

05

Предельно допустимые токи сверхпроводящих лент на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при изменении толщины покрытий, индукции внешнего магнитного поля и условий охлаждения

© А.М. Архаров, Е.С. Донцова, Н.А. Лавров, В.Р. Романовский

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
107005 Москва, Россия
e-mail: vromanovskii@netscape.net

(Поступило в Редакцию 19 июля 2013 г.)

Определены предельно допустимые значения токов, стабильно протекающих в сверхпроводящем токонесущем элементе на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, в зависимости от толщины серебряного или медного покрытия, индукции внешнего магнитного поля и условий охлаждения. Выполненный анализ позволил установить, что если магнитная система на основе иттриевой керамики охлаждается криокулером, то токи возникновения неустойчивости практически не зависят от толщины покрытий. В то же время, если в качестве хладагента используется жидкий гелий, то при увеличении толщины стабилизирующего медного слоя будет иметь место монотонное возрастание предельных токов. Показано, что в зависимости от режимов охлаждения стабильные значения тока и напряженности электрического поля, предшествующие возникновению неустойчивых состояний, могут быть как ниже, так и выше априори заданных критических параметров сверхпроводника. Данные особенности необходимо учитывать при выборе стабильного значения рабочего тока сверхпроводящих обмоток, изготавливаемых на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Введение

Для многих физических исследований важно проведение измерений в сильном постоянном магнитном поле. Статические магнитные поля могут генерироваться резистивными магнитными системами. Однако подобные системы требуют большой расход электроэнергии и интенсивное водяное охлаждение. Так, например, если для создания магнитного поля в 10 Т использовать только водоохлаждаемый резистивный магнит, то расход электрической энергии будет более мегаватта. Для генерирования более высоких магнитных полей резистивный магнит с водяным охлаждением потребует десятки мегаватт [1]. С другой стороны, комбинированный сверхпроводящий магнит на 30 Т можно запитать с помощью источника постоянного тока на несколько десятков киловатт [2], что составляет 1/1000 от потребления электроэнергии резистивным магнитом с водяным охлаждением. Поэтому для генерации магнитных полей свыше 20 Т целесообразнее использовать магнитные системы, у которых только часть секций изготовлена из сверхпроводника. В целом же с помощью целиком сверхпроводящих магнитов могут быть проведены измерения в сверхвысоких магнитных полях сколь угодно долго. Они качественно поднимают уровень исследований по физике полупроводников и металлов, в изучении самих сверхпроводящих материалов, а также в магниторезонансной томографии, биологических исследованиях.

Прогресс производства сверхпроводящих материалов расширяет возможности создания сверхсильных магнитных полей. С помощью сверхпроводящих магнитов со вставками, изготовленными на основе высокотемпературных сверхпроводников, можно относительно дешево

получать поля с индукцией более 30 Т при температуре жидкого гелия. Эти материалы дают огромные преимущества, так как для низкотемпературных сверхпроводников такие поля недостижимы, а водоохлаждаемые биттеровские магниты неприемлемо дороги в эксплуатации.

Открытие $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Y123) позволяет разработать новое поколение токонесущих элементов для многих практических применений, так как у них уникальные критические свойства сохраняются при очень высоких магнитных полях. В настоящее время изготовление длинномерных Y123-лент, покрытых стабилизирующими слоями из серебра и меди, удовлетворяет реальным практическим требованиям. Поэтому сверхпроводящие секции на основе ленты из Y123 уже сейчас с успехом используются для создания магнитных систем с магнитным полем, превышающим 20 Т [2,3].

Чтобы обеспечить рабочую температуру таких магнитов, могут быть использованы как жидкие хладагенты, например, жидкий гелий, так и косвенные методы охлаждения, которые могут быть обеспечены криокулером, когда захолаживание сверхпроводящей обмотки не требует жидкого криоагента. Свободные от жидкого криоагента сверхпроводящие магниты значительно расширили диапазон практического использования сверхпроводимости, позволяя создать компактные устройства. Кроме того, безгелиевые сверхпроводящие магниты имеют бесспорные преимущества. Их текущие эксплуатационные расходы значительно снижены, так как они связаны только с электропитанием. Причем процедура их запуска и эксплуатации существенно упрощена. Помимо этого отпадает потребность в содержании дорогостоящей инфраструктуры, необходимой для работы с жидким криоагентом. В результате вопросы безопасности магнитной

системы не являются актуальными. Поэтому разработке безгелиевых сверхпроводящих магнитов уделяется значительное внимание [2–8].

Одной из основных характеристик токонесущей способности сверхпроводника является предельный ток, который может быть введен в него с предельно низкой скоростью без перехода в нормальное состояние. Он соответствует максимальному значению токовой нагрузки, допустимой для сверхпроводящей магнитной системы. Существование предельного тока является прямым следствием крипа магнитного потока, когда в процессе ввода тока внутри сверхпроводника задолго до возникновения неустойчивости появляется конечное электрическое напряжение, а значит, имеет место постоянное тепловыделение. В результате этого распределение электрического поля и тока внутри сверхпроводника может стать нестабильным, и он перейдет в нормальное состояние.

В настоящей работе выполнена оценка предельной токонесущей способности сверхпроводящей ленты на основе керамики $YBa_2Cu_3O_7$, осажденной на подложку из хастелоя со стабилизирующими покрытиями из серебра и меди при различных условиях охлаждения поверхности ленты. Основное внимание уделено изучению влияния толщин покрытий на токонесущую способность Y123-ленты. Данное исследование обусловлено тем, что в многосекционных магнитах, с помощью которых могут генерироваться высокие магнитные поля, возможно индуктивное перераспределение тока между секциями. В свою очередь, это может сопровождаться преждевременным переходом внутренней секции, изготовленной на основе Y123-ленты, в нормальное состояние, когда индуцированный в ней ток превысит границу устойчивых токовых состояний. Поэтому проблема определения стабильного уровня токовых нагрузок Y123-ленты должна быть решена уже на стадии проектирования магнитных систем.

Модель

Рассмотрим проблему устойчивого протекания тока в бесконечно длинной охлаждаемой сверхпроводящей ленте (рис. 1) шириной b , состоящей из сверхпроводника толщиной a_s , на которую нанесено стабилизирующее

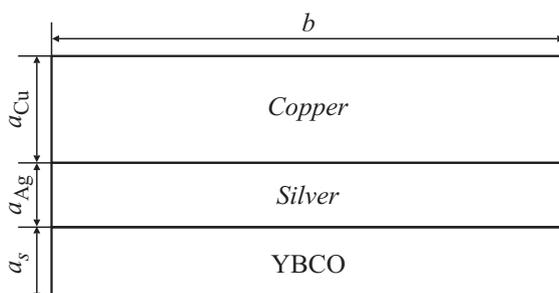


Рис. 1. Схема токонесущего элемента.

покрытие из серебра толщиной a_{Ag} и меди толщиной a_{Cu} ($b \gg a = a_s + a_{Ag} + a_{Cu}$). Предположим, что время ввода тока достаточно велико, внешние тепловые возмущения отсутствуют, кондуктивный поток тепла в поперечном сечении композита много больше потока тепла в хладагент, и в силу этого неоднородность распределения температуры и электрического поля по сечению и по длине ленты пренебрежимо мала. Формально это соответствует вводу тока в ленту с высокотеплопроводными покрытиями с бесконечно малой скоростью. Будем также считать, что критическая плотность тока сверхпроводника $J_c(T, B)$ зависит от температуры и индукции магнитного поля; вольт-амперная характеристика сверхпроводника удовлетворяет степенному уравнению; постоянное внешнее магнитное поле полностью проникло внутрь ленты и его изменением в продольном направлении можно пренебречь; транспортный ток протекает по всему сечению ленты с площадью поперечного сечения $s = ab$ и по сравнению с внешним магнитным полем магнитное поле введенного тока мало; на части поверхности ленты с периметром охлаждения $p = \gamma p_0$, где $0 < \gamma < 1$, $p_0 = 2(a + b)$, имеет место теплообмен с охладителем, температура которого T_0 .

Согласно сделанным предположениям, макроскопические тепловое и электродинамическое состояния сверхпроводящей ленты могут быть исследованы на основе нуль-мерной модели анизотропного континуума. Поэтому будем определять температуру T и напряженность электрического поля E для заданной плотности тока J из решения следующей системы уравнений:

$$EJ = q(T)p/s, \quad (1)$$

$$E = E_c \left(\frac{J_s}{J_c(T, B)} \right)^{n(T, B)} = J_{Ag} \rho_{Ag}(T, B) = J_{Cu} \rho_{Cu}(T, B), \quad (2)$$

которая записана с учетом того, что напряжение на единицу длины ленты, индуцированное в сверхпроводнике и в покрытиях, удовлетворяет закону Кирхгофа. В соответствии с данным законом транспортный ток равен сумме токов, протекающих в сверхпроводящей части ленты J_s , в серебряном J_{Ag} и в медном J_{Cu} покрытиях, т. е. имеет место равенство

$$J = \eta_s J_s + \eta_{Ag} J_{Ag} + \eta_{Cu} J_{Cu}. \quad (3)$$

Здесь E_c — значение напряженности электрического поля, используемое при определении критической плотности тока сверхпроводника $J_c(T, B)$; ρ_{Ag} и ρ_{Cu} — удельные электрические сопротивления серебра и меди соответственно, $\eta_s = a_s/a$, $\eta_{Ag} = a_{Ag}/a$ и $\eta_{Cu} = a_{Cu}/a$ — относительное количество сверхпроводника, серебра и меди в ленте соответственно, $q(T)$ — тепловой поток в хладагент. В настоящей работе рассмотрены два режима охлаждения ленты: охлаждение криокулером, которое, согласно [9], происходит при постоянном коэффициенте теплоотдачи h , и охлаждение жидким гелием, теплоотдача от которого характеризуется наличием пузырькового

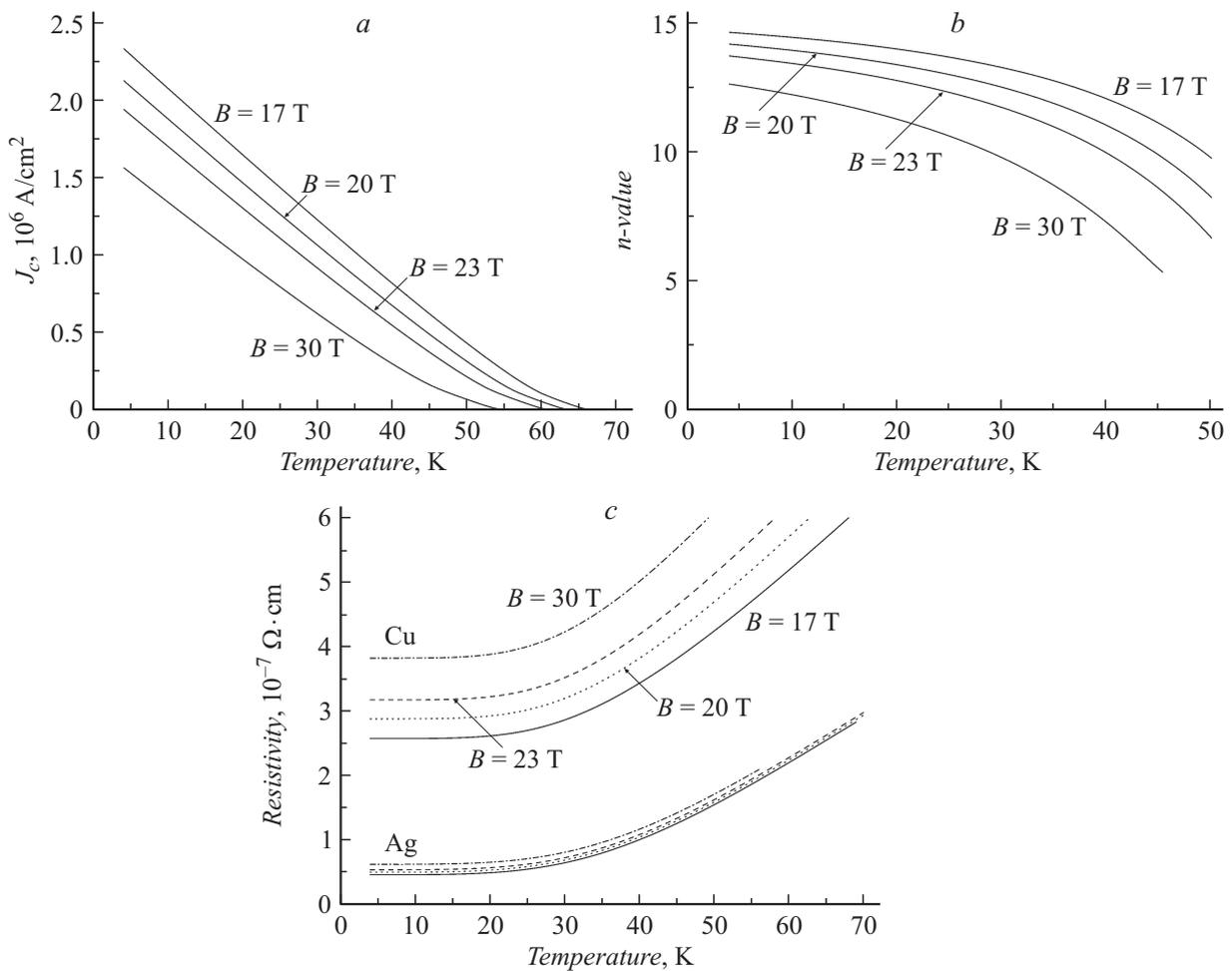


Рис. 2. Зависимость свойств сверхпроводника и стабилизирующих покрытий от температуры при различных индукциях магнитного поля.

и пленочного режимов кипения. Соответствующие зависимости $q(T)$ выписаны ниже.

Зависимости сопротивлений серебра и меди от температуры и индукции магнитного поля для заданного значения $RRR = \rho(273\text{ K})/\rho(4.2\text{ K})$ рассчитывались в соответствии с результатами, приведенными в работе [10]. При этом, согласно [10], полагалось, что $\rho_{Ag}(273\text{ K}) = 1.48 \cdot 10^{-6}\text{ W} \cdot \text{cm}$ и $\rho_{Cu}(273\text{ K}) = 1.553 \cdot 10^{-6}\text{ W} \cdot \text{cm}$.

Критическая плотность тока $J_c(T, B)$ и показатель нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника $n(T, B)$ как функции температуры и индукции магнитного поля в общем случае нелинейные. При проведении расчетов аппроксимация необходимых зависимостей $J_c(T, B)$ и $n(T, B)$ была выполнена на основе теории, разработанной в [11], и данных, обсужденных в [2] для $Y123$ -ленты, которая планируется для создания магнитной системы, генерирующей магнитное поле в 30 Т.

На рис. 2 приведены соответствующие расчетные зависимости $\rho_{Ag}(T, B)$, $\rho_{Cu}(T, B)$, $J_c(T, B)$ и $n(T, B)$

от температуры, вычисленные для значений магнитной индукции, задаваемых в проводимом ниже анализе.

Для определения искомых значений напряженности электрического поля при заданной плотности тока система уравнений (1)–(3) преобразовывалась к виду

$$\left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} = \frac{J - \left(\frac{\eta_{Ag}}{\rho_{Ag}} + \frac{\eta_{Cu}}{\rho_{Cu}}\right)}{\eta_s J_c(T, B)}, \quad (4)$$

$$q(T) = EJS/\rho. \quad (5)$$

В этом случае численно решалось уравнение (4), в котором исключалась температура, используя уравнение (5). После определения напряженности электрического поля определялось соответствующее значение температуры ленты.

Результаты и их обсуждение

На рис. 3 приведены типичные вольт-амперные и температурно-амперные характеристики исследуемой $Y123$ -ленты, охлажденной до температуры $T_0 = 4.2\text{ K}$.

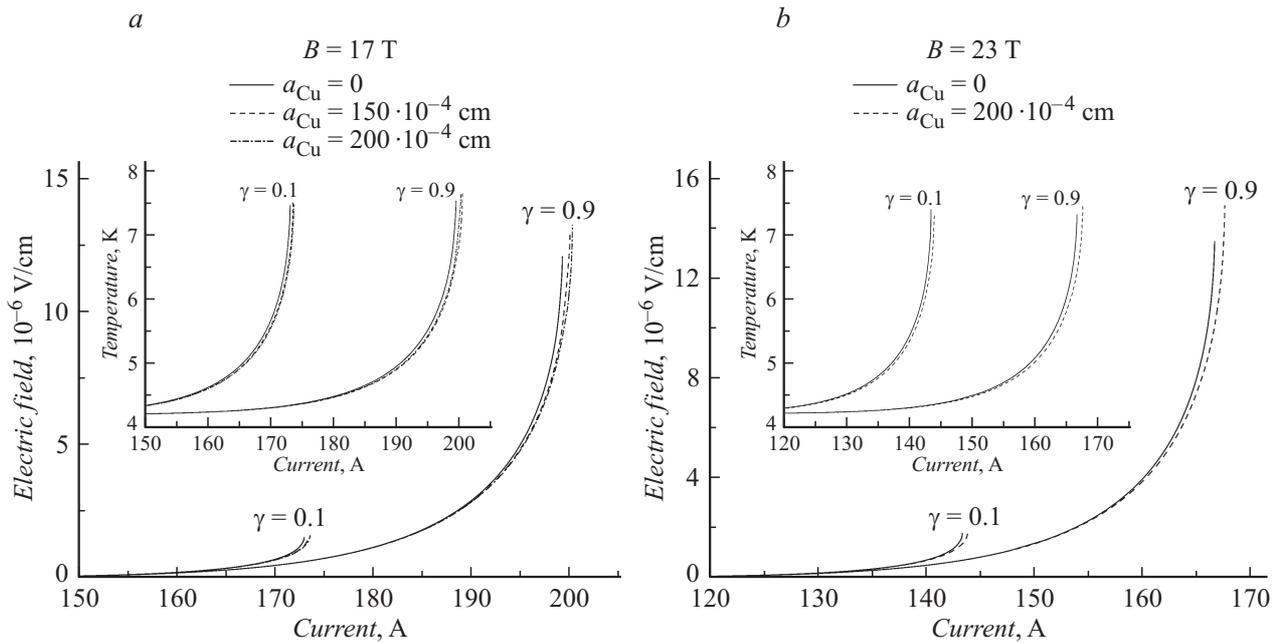


Рис. 3. Изменение напряженности электрического поля и температуры косвенно охлаждаемой Y123-ленты при варьировании тока.

Вычисления проводились при $E_c = 10^{-5}$ V/cm, $a_s = 2.25 \cdot 10^{-4}$ cm, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ cm, $b = 0.4$ cm и $RRR = 100$ (как для серебряного, так и медного покрытий) для различных значений толщин медного покрытия, периметра охлаждения и индукции внешнего магнитного поля. Построенные кривые соответствуют состояниям, предшествующим возникновению токовой неустойчивости. Зависимости $E(I)$ и $T(I)$ были рассчитаны для случая, который имеет место при использовании криокулера в качестве охладителя. Поэтому тепловой поток $q(T)$ рассчитывался по формуле $q(T) = h(T - T_0)p/S$ при коэффициенте теплоотдачи, равном $h = 10^{-3}$ W/(cm²K) согласно [9].

Как и следовало ожидать [12], для рассматриваемого режима охлаждения граница устойчивых токовых режимов следует из эквивалентных условий электродинамической стабильности $\partial E/\partial J \rightarrow \infty$ или $\partial T/\partial J \rightarrow \infty$, позволяющих найти ток I_q , напряженность электрического поля E_q и температуру T_q , после превышения которых возникают неустойчивые состояния. Их соответствующие значения приведены в табл. 1–3. В табл. 4–7 представлены соответствующие результаты расчетов предельных значений тока, напряженности электрического поля и температуры, выполненных при $b = 0.2$ cm, $a_s = 10^{-4}$ cm и $RRR = 100$ и варьировании толщины серебряного и медного покрытий. При этом температура охладителя принималась равной $T_0 = 20$ K.

Представленные результаты позволяют сделать следующие общие выводы.

Во-первых, при косвенном охлаждении стабилизирующее влияние толщины медного покрытия на ток возникновения неустойчивости в Y123-ленте практически

Таблица 1. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 17$ T, $T_0 = 4.2$ K, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ cm, $I_c(T_0, B) = 233.0$ A

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, cm	I_q , A	$E_q \cdot 10^{-5}$, V/cm	T_q K
0	172.99	0.15143	7.4685
50	173.14	0.15907	7.5942
100	173.29	0.15835	7.5404
150	173.43	0.15870	7.5103
200	173.58	0.15912	7.4823
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, cm	I_q , A	$E_q \cdot 10^{-5}$, V/cm	T_q K
0	191.88	0.71447	7.6212
50	192.09	0.72095	7.6133
100	192.29	0.72894	7.6128
150	192.50	0.73575	7.6069
200	192.70	0.73996	7.5892
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, cm	I_q , A	$E_q \cdot 10^{-5}$, V/cm	T_q K
0	199.30	0.12490	7.6512
50	199.55	0.12676	7.6636
100	199.80	0.12811	7.6621
150	200.05	0.12908	7.6508
200	200.31	0.13255	7.7006

отсутствует. Эта особенность является прямым следствием того, что для исследуемой ленты основная часть транспортного тока протекает в ее сверхпроводящей части даже перед возникновением токовой неустойчи-

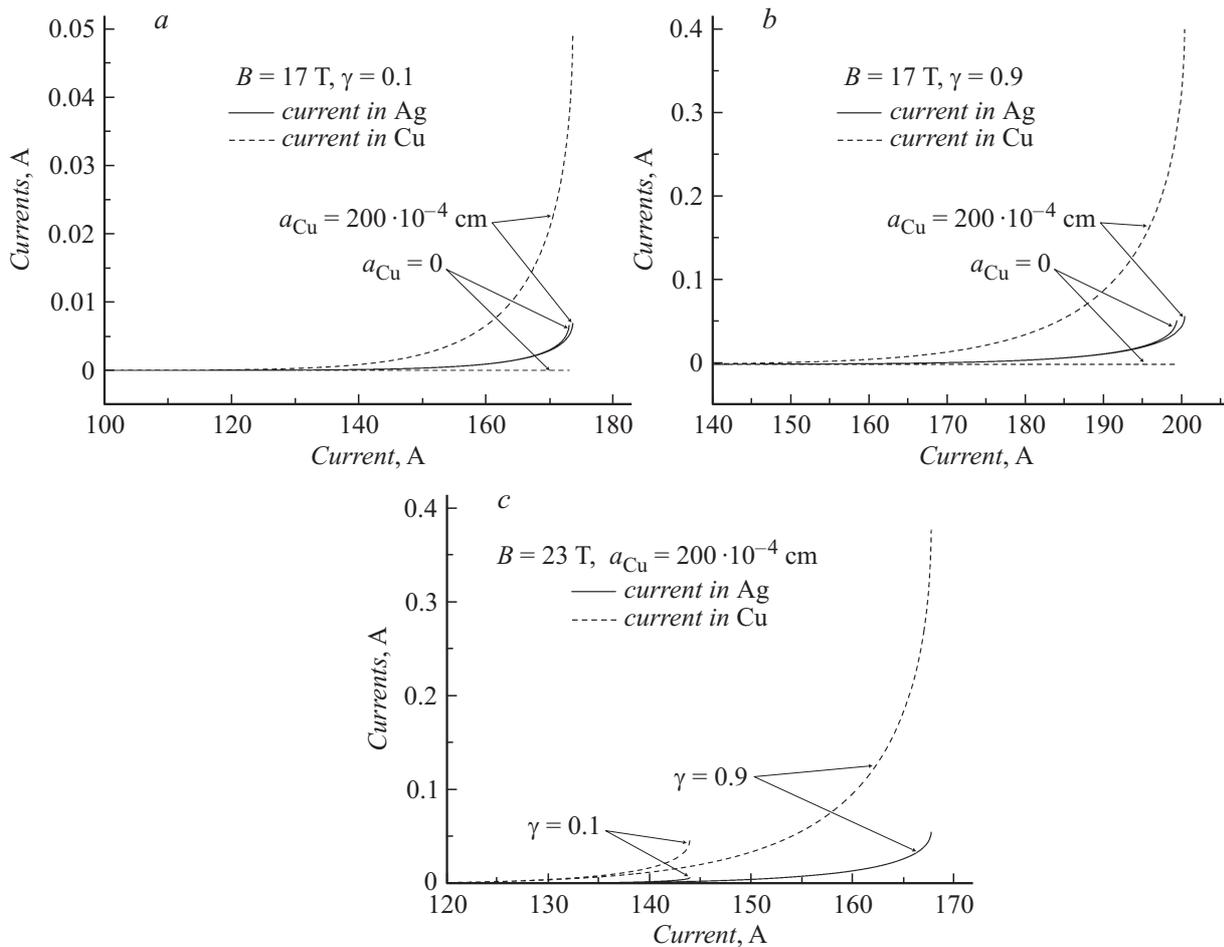


Рис. 4. Деление тока между сверхпроводником и стабилизирующими покрытиями.

ности (рис. 4). Поэтому малые токи, перетекающие в серебряное и медное покрытия перед возникновением неустойчивости, весьма незначительно увеличивают ток срыва. Можно строго доказать, что эта закономерность обусловлена высокими значениями критического тока $Y123$ -ленты. В результате плотность тока срыва, равная $J_q = I_q/S$, уменьшается обратно пропорционально увеличению толщины медного покрытия. Следовательно, при косвенном охлаждении конструктивная плотность тока ленты будет неизбежно уменьшаться, если количество меди в ней будет увеличиваться.

Следует также отметить, что, согласно результатам, приведенным в табл. 4 и 6, токи возникновения неустойчивых состояний при косвенном охлаждении уменьшаются приблизительно на 20% при повышении температуры охладителя от 4.2 до 20 К. Данный результат демонстрирует возможность варьирования температуры хладагента без заметного уменьшения границы устойчивых состояний, что несомненно важно при выборе рабочей температуры обмотки.

Во-вторых, токи срыва оказываются меньше соответствующих значений критического тока исследуемой ленты ($I_q < I_c$). В то же время напряженность элект-

рического поля перед возникновением неустойчивости может принимать как докритические ($E_q < E_c$), так и закритические значения ($E_q > E_c$). Последние имеют место при максимально возможном использовании периметра ленты для ее охлаждения. Важность существования докритических значений токов срыва и соответствующих им как докритических, так и закритических напряженностей электрического поля следует подчеркнуть особо. Данный результат наглядно демонстрирует, что априори определенные критические параметры сверхпроводника приводят при его косвенных условиях охлаждения к искаженным оценкам диапазона устойчивости токовых режимов. Поэтому для корректной оценки границы стабильных состояний во внимание следует принимать неизотермический характер формирования вольт-амперной характеристики $Y123$ -ленты, который имеет место уже на стадии стабильных состояний, даже несмотря на малые токи, протекающие в стабилизирующих покрытиях. Обратим внимание, что этот вывод также важно учитывать при измерении критических параметров высокотемпературных сверхпроводников.

В-третьих, с улучшением условий охлаждения поверхности ленты имеет место тенденция к приближению

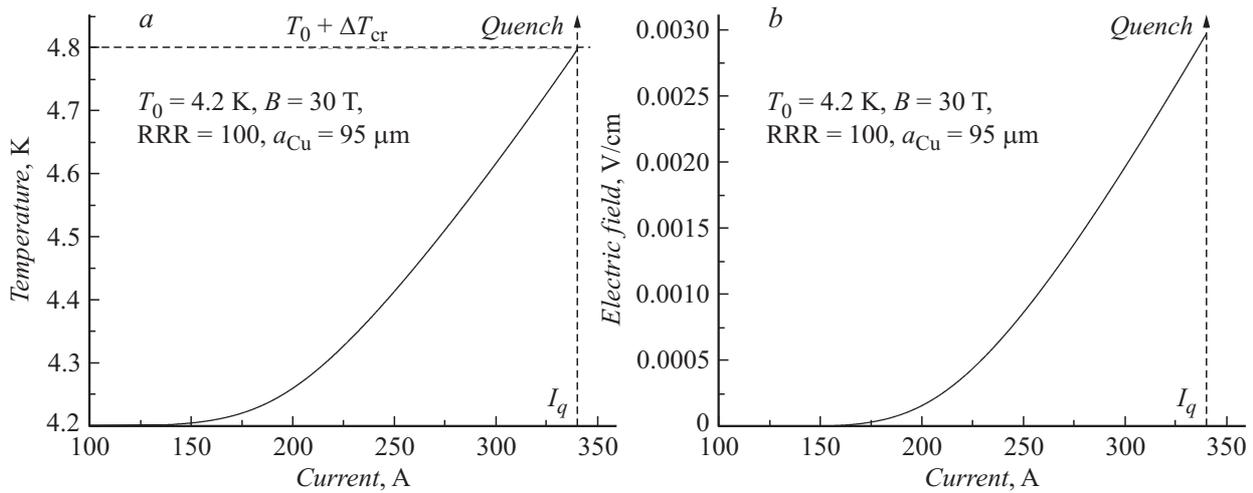


Рис. 5. Допустимое нарастание температуры и напряженности электрического поля в Y123-ленте при ее охлаждении жидким гелием.

Таблица 2. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 20$ Т, $T_0 = 4.2$ К, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 212.41$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	157.44	0.16754	7.4911
50	157.58	0.16796	7.4617
100	157.71	0.16785	7.4225
150	157.85	0.16819	7.3929
200	157.99	0.17315	7.4510
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	175.21	0.75680	7.5089
50	175.40	0.77244	7.5339
100	175.60	0.78977	7.5765
150	175.79	0.80171	7.5901
200	175.98	0.79150	7.5107
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	182.20	0.13265	7.5506
50	182.44	0.13528	7.5795
100	182.68	0.13738	7.5946
150	182.91	0.13769	7.5657
200	183.16	0.14240	7.6440

Таблица 3. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 23$ Т, $T_0 = 4.2$ К, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 193.84$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	143.41	0.17844	7.3931
50	143.54	0.17867	7.3607
100	143.67	0.17996	7.3474
150	143.80	0.18177	7.3438
200	143.93	0.18379	7.3438
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	160.16	0.81857	7.4717
50	160.35	0.82121	7.4455
100	160.53	0.82864	7.4387
150	160.72	0.83858	7.4419
200	160.90	0.85151	7.4565
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	166.77	0.14122	7.4651
50	167.00	0.14402	7.4933
100	167.22	0.14495	7.4786
150	167.45	0.14698	7.4892
200	167.68	0.14924	7.5046

тока срыва к критическому току ленты. Более того, как показывают численные эксперименты, даже при косвенном охлаждении возможны устойчивые токовые режимы, когда допустимые значения тока и напряженности электрического поля будут закритическими ($I_q > I_c$, $E_q > E_c$). Их существование также зависит от свойств сверхпроводника и стабилизирующих покрытий. Ниже

для рассматриваемой ленты обсуждаются особенности возникновения стабильных закритических режимов при ее охлаждении жидким гелием.

В-четвертых, с увеличением индукции магнитного поля токи срыва уменьшаются, а соответствующие значения напряженности электрического поля увеличиваются. Тем самым в области высоких магнитных полей возраст-

Таблица 4. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 23$ Т, $T_0 = 4.2$ К, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 39.15$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	34.999	0.10099	13.010
20	35.048	0.10123	12.956
100	35.243	0.10382	12.887
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	41.747	0.42422	13.029
20	41.842	0.43612	13.207
100	42.228	0.45963	13.461
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	44.549	0.72487	13.143
20	44.683	0.74903	13.377
100	45.234	0.80864	13.849

Таблица 5. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 23$ Т, $T_0 = 4.2$ К, $a_{Ag} = 30 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 39.15$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	35.130	0.10253	13.067
20	35.180	0.10365	13.089
100	35.378	0.10702	13.083
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	42.170	0.45863	13.723
20	42.271	0.46936	13.873
100	42.682	0.49741	14.163
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	45.243	0.809697	14.220
20	45.389	0.83035	14.409
100	45.997	0.89796	14.968

тает вероятность возникновения токовой неустойчивости, которая будет характеризоваться заведомо докритическим током срыва. При этом индуцированные электрические напряжения могут быть как докритическими, так и закритическими. В практических приложениях этот факт необходимо учитывать при диагностике возникновения неустойчивых токовых состояний, если она выполняется на основе измерения допустимого уровня электрических напряжений, определяемого исходя из критического значения напряженности электрического поля.

Оценим токонесущие свойства рассматриваемой Y123-ленты при ее охлаждении жидким гелием, учитывая ее высокие критические свойства, которые позволяют ей быть использованной для создания магнитной системы, генерирующей магнитное поле в 30 Т [2]. Анализ предельной токонесущей способности выполним при $E_c = 10^{-5}$ В/см, $b = 1$ см, $a_c = 10^{-4}$ см, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $T_0 = 4.2$ К, RRR = 100, варьируя толщину медного покрытия и индукцию внешнего магнитного поля. При этом будем полагать, что охлаждае-

Таблица 6. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 23$ Т, $T_0 = 20$ К, $a_{Ag} = 5 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 31.50$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	27.978	0.95332	26.648
20	28.020	0.97682	26.755
100	28.183	1.0187	26.816
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	33.455	0.41200	26.871
20	33.536	0.41895	26.935
100	33.867	0.44293	27.123
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	35.731	0.70312	26.958
20	35.846	0.71259	27.004
100	36.322	0.77140	27.391

Таблица 7. Предельные параметры стабильных состояний при $B = 23$ Т, $T_0 = 20$ К, $a_{Ag} = 30 \cdot 10^{-4}$ см, $I_c(T_0, B) = 31.50$ А

$\gamma = 0.1$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-5}$, В/см	T_q К
0	28.084	0.98305	26.797
20	28.124	0.98480	26.752
100	28.291	1.0404	26.906
$\gamma = 0.5$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	33.786	0.43188	27.184
20	33.871	0.43752	27.225
100	34.220	0.46865	27.526
$\gamma = 0.9$			
$a_{Cu} \cdot 10^{-4}$, см	I_q , А	$E_q \cdot 10^{-4}$, В/см	T_q К
0	36.269	0.75682	27.508
20	36.392	0.76670	27.558
100	36.903	0.82908	27.976

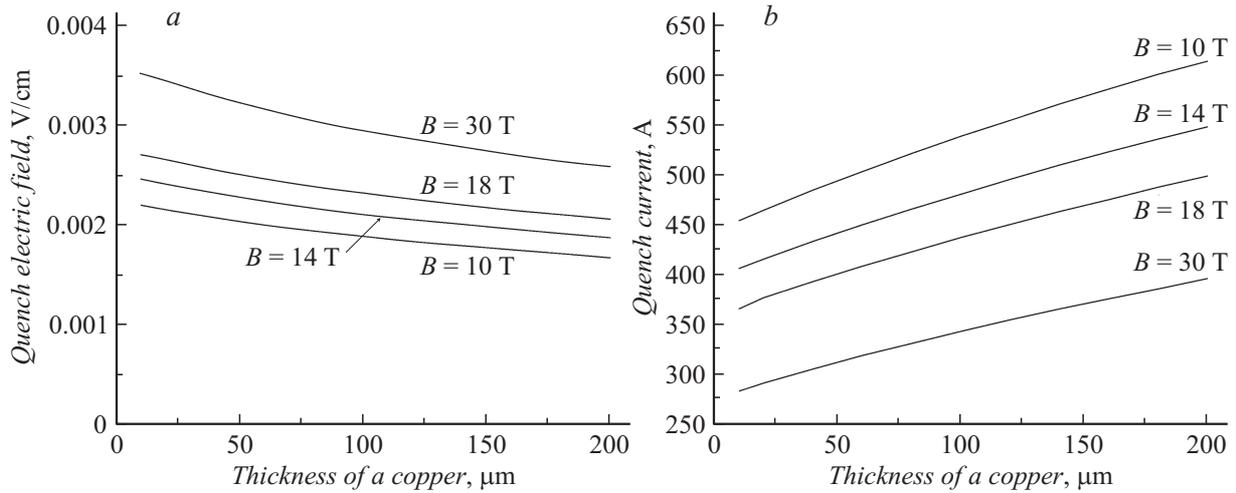


Рис. 6. Предельно допустимые значения напряженности электрического поля и токов в зависимости от толщины медного покрытия.

мый периметр равен $p = a + 2(a_s + a_{Ag} + a_{Cu})$. Как и выше, критическую плотность тока и показатель нарастания вольт-амперной характеристики будем рассчитывать согласно [11]. Их температурные зависимости при $B = 30$ Т приведены на рис. 2. Значения $q(T)$ в предположении скачкообразного перехода от пузырькового к пленочному режиму кипения [13] запишем, согласно [14], в виде

$$q(T) [\text{W/cm}^2] = \begin{cases} 2.15(T - T_0)^{1.5}, & T - T_0 < \Delta T_{cr} = 0.6 \text{ K}, \\ 0.06(T - T_0)^{0.82}, & T - T_0 \geq \Delta T_{cr} = 0.6 \text{ K}, \end{cases} \quad (6)$$

где ΔT_{cr} — температурный перегрев, при превышении которого происходит переход от режима пузырькового кипения к пленочному.

На рис. 5 изображены температурно-амперная и вольт-амперная характеристики ленты, рассчитанные для пузырькового режима охлаждения, существующего в температурном диапазоне от T_0 до $T_0 + \Delta T_{cr}$. В рамках используемого приближения перегрев ленты выше ΔT_{cr} приведет к ее переходу в режим пленочного кипения, который, однако, не обеспечивает стабильность тока, введенного при пузырьковом кипении, так как при этом будет происходить необратимое нарастание температуры ленты [15]. Поэтому устойчивость токовых состояний ленты будет нарушаться после ее тривиального перегрева выше ΔT_{cr} . Соответствующая граница устойчивости изображена на рис. 5 штрихами. Результаты анализа условий возникновения токовой неустойчивости в Y123-ленте с различной толщиной медного покрытия представлены на рис. 6–8. Они приводят к следующим выводам.

Токовая неустойчивость в Y123-ленте, охлаждаемая жидким гелием, возникает при закритических значениях напряженности электрического поля и тока. В результате напряженность электрического поля срыва ввода

тока более чем на 2 порядка превышает априори заданную критическую напряженность электрического поля сверхпроводника E_c . Соответственно при охлаждении ленты жидким гелием существенно возрастают токи срыва. Так, например, при $B = 18$ Т критический ток ленты равен 226 А. Как следует из рис. 6, эта величина даже меньше токов срыва ленты, находящейся в сверхвысоком магнитном поле в $B = 30$ Т. Увеличение толщины ее медного покрытия приводит практически к линейному росту токов срыва во всем рассматриваемом диапазоне изменения индукции магнитного поля. Однако несмотря на это, соответствующие значения напряженности электрического поля уменьшаются. Данная закономерность является прямым следствием механизма деления тока между сверхпроводником и стабилизирующими покрытиями. Рис. 7 и 8 демонстрируют данные особенности. Отметим, во-первых, что заметное деление

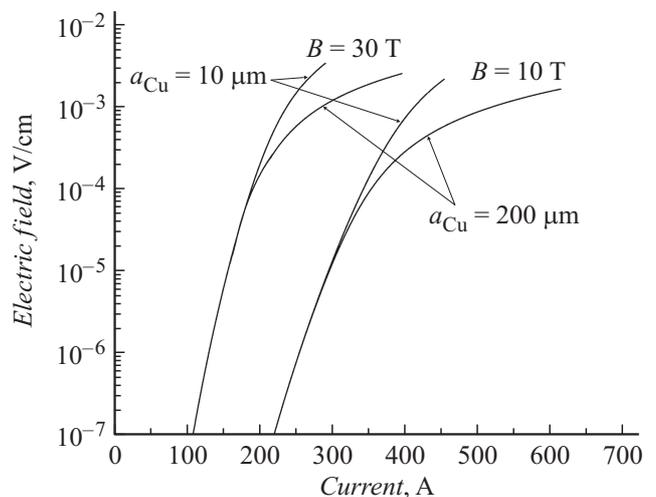


Рис. 7. Влияние деления тока на вольт-амперную характеристику Y123-ленты.

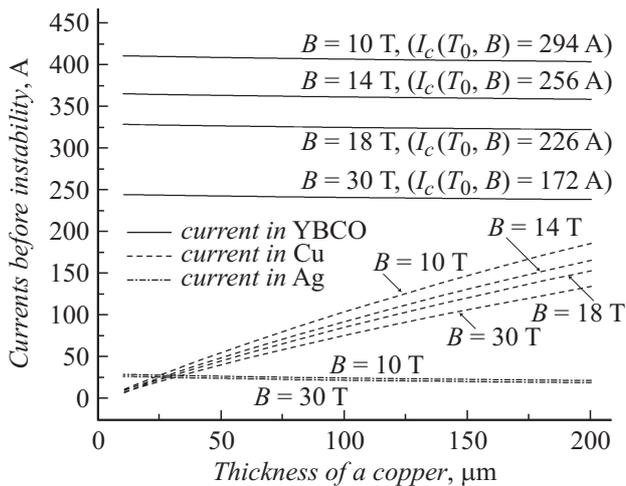


Рис. 8. Влияние толщины медного покрытия на предельные токи в сверхпроводнике и стабилизирующих покрытиях.

тока происходит в закритической области напряжений (рис. 7). Поэтому в докритической области напряжений нежелательные тепловыделения за счет вольт-амперной характеристики сверхпроводника малы. Во-вторых, основную роль в механизме деления тока играет медное покрытие. Причем с увеличением его толщины токи в сверхпроводнике и в слое из серебра практически не изменяются, а ток в медном слое монотонно увеличивается. В частности, при $B = 30$ Т увеличение тока в меди равно приблизительно 0.7 А на каждый $1\mu\text{m}$ слоя меди. В результате ток возникновения неустойчивости составляет примерно 140% от критического тока ленты в данном магнитном поле и $a_{Cu} = 200\mu\text{m}$. Прирост тока срыва возрастает с уменьшением индукции внешнего магнитного поля. Тем не менее основная часть тока протекает по сверхпроводнику. Поэтому, и расчеты подтверждают это, с увеличением толщины медного слоя общее количество выделяемой в ленте теплоты возрастает, но незначительно.

Важно также подчеркнуть, что представленные результаты демонстрируют существование характерного значения толщины медного покрытия, после превышения которого его роль в стабильности вводимых токов наиболее заметна. Для рассматриваемой ленты этот стабилизирующий эффект выполняется при $a_{Cu} > 50\mu\text{m}$.

В заключение сравним обсужденные выше условия возникновения токовых неустойчивостей в $Y123$ -ленте с различными режимами ее охлаждения. Обсужденные закономерности показывают, что при вводе тока в сверхпроводящую вставку, охлаждаемую жидким гелием, ее наружные слои, интенсивно охлаждаемые жидким гелием, будут иметь существенно лучшие условия стабильности, чем ее внутренние слои, где условия охлаждения близки к косвенным. Этот факт следует принимать во внимание при обеспечении условий эффективного охлаждения многосекционных сверхпроводящих магнитов, генерирующих сверхвысокие магнитные поля.

Выводы

Исследованы основные закономерности формирования стабильных теплоэлектродинамических состояний в сверхпроводящих токнесущих элементах на основе $YBa_2Cu_3O_7$, в зависимости от толщин серебряного и медного покрытий, индукции внешнего магнитного поля и условий охлаждения. Анализ условий возникновения токовой неустойчивости показывает, что:

1. Толщины покрытий практически не сказываются на предельно допустимых значениях токов, вводимых в $Y123$ -ленту при косвенном охлаждении, которое имеет место при использовании криокулера в качестве охладителя. Тем самым при данных режимах охлаждения серебро и медь не оказывают стабилизирующее действие на электродинамическую стабильность вводимых токов.

2. При охлаждении $Y123$ -ленты жидким гелием токи возникновения неустойчивости практически линейно возрастают с увеличением толщины медного слоя. Данная закономерность обусловлена стабильным делением тока между сверхпроводником и медным покрытием, если его толщина превышает характерное значение.

3. Условия разрушения стабильных токовых состояний $Y123$ -ленты могут быть как докритическими, так и закритическими.

4. При проектировании сверхпроводящего магнита, у которого в качестве охладителя используется криокулер, во внимание необходимо принимать, что нарушение его работоспособности может происходить при протекании тока, меньшего критического тока используемой ленты.

5. С точки зрения возникновения токовой неустойчивости внутренние части сверхпроводящей обмотки, охлаждаемой жидким гелием, находятся в менее благоприятных условиях, чем их наружные части.

Авторы выражают благодарность проф. К. Ватанабе (High Field Laboratory for Superconducting Materials, Institute for Materials Research, Tohoku University, Sendai, Japan) за предоставленные экспериментальные данные критических свойств $Y123$ -ленты.

Работа выполнена в рамках проекта № 12-08-00261 Российского фонда фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] Bird M.D., Bole S., Eyssa Y.M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2000. Vol. 10. P. 439–442.
- [2] Watanabe K., Nishijima G., Awaji S. et al. // Appl. Phys. Expres. 2008. N 1. P. 101 703.
- [3] Watanabe K., Awaji S., Nishijima G. et al. // Appl. Phys. Expres. 2009. N 2. P. 113 001.
- [4] Watanabe K., Motokawa M. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2000. Vol. 10. N. 1. P. 489–492.
- [5] Watanabe K., Nishijima G., Awaji S. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2006. Vol. 16. N 2. P. 934–937.
- [6] Burgoyne J.W., Daniels P.D., Timms K.W. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2000. Vol. 10. N 1. P. 703–706.

- [7] *Newson M.S., Ryan D.T., Wilson M.N.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2002. Vol. 12. N 1. P. 725–728.
- [8] *Stautner W., Sivasubramaniam K., Laskaris E.T.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2011. Vol. 21. N 3. P. 2225–2228.
- [9] *Bellis R.H., Iwasa Y.* // Cryogenics. 1994. Vol. 34. N 2. P. 129–144.
- [10] *Seeber B.* Handbook of Applied Superconductivity / Ed. by B. Seeber. Bristol: IOP Publishing, 1998. Vol. 1. P. 1067–1082.
- [11] *Inoue M., Kiss T., Mitsui D.* et al. // IEEE Trans. Appl. Supercond. 2007. Vol. 17. N 2. P. 3207–3210.
- [12] *Romanovskii V.R.* Superconductivity: Theory, Materials and Applications / Ed. by V.R. Romanovskii, NY: Nova Science Publishers Inc., 2012. P. 111–198. 312 с.
- [14] *Brentari E.G., Smith R.V.* // Int. Adv. Cryog. Eng. 1965. Vol. 10. P. 325–341.
- [15] *Romanovskii V.R., Watanabe K., Awaji S.* et al. // Supercond. Sci. Technol. 2006. Vol. 19. P. 703–710.