводности сверхпроводника. Пусть вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается степенным уравнением с показателем степени, зависящим от температуры. Тогда изменение температуры сверхпроводника и напряженности электрического поля может быть определено на основании решения следующей системы уравнений:

$$EJ = h(T - T_0)/a, \quad (1)$$

$$E = E_c [J/J_c(T)]^{n(T)}, \quad (2)$$

где E_c , $J_c(T)$, $n(T)$ — исходные параметры вольт-амперной характеристики сверхпроводника при заданном значении индукции внешнего магнитного поля. При этом для расчета температурных зависимостей критической плотности тока $J_c(T)$ и параметра нарастания $n(T)$ использовались теоретические результаты, представленные в [12] и обобщенные для сверхпроводника без стабилизирующей матрицы.

В качестве иллюстрации на рис. 1 изображены используемые ниже расчетные значения $J_c(T)$ и $n(T)$, полученные для Bi2223 в соответствии с [12] при $E_c = 10^{-4}$ В/м.

Задача (1), (2) позволяет исследовать изменение теплового и электрического состояний сверхпроводника в стационарном приближении, которое будет наблюдаться при бесконечно медленном увеличении плотности транспортного тока. В частности, нетрудно найти значения $\partial E/\partial J$ и $\partial T/\partial J$, определяющие крутизну и монотонность нарастания напряженности электрического поля и температуры сверхпроводника в резистивном состоянии.

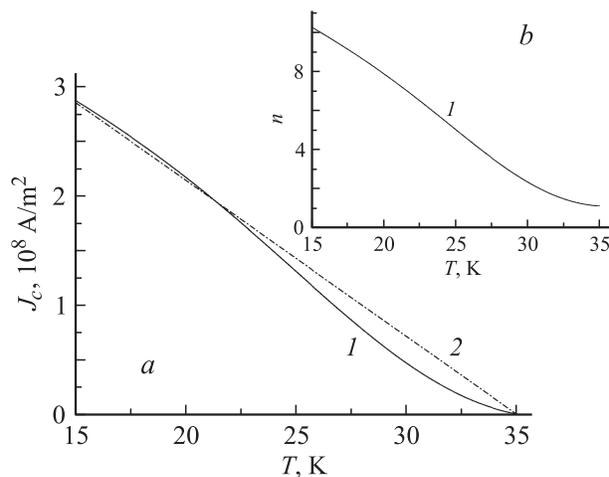


Рис. 1. Температурные зависимости критической плотности тока (а) и показателя степени нарастания вольт-амперной характеристики (б) Bi2223 при $B = 10$ Т: 1 — нелинейное приближение $J_c(T)$ и $n(T)$, 2 — линейное приближение $J_c(T)$.

Опуская промежуточные вычисления и учитывая уменьшение с температурой значений $J_c(T)$ и $n(T)$, запишем искомые значения $\partial E/\partial J$ и $\partial T/\partial J$ в виде

$$\frac{\partial E}{\partial J} = \frac{\left(\frac{E_c}{E}\right)^{1/n(T)} + \frac{Ea}{h} \left[\left| \frac{dJ_c}{dT} \right| - \frac{J_c(T)}{n(T)^2} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \right]}{\frac{J_c(T)}{n(T)E} - \frac{Ja}{h} \left[\left| \frac{dJ_c}{dT} \right| - \frac{J_c(T)}{n(T)^2} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \right]}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial J} = \frac{a}{\frac{h}{E} - \frac{aJn(T)}{J_c(T)} \left[\left| \frac{dJ_c}{dT} \right| - \frac{J_c(T)}{n(T)^2} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ln\left(\frac{E}{E_c}\right) \right]}. \quad (4)$$

Данные выражения демонстрируют основные физические особенности, лежащие в основе формирования резистивных состояний сверхпроводника с параметром нарастания n , зависящим от температуры. Прежде всего, из (3) и (4) следует, что дифференциальное сопротивление сверхпроводника и стабильное нарастание его температуры в резистивном состоянии зависит не только от характера спада $n(T)$, но и от соответствующего изменения с температурой значений J_c и напряженности индуцированного электрического поля. В результате может иметь место неоднозначное влияние падающих с температурой зависимостей $J_c(T)$ и $n(T)$ на стабильный характер нарастания вольт-амперной и температурно-амперной характеристик сверхпроводника. Во-первых, проанализировав знаки $\partial E/\partial J$ и $\partial T/\partial J$, нетрудно понять, что при докритических значениях напряженности электрического поля уменьшение $n(T)$ будет оказывать дестабилизирующее влияние на стабильность вводимого тока. При этом эффект дестабилизации будет тем заметнее, чем меньше значения n и E . Во-вторых, при $E > E_c$ спад параметра нарастания n может оказывать стабилизирующее влияние. Следовательно, в закритической области напряженности электрического поля возможно существование дополнительных стабильных токовых режимов. Другими словами, уменьшение с температурой

значений $n(T)$ может сопровождаться возникновением мультистабильных резистивных состояний. Отмеченная особенность может привести к существенному функциональному отличию вольт-амперной характеристики сверхпроводника, у которого параметр нарастания зависит от температуры, от вольт-амперной характеристики сверхпроводника с постоянным показателем степени n . Действительно, при постоянном значении n выражения (3) и (4) преобразуются к виду

$$\frac{\partial E}{\partial J} = \frac{\left(\frac{E_c}{E}\right)^{1/n} + \frac{Ea}{h} \left|\frac{dJ_c}{dT}\right|}{\frac{J_c(T)}{nE} - \frac{aJ}{h} \left|\frac{dJ_c}{dT}\right|}, \quad \frac{\partial T}{\partial J} = \frac{a}{\frac{h}{E} - \frac{aJn}{J_c(T)} \left|\frac{dJ_c}{dT}\right|}. \quad (5)$$

Согласно данным формулам, при $n = \text{const}$ вольт-амперная и температурно-амперная характеристики сверхпроводника состоят из одного стабильного ($\partial E/\partial I > 0$, $\partial T/\partial I > 0$) и нестабильного ($\partial E/\partial I < 0$, $\partial T/\partial I < 0$) участков, возникающих в силу уменьшения с температурой значений $J_c(T)$. (Формально существование стабильной и нестабильной областей связано с изменением знаков в знаменателе выражений, описывающих значения $\partial E/\partial J$ и $\partial T/\partial J$.) В этом случае напряженность электрического поля монотонно нарастает вплоть до граничного значения — поля срыва, отделяющего стабильное состояние от нестабильного. В стационарном поле срыва и соответствующие ему значения тока срыва и допустимого повышения температуры сверхпроводника определяются из условия $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ [8] или эквивалентного условия $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$ [4–6]. Соответственно моностабильные резистивные состояния неустойчивы, если введенный ток будет превышать данный ток срыва.

На рис. 2 между собой сопоставлены вольт-амперные и температурно-амперные характеристики Bi2223, рассчитанные как в предположении постоянного значения параметра нарастания n (пунктир 5), так и при его уменьшении с температурой (сплошные линии 1–4). Они были получены на основе численного решения задачи (1)–(2), выполненного при $B = 10$ Т, $a = 10^{-4}$ м, $h = 10$ Вт/(м²К). Здесь же для рассматриваемого сверхпроводника представлены вольт-амперные и температурно-амперные характеристики, вычисленные в предположении линейной зависимости критической плотности тока от температуры. Последней на рис. 1, а соответствует прямая 2. При этом использовалось следующее аппроксимирующее выражение $J_c(T) = J_0(1 - T/T_{cB})$ при $J_0 = 5 \cdot 10^8$ А/м² и $T_{cB} = 35$ К. Соответствующие результаты моделирования изображены на рис. 2 штрихпунктиром 6.

Представленные результаты показывают, что в случаях, когда значения $n(T)$ уменьшаются с температурой, зависимости $E(J)$ и $T(J)$ могут иметь одну стабильную и нестабильную ветви. Они наблюдаются в области высоких температур хладагента, близких к критической температуре сверхпроводника. В то же время при пониженных значениях температуры хладагента резистивные состояния Bi2223-сверхпроводника могут трансформироваться в мультистабильные. В результате возможно

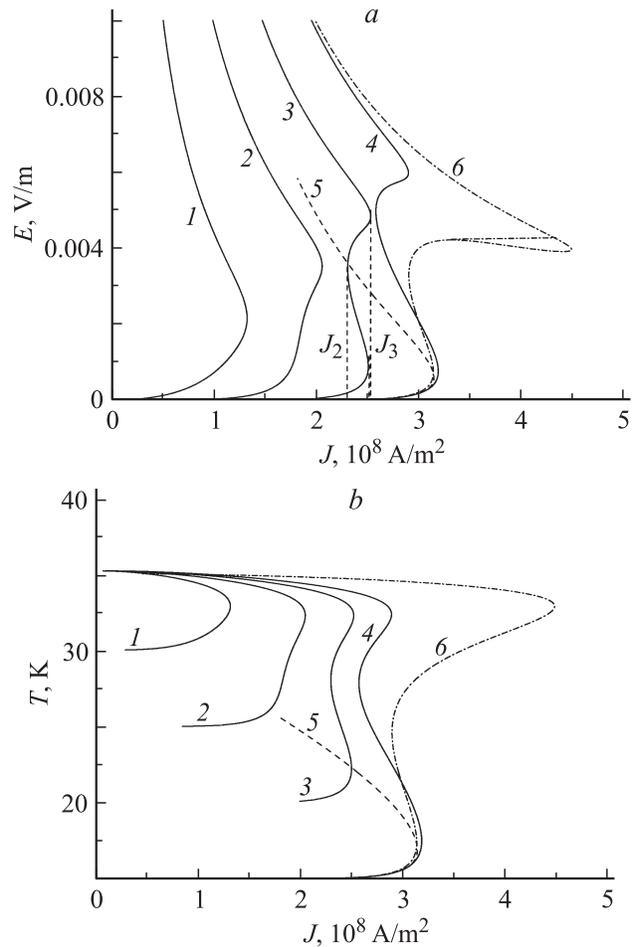


Рис. 2. Вольт-амперная (а) и температурно-амперная (б) характеристики Bi2223 при $B = 10$ Т и различных значениях температуры хладагента: 1 — $T_0 = 30$, 2 — 25, 3 — 20, 4 — 15 К — нелинейное приближение $J_c(T)$ и $n(T)$; 5 — $T_0 = 15$ К — нелинейное приближение $J_c(T)$ при $n = 10$; 6 — $T_0 = 15$ К — линейное приближение $J_c(T)$ при $n = n(T)$.

существование следующих состояний (рис. 2). На начальном участке нарастания тока, который существует в интервале значений плотности тока, изменяющемся от 0 до J_1 , напряженность электрического поля и температура сверхпроводника стабильно увеличиваются, так как $\partial E/\partial J > 0$ и $\partial T/\partial J > 0$. В рамках рассматриваемого стационарного приближения граничное значение плотности тока J_1 первого стабильного участка вольт-амперной характеристики следует из условий $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ или $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$ при $J \rightarrow J_1$. В то же время в диапазоне значений плотности тока от J_2 до J_1 , где J_2 также следует из условий $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ или $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$ при $J \rightarrow J_2$, существует нестабильная ветвь, удовлетворяющая условиям $\partial E/\partial J < 0$ и $\partial T/\partial J < 0$.

В этом же диапазоне, но при более высоких значениях напряженности электрического поля, существует и вторая стабильная область ($\partial E/\partial J > 0$ и $\partial T/\partial J > 0$). Поэтому при значении тока выше J_1 устойчивые ре-

зистивные состояния Bi2223-сверхпроводника в рамках рассматриваемого стационарного приближения скачком перейдут в новый стабильный режим, границы существования которого изменяются в диапазоне значений плотности тока от J_2 до J_3 . Здесь J_3 также следует из условий $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ или $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$ при $J \rightarrow J_3$. При дальнейшем увеличении тока выше значения J_3 теплоэлектродинамические состояния Bi2223-сверхпроводника будут полностью неустойчивы, поскольку последующие ветви на вольт-амперной и температурно-амперной характеристиках имеют отрицательный наклон ($\partial E/\partial J < 0$ и $\partial T/\partial J < 0$). Тем самым значение J_3 определяет предельную токонесящую способность рассматриваемого сверхпроводника, определенную с учетом падающей температурной зависимости n при заданной температуре хладагента.

С формальной точки зрения возможное появление мультистабильных областей является следствием многозначности решения уравнения

$$\frac{h}{aJE} = \frac{n(T)}{J_c(T)} \left| \frac{dJ_c}{dT} \right| - \frac{1}{n(T)} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ln\left(\frac{E}{E_c}\right), \quad (6)$$

которое следует из (3) или (4) при $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ или $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$. Соответственно если данное уравнение, преобразованное, например, относительно температуры, имеет один корень — граничную температуру, определяющую диапазон допустимого перегрева сверхпроводника, то резистивное состояние сверхпроводника — моностабильно. В случаях, если число корней будет равно трем, то появятся мультистабильные состояния. Возможны также состояния, когда корни уравнения (6) отсутствуют. Согласно (6), они имеют место при

$$\frac{1}{J_c(T)} \left| \frac{dJ_c}{dT} \right| < \frac{1}{n^2(T)} \left| \frac{dn}{dT} \right| \ln\left(\frac{E}{E_c}\right).$$

Как следует из (4), данный критерий соответствует токовым режимам, при которых температура сверхпроводника при вводе в него тока будет стабильно повышаться вплоть до его критической температуры, т. е. будет иметь место условие $\partial T/\partial J > 0$ при $T_0 < T < T_{cB}$. В целом, как отмечалось выше и показывает уравнение (6), стабильное формирование дополнительного резистивного участка зависит от взаимосвязанного изменения с температурой значений $J_c(T)$, $dJ_c(T)/dT$, $n(T)$ и $dn(T)/dT$. На рис. 2 данную особенность наглядно демонстрируют кривые 4–6, рассчитанные в рамках различных приближений $J_c(T)$ и $n(T)$. Следовательно, корректное описание уменьшающихся с температурой значений $J_c(T)$ и $n(T)$ во всем диапазоне варьирования температуры высокотемпературного сверхпроводника, и в особенности в окрестности его критической температуры, играет важную роль в описании их стабильных состояний.

Отмеченные закономерности, которые, на первый взгляд, выходят за рамки общепринятых положений, основанных на анализе моностабильных вольт-амперных

и температурно-амперных характеристик сверхпроводящих сред, приводят к следующему важному выводу. Необходимое и достаточное условие устойчивости тока, вводимого в высокотемпературный сверхпроводник, должно обязательно учитывать развитие совместно протекающих тепловых и электрических состояний на протяжении всего процесса ввода тока, при котором температура сверхпроводника может стабильно изменяться от температуры хладагента до его критической температуры. Именно данный подход позволяет определить области устойчивости вводимых токов во всем диапазоне изменения температуры сверхпроводника вплоть до его критической температуры, включая возможное возникновение резистивных областей мультистабильности. В результате учет их существования может приводить к увеличению диапазона стабильных токов, вводимых в высокотемпературный сверхпроводник, по сравнению с допустимыми значениями токов, которые следуют из априорных оценок, основанных на определении $J_c(T_0)$ по заданному значению E_c . Подчеркнем важность данного вывода.

Как правило, улучшение стабильности сверхпроводника связывают со стабилизирующим влиянием их теплоемкости. В то же время ее действие имеет место только при динамических режимах ввода тока. В рамках настоящей работы показано существование статического механизма, ответственного за расширение границы устойчивых состояний, происходящее в силу уменьшения параметра нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника. Данный статический механизм будет влиять и на процессы формирования тепло-электродинамических состояний при нестационарных режимах.

Таким образом, в высокотемпературном сверхпроводнике с показателем нарастания вольт-амперной характеристики, уменьшающимся с температурой, могут появляться дополнительные стабильные резистивные участки, которые в приближении бесконечно медленного ввода тока будут возникать после скачка напряженности электрического поля и температуры, не переводящего его в нормальное состояние. Наблюдение данного эффекта возможно в закритической области значений напряженности электрического поля и зависит от взаимосвязанного характера уменьшения с температурой критической плотности тока сверхпроводника и показателя степени нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника, происходящее в области допустимых перегревов, в частности, вблизи критической температуры сверхпроводника. Поэтому вероятность его возникновения зависит от температуры хладагента и индукции внешнего магнитного поля, влияющих на изменение с температурой зависимостей $J_c(T)$ и $n(T)$.

В целом существование стабильных мультистабильных резистивных режимов, возникающих при вводе тока в высокотемпературные сверхпроводники, позволяет объяснить повышенную стабильность их токовых

режимов по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками без привлечения динамического механизма стабильности, обусловленного температурным влиянием теплоемкости сверхпроводника. Это необходимо учитывать при экспериментальном определении вольт-амперной характеристики высокотемпературного сверхпроводника, когда при ее стабильном формировании могут иметь место заметные устойчивые температурные перегревы. Кроме того, учет мультистабильных резистивных состояний будет играть важную роль при анализе условий тепловой стабилизации высокотемпературных сверхпроводников по отношению к вводимым в них токам или внешним тепловым возмущениям, а также при корректном описании процессов перехода высокотемпературных сверхпроводников в нормальное состояние, например, рабочих режимов сверхпроводящих токоограничителей.

Работа выполнена в рамках проекта № 07-08-00036-а Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Кембелл А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. М.: Мир, 1975. 332 с.
- [2] Уилсон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [3] Rakhmanov A.L., Vysotsky V.S., Ilyin Yu.A. et al. // *Cryogenics*. 2000. Vol. 40. N 1. P. 19.
- [4] Nishijima G., Awaji S., Murase S. et al. T // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 2002. Vol. 12. N 1. P. 1155.
- [5] Nishijima G., Awaji S., Watanabe K. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 2003. Vol. 13. N 2. P. 1576.
- [6] Lehtonen J., Risto Mikkonen R., Paasi J. // *Physica C*. 1998. Vol. 310. P. 340–344.
- [7] Majoros M., Glowacki B.A., Campbell A.M. // *Physica C*. 2002. 372–376. P. 919–922.
- [8] Seong-Woo Y., Hyo-Sang C., Ok-Bae H. et al. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 2003. Vol. 13. N 2. P. 2968–2971.
- [9] Romanovskii V.R., Watanabe K., Awaji S. et al. // *Supercond. Sci. Technol.* 2004. Vol. 17. P. 1242.
- [10] Romanovskii V.R., Watanabe K., Awaji S. et al. // *Physica C*. 2004. Vol. 416. P. 126.
- [11] Romanovskii V.R., Awaji S., Nishijima G., Watanabe K. // *J. of Appl. Phys.* 2006. Vol. 100. N 6. P. 063 905.
- [12] Kiss T., Inoue M., Kuga T. et al. // *Physica C*. 2003. Vol. 392–396. P. 1053–1062.
- [13] Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. // *Cryogenics*. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702.