

02,11

Ускоренные режимы получения $\text{Ti}(\text{Bi})$ -ВТСП-образцов керамики и ее рекордные характеристики в модели Хаббарда

© В.И. Алтухов¹, В.П. Вигаев¹, В.С. Саввин², А.В. Санкин¹, В.С. Калитка³

¹ Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Пятигорск, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет „Московский инженерно-физический институт“, Институт атомной энергетики, Обнинск, Россия

³ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: zam-id@pfncfu.ru

Поступила в Редакцию 9 июня 2023 г.

В окончательной редакции 21 августа 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Найдены ускоренные режимы синтеза таллийсодержащих образцов (таблеток) ВТСП-керамики с рекордными температурами сверхпроводящего перехода ($T_c = 124$ К и более) и с плотностями критического тока (J_c) до тысяч A/cm^2 . Разработана технология стабильного стандартного (двухступенчатого) ускоренного синтеза (менее суток вместо 48 h) таллиевой ВТСП-керамики. Процесс синтеза был значительно сокращен по времени (по сравнению с известными двухступенчатыми технологиями). По изломам кривых проводимости $\sigma(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$ определены возможные значения T_c вплоть до 205 К. В модели Хаббарда определены зависимости $T_c(x)$, магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и проводимости $\sigma(T)$ от концентрации x катионов Me_x^{2+} , $\text{Me} = \text{Pb}$ или Bi , и температуры T . Результаты соответствующих расчетов согласуются с экспериментальными данными.

Ключевые слова: $\text{Ti}(\text{Bi})$ -ВТСП-керамика, рекордные температуры сверхпроводящего перехода, ускоренный синтез, магнитная восприимчивость, электропроводность.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56314.107

1. Введение

О величине T_c равной 120 К в системе Ti-Ba-Cu-O впервые сообщалось в 1988 г. [1]. Этот результат был повторен в 1989 [2] и в 1990 г. [3,4]. Значение $T_c = 124\text{--}125$ К достигнуто авторами в 1989, 1990 гг. [5,6]. Вопросы получения ВТСП-керамики, привлекавшие к себе интерес в то время, отошли на второй план в связи с вниманием к свойствам ВТСП-монокристаллов, пленок и лент. Однако, вопросы получения массивных образцов Ti -ВТСП-керамики, в том числе в виде таблеток, вновь стали актуальными в настоящее время в связи с перспективами их применения. Так, к примеру, массивные образцы ВТСП-материалов и элементы силовой электроники на основе карбида кремния используются в энергетически нагруженных цепях комбинированных лазерных систем мощностью до одного мегаватта [7]. В [5,6] по изломам на зависимостях $\sigma(T)$ была показана возможность повышения T_c до значений в интервалах 145–150, 172–175, 185–190, 203–205 К, что выше температуры „сухого льда“ (твердый диоксид углерода CO_2 , температура сублимации при атмосферном давлении 194.7 К).

В настоящей работе рассмотрены результаты поиска и оптимизации параметров технологических режимов ускоренного синтеза образцов таллиевой и висмутовой ВТСП-керамики с рекордными характеристиками. Суть

найденного ускоренного метода определяется степенью помола (50–150 μm) предварительно отожженной смеси, температурами и временом отжига и интенсивностью продувки кислорода в камере. Имеются в виду конкурентоспособные объемные образцы керамики, позволяющие наладить выпуск ВТСП-продуктов, имеющих коммерческое значение [7,8–10]. Если 7–9 лет назад длина производимых по сэндвичной технологии ВТСП ограничивалась одним метром (Ti , Pb-1223 провод с J_c до 10^4 A/cm^2 при 77 К [9,10]), то сегодня это ленты (Ti , Bi-1223 ВТСП-провода второго поколения) с высокой токонесущей способностью, длиной более 1000 м и средним линейным критическим током $I \sim 500$ А на 1 см ширины (компании Super Power и American Superconductor (AMSC) [7,10]). Технологии изготовления ВТСП-лент второго поколения, в частности, разрабатываются также на химическом факультете МГУ им. М.В. Ломоносова при участии Института физики металлов УрО РАН, Курчатовского института [7,9], а также других НИИ и предприятий [10].

Возможность увеличения транспортного критического тока в ВТСП-проводниках второго поколения на сегодня, в основном, связывают с увеличением толщины сверхпроводящего слоя без существенного снижения остроты текстуры. В трехслойном ВТСП-покрытии толщиной 2 μm уже достигнут линейный критический ток до 660 А/см ширины. Другой путь увеличения

критического тока — это увеличение концентрации преднамеренно введенных центров пиннинга с большим потенциалом [8]. Важную роль играют методы осаждения эпитаксиальных пленок YBCO и других исходных ВТСП-материалов на подготовленные подложки.

Выбор подложки и метода осаждения пленок ВТСП-керамики для кабелей второго поколения приобретает ключевое значение, поскольку этим определяются цена и эксплуатационные характеристики ВТСП-кабеля. Интерес к подходящим для этих целей материалам — Tl и Bi макро-ВТСП-образцам, а также их потенциальные возможности, побудили авторов возобновить работы по оптимизации ускоренного синтеза ВТСП-керамики с рекордными физическими характеристиками.

2. Значения полученных рекордных характеристик

Нами были рассмотрены различные технологии синтеза таллиевой и висмутовой керамики и реализована технология синтеза, дающая стабильные образцы ВТСП-керамики с оптимальными и рекордными характеристиками. В результате на образцах керамики различного стехиометрического состава нами получены температуры сверхпроводящего перехода от 93 до 125 К с плотностью транспортного критического тока более 1000 A/cm^2 . Эти значения J_c получены методом электро-транспортных измерений при нулевом магнитном поле и температуре порядка T_c . Были изучены дифракционные рентгеновские спектры, измерен эффект Мейсснера и проведены магнитные и резистивные измерения для образцов с различной температурой сверхпроводящего перехода [5,6].

Авторами использовалось стандартное физическое оборудование, описанное во множестве статей по экспериментам, связанным с синтезом ВТСП-материалов. Авторской разработкой являются именно технологические ускоренные режимы синтеза, куда были внесены ряд „ноу-хау“, что и привело в итоге к получению представленных здесь результатов.

В ходе исследований плотность транспортного критического тока измерялась методом падения напряжения на образцах. Рассматривалось удельное сечение транспортных ВТСП-жгутов на образцах. Плотность транспортного критического тока считалась по сечению образца, а не ВТСП-жгута. А так как, согласно дифракционным рентгеновским спектрам (рис. 1), объемная доля ВТСП-жгутов в теле образцов ВТСП-керамики оценивалась на уровне 25–30%, есть основания утверждать, что реальная плотность транспортного критического тока в ВТСП-жгутах полученных образцов достигала нескольких тысяч A/cm^2 . То есть, если увеличить удельную плотность ВТСП-жгутов в материале, то можно величину плотности транспортных критических токов поднять в несколько раз.

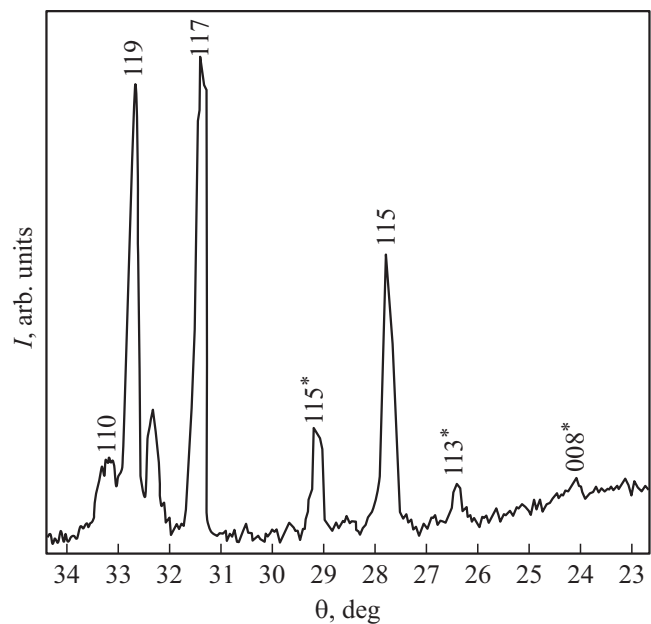


Рис. 1. Дифракционный рентгеновский спектр образца $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$, представляющего собой смесь двух сверхпроводящих фаз — 2223 и 2212.

В работе, кроме однофазных образцов с ВТСП-переходом при 125 К, на которых в основном и отработывалась технология синтеза, были получены отдельные образцы, содержащие две, три и большее число фаз, с аномально-высокими температурами сверхпроводящих переходов при 145–150 К, 170–175 К, 190–205 К, и даже 270–275 К. Это указывает на реальную возможность повышения критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние вплоть до достижения области температур „сухого льда“ и выше.

В 1989–1990 гг., нами была разработана технология стабильного ускоренного синтеза таллиевой ВТСП-керамики. Процесс синтеза был значительно сокращен по времени (по сравнению с известными двухступенчатыми технологиями). Указанная технология после некоторой доработки может быть трансформирована в заводской технологический процесс.

3. Структура и температурная зависимость свойств полученных ВТСП-образцов

Tl -ВТСП-материалы описывают двумя обобщенными химическими формулами $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+1}$ или $Tl_{1-x}M_xA_2Ca_{n-1}O_{2n+1}$. Здесь $A = Ba, Sr$ или их комбинация, а $M = Pb, Bi$ или их комбинация, $n = 1, 2, 3, 4, 5$. Первые содержат двойные таллиевые слои, именуемые „ Tl -бислоями“ — это Tl — 2201, Tl — 2212, Tl — 2223 и Tl — 2234 с $n = 1, 2, 3$ и 4. Вторые называют „ Tl монослоями“ и они включают в себя составы Tl — 1201, Tl — 1223 и Tl — 1234. Слоистая структура фаз

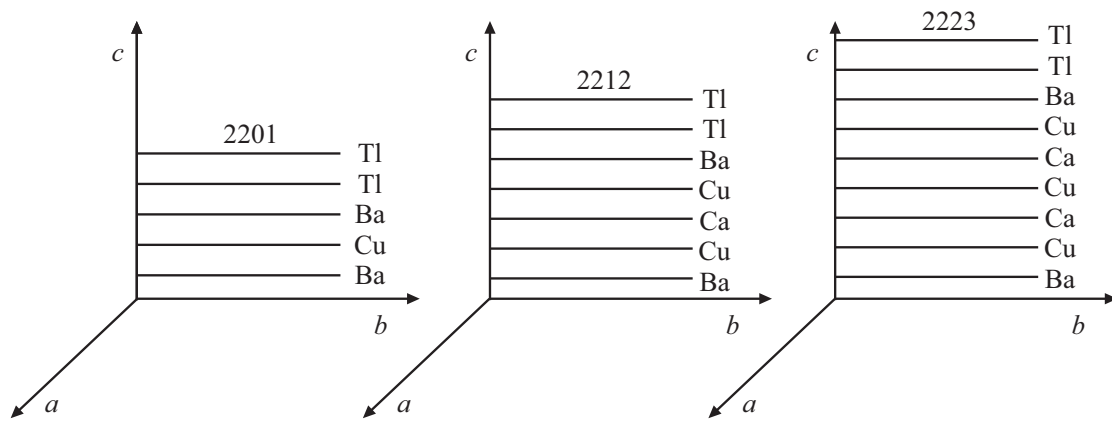


Рис. 2. Схема слоистой структуры различных фаз таллиевых сверхпроводников типа $Tl_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2n+4}$

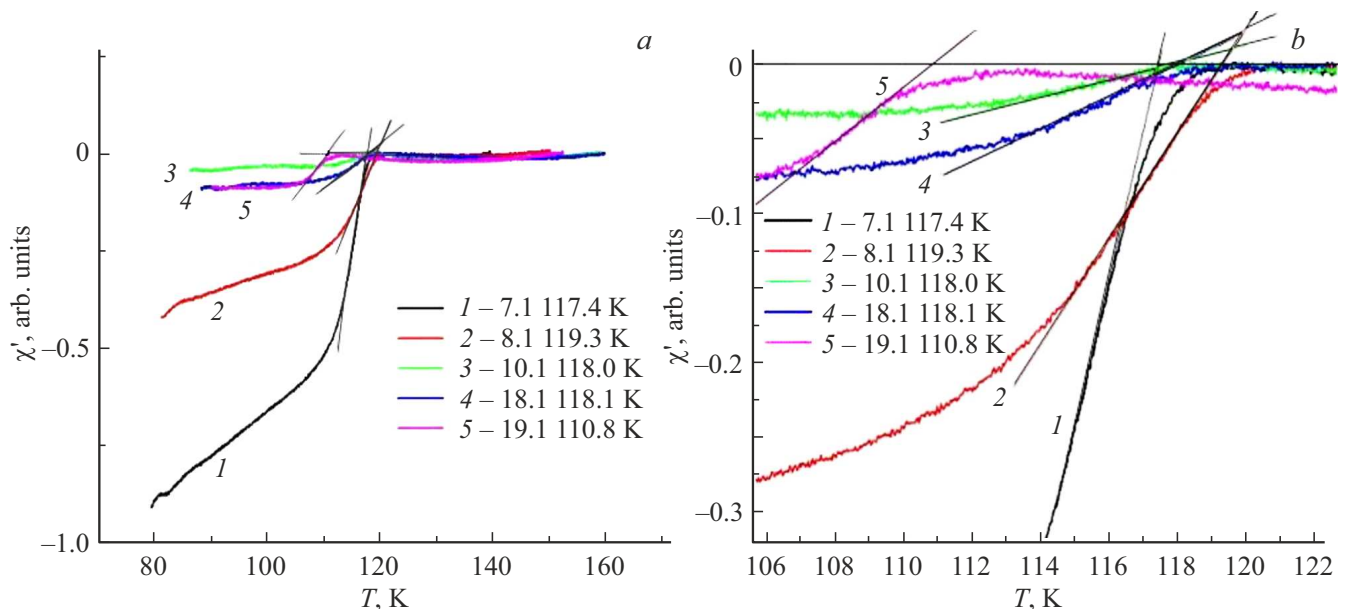


Рис. 3. Зависимость магнитной восприимчивости Tl-керамики от температуры: а) для пяти образцов разного состава „у“ с T_c от 110 до 120 K; б) те же результаты с увеличенным масштабом области температур основного перехода.

для различных образцов Tl-ВТСП-керамики приведена на рис. 2.

Измерения свойств, полученных ранее массивных образцов (таблеток) ВТСП-керамики были проведены в Грозном (ЧИГУ) и Ростове-на-Дону (РГУ) в 1989–1990 гг., на физическом и химическом факультетах МГУ в 2011–2012 и 2022 гг.

Полученные опытные результаты (рис. 1, б) подтверждают, что ВТСП-образцы имеют штатно высокие и рекордные характеристики: температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 125$ K и выше, транспортные критические токи до 10000 A/cm² и другие характеристики. Значения полученных в работе параметров согласуются с результатами других авторов [11–13].

Полученные по предлагаемой технологии синтеза результаты для таллиевых и висмутовых образцов ВТСП-

керамики были частично опубликованы в региональной печати и материалах конференций [5]. Результаты этих исследований для таллиевой ВТСП-керамики до сих пор остаются рекордными.

На рис. 3 приведены результаты измерений температурной зависимости действительной части магнитной восприимчивости χ' Tl-ВТСП-керамики пяти образцов разного состава „у“: (1 — 7.1; 2 — 8.1; 3 — 10.1; 4 — 18.1; 5 — 19.1% O₂). Измерения магнитной восприимчивости (рис. 3 и 4) проводились на переменном токе низкой частоты (50 Hz) на образцах (таблетках: $R \approx 4.0$ mm и $h \approx 2.5$ mm) с температурой сверхпроводящего перехода $T_c \leq 125$ K, что исключило возможность заметного влияния токов Фуко.

При измерении удельных электросопротивлений образцов наблюдались как традиционно высокие темпе-

ратуры сверхпроводящих переходов от 93 до 125 К, так и аномально высокие температуры сверхпроводящих переходов отдельных фаз при 145–150, 170–175 и 193–205 К для многофазных образцов, как это видно на графиках рис. 4 и рис. 5.

Характеристики образцов ВТСП-керамики, полученных ранее (1989–1990 гг.) [4–13], были повторно измерены в 2012 г. на химическом и физическом факультетах МГУ на предмет деградации во времени. В январе 2022 г. снова были проведены измерения эффекта Мейсснера с образцами, изучавшимися в 1990 и в 2012 гг. Эксперименты показали, что все образцы сохранили свои ВТСП-свойства на протяжении 33 лет при хранении на открытом воздухе.

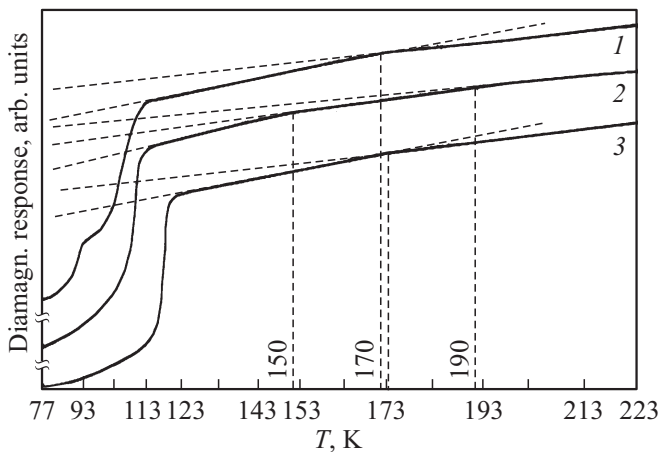


Рис. 4. Магнитная восприимчивость (эффект Мейсснера) в многофазных образцах Tl -ВТСП-керамики с характерными изломами на кривых, при температурах значительно превышающих T_c основного перехода. Концентрация катионов Me^{2+} возрастает в последовательности $x_1 < x_2 < x_3$

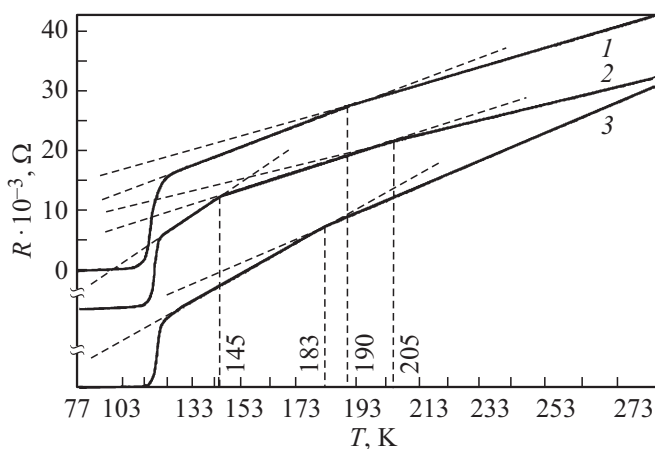


Рис. 5. Температурный график электросопротивления (четырёхконтактный метод) образцов Tl -ВТСП-керамики с изломами при температурах, значительно превышающих T_c основного перехода. Концентрация катионов Me^{2+} возрастает в последовательности $x_1 < x_2 < x_3$

Таблица 1. Значение критической температуры T_c образцов Tl -ВТСП-керамики по изломам кривых электросопротивления $R(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi(T)$

№ образца; измеряемое свойство	Температура T_c для различных фаз Tl -ВТСП-образцов по измерениям 1989–90 гг., (К)	Новые T_c , найденные на графиках по измерениям 2012 и 2022 гг., (К)
10.1; $R(T)$	113; 123; 145; 205	263
10.1; $\chi(T)$	113; 150; 190	205
7.1; $\chi(T)$	113; 143	183
18.1; $R(T)$	103; 123; 133; 190	250
18.1; $\chi(T)$	90; 103; 123; 153; 173	203
19.1; $R(T)$	103; 115; 121; 143; 153; 180	243; 270

В ходе экспериментов 2022 г. наблюдалось, что при нагревании до критической температуры T_c образец, содержащий одну фазу, сразу возвращается к магниту. Образцы же с многофазной структурой возвращаются к магниту ступенчато, по мере достижения критической температуры T_c каждой из фаз. В табл. 1 приведены значения критической температуры T_c для различных фаз Tl -ВТСП-образцов.

Аномально высокие значения T_c отдельных фаз многофазных образцов, синтезированных авторами, подтверждают ранее высказанные предположения о возможности существования сверхпроводящих переходов при температурах существенно больших, чем 125–127 К, вплоть до температуры „сухого льда“ и выше. Найденные нами режимы синтеза ВТСП-керамики делают такую возможность вполне реальной.

В дальнейшем технологически задача сводится к выделению из многофазных образцов Tl -ВТСП-керамики отдельных фаз с необходимой T_c с дальнейшим получением из этих монофаз ВТСП-материалов с аномально высокими температурами сверхпроводящего перехода. Концепция такой сепарации фаз была разработана авторами еще в 2012 г.

4. Модель Хаббарда сверхпроводящего перехода в Tl (Bi)-ВТСП-керамике.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) без какого-либо существенного изотопического эффекта показывает на существование нефононных механизмов сверхпроводимости. Один из таких механизмов реализуется в модели Хаббарда в бесконечном отталкивании ($U \rightarrow \infty$) и интегралом перескока t . При этом рассматривается гамильтониан системы в

Таблица 2. Рассчитанные значения температуры T_c для заданных концентраций x

x	0.025	0.050	0.100	0.150	0.200
T_c, K	99.9	128.5	140.4	119.0	71.4

виде [11–13]:

$$H = \frac{U}{2} \sum_{l\sigma} [\hat{n}_{l\sigma} \hat{n}_{l\bar{\sigma}} - \mu \hat{n}_{l\sigma}] + \sum_{l, l', \sigma} t(l-l') \alpha_{l\sigma}^+ \alpha_{l'\sigma}, \quad (1)$$

$$\hat{n}_{l\sigma} = \alpha_{l\sigma}^+ \alpha_{l\sigma}, \quad (1a)$$

здесь l — положение электрона в элементарной ячейке (атоме) со спином σ или $\bar{\sigma} = -\sigma$, U — предельная сила отталкивания в данной ячейке (l), μ — химический потенциал, t — интеграл перекрытия, α^+ , α — операторы рождения и уничтожения элементарного возбуждения.

4.1. Температура сверхпроводящего перехода $T_c(x)$.

Сверхпроводимость реализуется в нижней хаббардовской подзоне с полушириной ω и числом заполнения $n = 1 - x$, где x — степень недозаполнения зоны вследствие наличия в образце примесей замещения M_x с концентрацией x . При $n < 1$ учет диаграмм для вершинной части [11,13] с одночастичной функцией Грина

$$G_\omega(p) = (i\omega - \xi_p)^{-1}, \quad \xi_p = ft_p - \mu, \quad f = (2 - n)/2 \quad (2)$$

дает уравнение для определения температуры сверхпроводящего перехода

$$\sum_p \xi_p^{-1} t_p \text{th}[\xi_p/2T] = 1, \quad t_p = \sum_e t(e) e^{-p}. \quad (3)$$

При этом химический потенциал μ задается средним числом заполнения электронов в узле подрешетки катиона M_x

$$n = 2(1 - n/2) \sum_p n_F(\xi_p). \quad (4)$$

Здесь n_F — распределение Ферми, а множители 2 и $(1 - n/2) = f$ учитывают двукратное вырождение по спину и бесконечное отталкивание ($U \rightarrow \infty$) электронов при значении

$$n_F = 1 - x, \quad f = f_x = (1 + x)/2. \quad (4a)$$

Из условия $T_c \rightarrow 0$ при $x_c = 1/3$ согласно (3) находим, что $T_c > 0$ в области концентраций электронов $n > n_c = 3/2$ или $0 < x < x_c$. Для двумерной подрешетки катионов меди со слабо меняющейся плотностью состояний последнюю можно заменить прямоугольной функцией θ с полушириной хаббардовской подзоны ω :

$$\theta(\varepsilon) = \left(\frac{1}{2} \omega\right) \Delta(\omega^2 - \varepsilon^2), \quad (5)$$

где $\omega = \max t_p$.

В этой простой, но реальной модели, согласно (2) и (3), находим

$$\frac{n(2+n)}{2-n} = \frac{\mu}{\omega} \ln \frac{4\gamma^2(\omega^2 - \mu^2)}{\pi^2 T_c^2}, \quad (6)$$

$$\frac{3n-2}{2-n} = \frac{1}{T_c \omega} \ln \frac{\text{ch}(\omega + \mu/2T_c)}{\text{ch}(\omega - \mu/2T_c)}, \quad (7)$$

где $2\gamma/\pi = 1.14$ — известная постоянная теории Бардина–Купера, ω — полуширина нижней хаббардовской подзоны. Исключая μ из (6) и (7) при условии $n > n_c = 3/2$, получаем явное выражение для температуры сверхпроводящего перехода

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} 3\omega \sqrt{\frac{n(1-n)}{2}} \exp\left[-\frac{n(2+n)}{6(n-n_c)}\right]. \quad (8)$$

Для образцов ПТ-ВТСП-керамики T_c сначала увеличивается с ростом $n > n_c$, затем обращается в нуль при $x \rightarrow x_c = 1/3$ и возрастает, согласно (8), при $x \rightarrow 1$ по экспоненциальному закону типа Бардина–Купера (рис. 6, а):

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} \omega \exp\left[\frac{-8}{27(x_c - x)}\right]. \quad (9)$$

Таким образом, в интервале $0 < x < x_c$ рассчитанная температура фазового перехода T_c как функция концентрации x двухвалентных катионов Me_x^{2+} имеет максимум, что согласуется с результатами проведенных нами опытов для образцов таллиевой сверхпроводящей керамики различной концентрации (y), (табл. 2, рис. 6). Температура перехода T_c сначала также возрастает с ростом числа слоев Cu_{n_1} ($n_1 = 1, 2, 3, 4, 5$) для $n_1 < 3$, затем уменьшается при $n_1 > 3$ (рис. 6, б) и далее проходит через минимум.

Семейство высокотемпературных сверхпроводников на основе таллия оказалось весьма перспективным как с точки зрения повышения критической температуры перехода, так и с точки зрения устойчивости к вариациям технологических режимов изготовления. Оптимизация условий изготовления и вариация состава позволили нам получить образцы ВТСП-керамики из семейства $\text{Tl}_m\text{Ba}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+m+2}$, где $m = 1, 2$ и $n = 1, 2, 3, 4$ (иногда 5), с температурами переходов 90, 110, 115 и 125 К и выше и с критическими токами до 3000–10000 А/см² и выше. Для значений температур перехода при реалистической ширине нижней подзоны $2\omega = 0.12$ еВ семейства (2223) ПТ-Ва-Са-Сu-О-керамики по формулам (8) и (9) получаем значения T_c , приведенные в табл. 2.

4.2. Магнитная восприимчивость.

Магнитную проницаемость $\kappa = \chi + 1$ (χ — магнитная восприимчивость) можно получить, рассмотрев намагниченность $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$ сверхпроводника в слабом магнитном поле H . Магнитное поле расщепляет каждую хаббардовскую подзону на две, в которых размещаются n_+ и

n_- электронов со спином по и против намагниченности $M = n_+ - n_-$ электронов (в единицах магнетона Бора). В приближении „Хаббард 1“ [13] электронные зоны с проекцией спина σ имеют вид

$$\xi_p^{(\sigma)} = \frac{t_p}{2} + \frac{U}{2} - \sigma H - M \pm \frac{1}{2} \left[(t_p - U)^2 + 2Ut_p(n - \sigma M) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

По формулам для n_+ и n_- [13], интегрируя с модельной плотностью состояний (5), получаем намагниченность \mathbf{M} :

$$\mathbf{M} = (\kappa - 1)\mathbf{H} = - \left\{ 1 - (2/w) \operatorname{th} \left[(1-x)w/(2T) \right] \right\} \mathbf{H}. \quad (11)$$

Зависимости (11) для $\kappa_x(T)$ от $x = 1 - n$ и T согласуются с результатами экспериментов, приведенными на рис. 3 и 4.

4.3. Электропроводность.

Вычисление тензора проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$ основано на использовании общей формулы Кубо [10]. В случае низких температур $T \ll \omega$, $\sigma_{\alpha\beta}(T)$ имеет вид

$$\sigma_{\alpha\beta}(T) = \frac{2e^2}{V} \sum_p \frac{\partial e}{\partial p_\alpha} \frac{\partial e}{\partial p_\beta} D_+(p) D_-(p), \quad (12)$$

где $D_\pm(p)$ — нормальные функции Грина [13] и e — энергия возбуждения.

Интегрируя вблизи поверхности Ферми $\varepsilon_F = ft_p^{\max}$, когда $t_p^{\max} - \mu/f = 2\mu/(1+x)$, по формуле (12) получаем

$$\sigma_{\alpha\beta}(T) = \frac{2\pi e^2 \rho}{3m_{\alpha\beta}} \Phi[Z(T)], \quad (13)$$

$$\Phi(Z) = \frac{1+Z^2}{Z} \pi v_0 \rho_F K_1 \frac{\mu}{f}, \quad (13a)$$

$$f = 2 - n, \quad \rho_F = \rho(\varepsilon_F), \quad \rho(\varepsilon) = \frac{1}{V} \sum_p \delta(\xi_p). \quad (13b)$$

Здесь $K_1 = K_1(T)$ — коррелятор спиновых флуктуаций, ρ_F — электронная плотность состояний на уровне Ферми, v_0 — постоянная в формуле для квадрата обратной длины экранирования

$$L^{-2} = 4\pi e^2 \frac{\partial m}{\partial \mu} / v_0.$$

В случае $Z \ll 1$

$$\sigma_x(T) = \frac{2\pi e^2 \rho_F}{3m} \frac{1}{Z_x(T)}, \quad (14)$$

$$Z_x(T) = \pi v_0 \rho_F K_1(T) \mu / f_x. \quad (14a)$$

Здесь тензор массы приближенно выражен через скалярную массу m . При $T \ll \omega$ коррелятор флуктуаций

спинов $K_1(T) \approx 11 \cdot T/3\omega$ и для электросопротивления $\rho = 1/\sigma$, получаем

$$\rho_x(T) = B_x T, \quad (15)$$

где $T_c < T \ll \omega$,

$$B_x = \frac{11 \cdot mv_0^2}{3e^2 \omega} \frac{1}{f_x}, \quad f = f_x = \frac{1+x}{2} = 1 - \frac{n}{2}. \quad (15a)$$

Согласно (14a) $Z = 1$ при $T_0 = 3f\omega/(11\pi v_0 \rho_f \mu)$, а при $Z > 1$ имеем $\rho_x(T) \propto (1/T)$. Зависимость (15) для $\rho_x(T) \propto T$ при $Z \ll 1$ согласуется с результатами эксперимента (рис. 5).

5. Выводы

1. Найдены ускоренные режимы синтеза таллийсодержащих образцов (таблеток) ВТСП-керамики с рекордными температурами сверхпроводящего перехода ($T_c = 124$ К и более) и с плотностями критического тока (J_c) до тысяч А/см². Разработана технология стабильного стандартного (двухступенчатого) ускоренного синтеза (менее суток вместо 48 h) таллиевой ВТСП-керамики. Процесс синтеза был значительно сокращен по времени (по сравнению с известными двухступенчатыми технологиями [7]).

2. По изломам кривых проводимости $\sigma(T)$ и магнитной восприимчивости $\chi_x(T)$ определены возможные значения T_c вплоть до 205 К. В модели Хаббарда определены зависимости $T_c(x)$, магнитной восприимчивости $\chi_x(T)$ и проводимости $\sigma_x(T)$ от концентрации x катионов Me_x^{2+} , $Me = Pb$ или Bi , и температуры T . Результаты соответствующих расчетов согласуются с экспериментальными данными.

3. Рабочие температуры (T_c) нового поколения $Tl(Bi)$ -ВТСП-материалов превышают существующий на сегодня уровень 125–127 К и, согласно экспериментальным данным рис. 4, 5 и табл. 1, достигают температур „сухого льда“ (195 К) и выше. Это дает возможность перейти на качественно иной температурный режим работы сверхпроводников и всех технических устройств, создаваемых на их основе.

4. Плотность транспортного критического тока в полученных Tl -ВТСП-материалах достигает свыше 1000 А/см². Подобные результаты ранее удавалось получить лишь на ВТСП-пленках, но не на макрообразцах. Однако „сэндвичные“ технологии оказались малоперспективными [7].

5. Несмотря на рекордные физические параметры и сравнительно доступную технологию изготовления макрообразцов $Tl(Bi)$ -ВТСП-керамики, изготовление изделий на ее основе разработано менее, чем на основе других ВТСП-материалов. Это обстоятельство тем более повышает интерес к образцам и изделиям именно на основе $Tl(Bi)$ -ВТСП-материалов.

Таким образом, предложенная авторами технология при соответствующей доводке позволит создать производство ВТСП-материалов нового поколения, которые имеют выгодные перспективы по сравнению с известными ВТСП-материалами, произведенными по „сэндвичной технологии“.

Благодарности

Авторы признательны академику Р.Х. Дадашеву, академику А.С. Сигову, профессору С.В. Филиповой за поддержку и полезные замечания по настоящей работе.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Z.Z. Sheng, A.M. Hermann. *Nature* **332**, 138 (1988).
- [2] S.S.P. Parkin, V.Y. Lee, A.I. Nazzal, R. Savoy, R. Beyers, S.J.I. Placa. *Phys. Rev. B* **38**, 6531 (1988).
- [3] A. Soeta, T. Suzuki, S. Takeuchi, T. Kamo, K. Usami, S.P. Matsuda. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1186 (1989).
- [4] O. Inoue, S. Adachi, S. Kawashima. *Jpn. J. Appl. Phys.* **28**, L1167 (1989); *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L763 (1990).
- [5] В.И. Алтухов, В.П. Вигаев, А.И. Касаков, В.С. Саввин, Е.Г. Фесенко. Сб. статей ЧИГУ. Грозный (1989). С. 11–15.
- [6] В.И. Алтухов, В.П. Вигаев, Г.А. Косарева, В.С. Саввин, Д.А. Таранин, Е.Г. Фесенко Тез. докл. НТ-26. ДонФТИ, ЧИГУ, Грозный, НИИ физики РГУ, Р/ на Дону. (1990). С. 32.
- [7] Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. А. Гояль. Пер. с англ. Изд. ЛКИ, М. (2009) 432 с.
- [8] Н.А. Черноплеков. *Вестн. РАН* **71**, 303 (2001).
- [9] Сверхпроводники для электроэнергетики. Информ. бюлл. Изд. РНЦ „Курчатовский институт“, **4**, 1, июнь (2007).
- [10] Обзор рынка низкотемпературных сверхпроводников (НТСП) и оборудования на их основе в России. М. (2017). С. 103. INFOMINE ResearchGroup www.infomine.ru
- [11] Н.М. Плакида, А. Антон, С. Адам, Г. Адам. *ЖЭТФ* **124**, 367 (2003).
- [12] N.M. Plakida, *High-Temperature cuprate superconductors*. Springer Berlin, Heidelberg (2010). 570 p.
- [13] Р.О. Зайцев, В.А. Иванов. *ФТТ* **29**, 3111 (1987).

Редактор Т.Н. Василевская