

УДК 538.945

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ВВОДЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

*В.Р. Романовский**НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Обсуждается проблема стабильности переменного тока, вводимого в высокотемпературный сверхпроводник при его неинтенсивном охлаждении. Условия возникновения неустойчивости сформулированы в зависимости от взаимосвязанного изменения его электродинамического состояния с температурой. Показано, что перед возникновением неустойчивых состояний пиковые значения напряжённости электрического поля, тока и температуры сверхпроводника оказываются выше соответствующих значений, которые определяют теплоэлектродинамическую границу устойчивости токов, постоянно протекающих по сверхпроводнику (так называемых токов срыва). Установлено, что при вводе в сверхпроводник переменного тока может происходить интенсивная стабильная диссипация энергии, которая не учитывается в существующей теории потерь. Данные устойчивые режимы могут быть определены как перегруженные режимы. Проведённый анализ показывает, что существуют характерные времена, определяющие временные интервалы стабильного существования переменного тока в перегруженном режиме. Сформулированы основные теплоэлектродинамические механизмы их существования. Они объясняют наличие высоких значений стабильного перегрева сверхпроводника и индуцированного электрического поля перед возникновением неустойчивости при вводе переменного тока. Существование стабильных перегруженных режимов значительно расширяет рамки практического использования высокотемпературных сверхпроводников.

Ключевые слова: сверхпроводник, транспортный ток, вольт-амперная характеристика, тепловая стабильность.

INSTABILITIES IN TECHNICAL SUPERCONDUCTORS DURING AC CHARGING

*V.R. Romanovskii**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The problem of stability of an alternating current introduced into a high-temperature superconductor under conditions of its non-intensive cooling is studied. The conditions for the occurrence of current instability during the input of a current that changes in time according to a sinusoidal law are studied depending on the change in its electrodynamic state with temperature. It is shown that before the appearance of unstable states, the peak values of the electric field strength, current, and temperature of the superconductor are higher than the corresponding values that determine the thermal-electrodynamic boundary of the stability of currents constantly flowing through the superconductor. It is established that in superconductors with a stable input of alternating current, an intense stable energy dissipation occurs, which is not taken into account in the existing theory of losses. These stable modes can be defined as overloaded modes. The analysis shows that there are characteristic times that determine the time intervals of the stable existence of the alternating current in the overloaded mode. The main thermal-electrodynamic mechanisms of their existence are formulated. They explain the presence of high values of stable superconductor overheating and the induced electric field before the occurrence of instability of the input alternating current. The existence of stable overloaded modes significantly expands the scope of practical use of high-temperature superconductors.

Key words: superconductor, transport current, volt-ampere characteristic, thermal stability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-111-116

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают высокими критическими свойствами и, в первую очередь, высоким критическим магнитным полем. Поэтому развиваются новые магнитные технологии, позволяющие достигать мегавысоких магнитных полей [1—3]. В настоящее время для исследования свойств материалов возможно использование статических магнитных полей свыше 20 Тл. В частности, для создания статического магнитного поля в 23 Тл вполне достаточно безкриогенного (так называемого cryogen-free) сверхпроводящего магнита [4].

Одной из особенностей ВТСП-магнитов является возможное существование устойчивых токовых режимов, которые могут быть закритическими, когда допустимое электрическое поле и введённый ток превышают априори заданные критическое электрическое поле и критический ток. Наличие закритических режимов показывает, что предельная пропускная способность ВТСП по току не подтверждается условно заданными «критическими» параметрами ВТСП, которые, тем самым, не имеют физического смысла [5, 6]. Кроме того, известно, что режимы работы ВТСП могут быть стабильными при импульсных перегрузках по току или при вводе переменного тока, когда пиковый рабочий ток может быть зна-

чительно больше критического тока сверхпроводника [7—10]. В данной работе сформулированы основные теплоэлектродинамические механизмы, лежащие в основе формирования устойчивых перегруженных режимов переменного тока, вводимого в ВТСП.

МОДЕЛЬ

Как и в классической работе [11], рассмотрим проблему ввода переменного тока в бесконечно длинную сверхпроводящую пластину ($-a < x < a$, $-b < y < b$, $-\infty < z < \infty$, $b \gg a$) при её неинтенсивных условиях охлаждения, которые возникают внутри сверхпроводящих магнитов с плотной обмоткой, когда между витками имеет место косвенный теплообмен. Пусть она будет помещена в постоянное внешнее магнитное поле, параллельное его поверхности в направлении оси y , которое полностью заполнило его поперечное сечение S ($S = 4ab$). Предположим, что ток вводится в направлении оси y и изменяется во времени по синусоидальному закону с пиковым значением I_m , а его собственное магнитное поле пренебрежимо меньше, чем внешнее магнитное поле. В общем случае для понимания механизмов формирования стабильных перегруженных режимов переменного тока и их разрушения следует использовать трёхмерную нестационарную модель. Для того чтобы не проводить громоздких вычислений, анализ формирования стабильных перегруженных режимов будем основывать на предположении, что температура и электрическое поле распределены равномерно по сечению сверхпроводника, т.е. воспользуемся так называемым нуль-мерным приближением. Оно позволяет использовать упрощённое уравнение теплового баланса, принимая во внимание соответствующее изменение тока в сверхпроводнике. Предположим также, что изменение продольного магнитного поля пренебрежимо мало, теплообмен между сверхпроводником и хладагентом происходит при постоянном коэффициенте теплопередачи, вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается степенным уравнением, в котором зависимость критического тока от температуры аппроксимируется линейной зависимостью.

В рамках данных допущений мгновенные изменения температуры и электрического поля в ВТСП зависят только от изменения тока со временем. Поэтому следующая система уравнений

$$C(T)dT/dt = -h(T - T_0)/a + E(t)I(t)/S, \quad T(0) = T_0; \quad (1)$$

$$E(t) = E_c [I(t)/(J_c S)]^n, \quad J_c(T) = J_{c0} (T_{cb} - T)/(T_{cb} - T_0), \quad I(t) = I_m \sin 2\pi f t \quad (2)$$

может быть использована для описания эволюции теплового и электрического состояний сверхпроводника при вводе переменного тока. Здесь C — удельная теплоёмкость ВТСП; I — вводимый ток; E_c — условно заданная критическая напряжённость электрического поля, используемая для определения критической плотности тока J_c ; n — показатель нарастания вольт-амперной характеристики; h — коэффициент теплопередачи; f — частота изменения вводимого тока.

В проводимом далее анализе в качестве сверхпроводящего материала рассматривался $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. В этом случае критическая плотность тока J_{c0} и критическая температура T_{cb} принимались равными $J_{c0} = 1,52 \cdot 10^4$ А/см² и $T_{cb} = 26,12$ К согласно результатам, представленным в [11] для ленты $\text{Ag}/\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, которые были получены при $E_c = 10^{-6}$ В/см, $T_0 = 4,2$ К и фоновом магнитном поле $B = 10$ Тл. Температурная зависимость теплоёмкости $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ была рассчитана как и в [12]. Соответственно исследование проводилось для следующих параметров: $n = 10$, $a = 10^{-3}$ см, $b = 10^{-2}$ см, $T_0 = 4,2$ К. В этом случае критический ток сверхпроводника и ток разрушения сверхпроводимости (ток срыва) равны $I_c = 0,61$ А и $I_q = 0,87$ А соответственно. Соответствующие значения электрического поля и температуры перед тепловым срывом ввода тока равны $E_q = 9 \cdot 10^{-5}$ В/см, $T_q = 6,16$ К. Данные параметры разрушения сверхпроводимости током, вводимым с постоянной скоростью, вытекают из результатов, представленных в [12]. Коэффициент теплоотдачи, как и в [13], принимался равным $h = 10^{-3}$ Вт·см⁻²·К⁻¹. Он соответствует условиям косвенного охлаждения, которые наблюдаются в плотных обмотках [1—3].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Кривые 1 и 2 на рис. 1 соответствуют неустойчивой эволюции электрического поля и температуры сверхпроводника при вводе в него переменного тока. Видно, что нестабильные режимы переменного тока могут существовать как при вводе, так и выводе тока. Кривые 3—5 на рис. 1 описывают устойчивую эволюцию электрического поля и температуры. Они имеют характерный вид, который наблюдается в экспериментах. Видно, что при таких стабильных токовых нагрузках существуют высокие максимальные значения напряжённости электрического поля $|E_{\max}|$ и температуры T_{\max} , когда пиковый ток I_m больше не только критического тока I_c , но и тока срыва I_q . Соответственно пиковое значение наведённого электрического поля во много раз превышает априорно выбранное критическое значение электрического поля, а перегрев практически равен около 7 К в случае, когда неинтенсивно охлаждаемый сверхпроводник не имеет стабилизирующей матрицы. Однако при таких токовых перегрузках сверхпроводящие свойства не разрушаются.

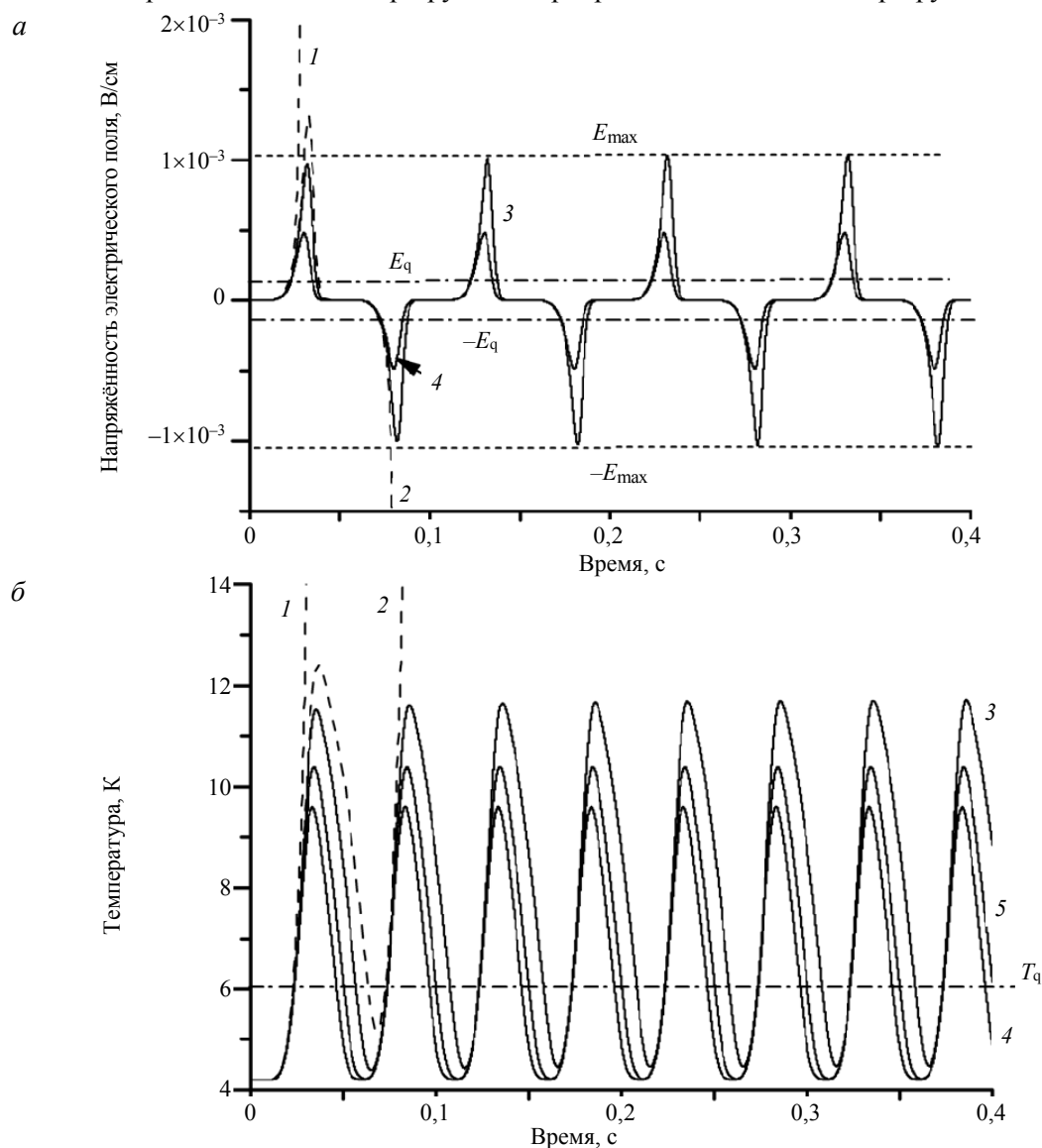


Рис. 1. Изменение во времени напряжённости электрического поля (а) и температуры сверхпроводника (б) при различных пиковых значениях вводимого тока и $f = 10$ Гц: 1 — $I_m = 0,95$ А; 2 — $I_m = 0,94$ А; 3 — $I_m = 0,939$ А; 4 — $I_m = 0,935$ А; 5 — $I_m = 0,937$ А

В целом результаты, представленные на рис. 1, показывают, что изменение температуры или электрического поля в сверхпроводнике во время ввода переменного тока принимает форму, типичную для переходных стабильных и нестабильных явлений, наблюдаемых в режимах ввода постоянного тока, когда метастабильное сверхпроводящее состояние либо сохраняется, либо разрушается [5, 6]. Как следствие, существует предельный пиковый ток, ниже которого сверхпроводник сохраняет своё сверхпроводящее состояние, а выше которого сверхпроводимость разрушается. Согласно этой особенности, максимальное значение пикового тока соответствует верхнему допустимому значению тока, устойчиво вводимого в сверхпроводник, несмотря на его высокий стабильный перегрев и, следовательно, высокие стабильные тепловые потери.

На рис. 2 показаны характерные циклы формирования перегруженных режимов переменного тока, а именно следующие особенности характеризуют формирование стабильных перегруженных режимов.

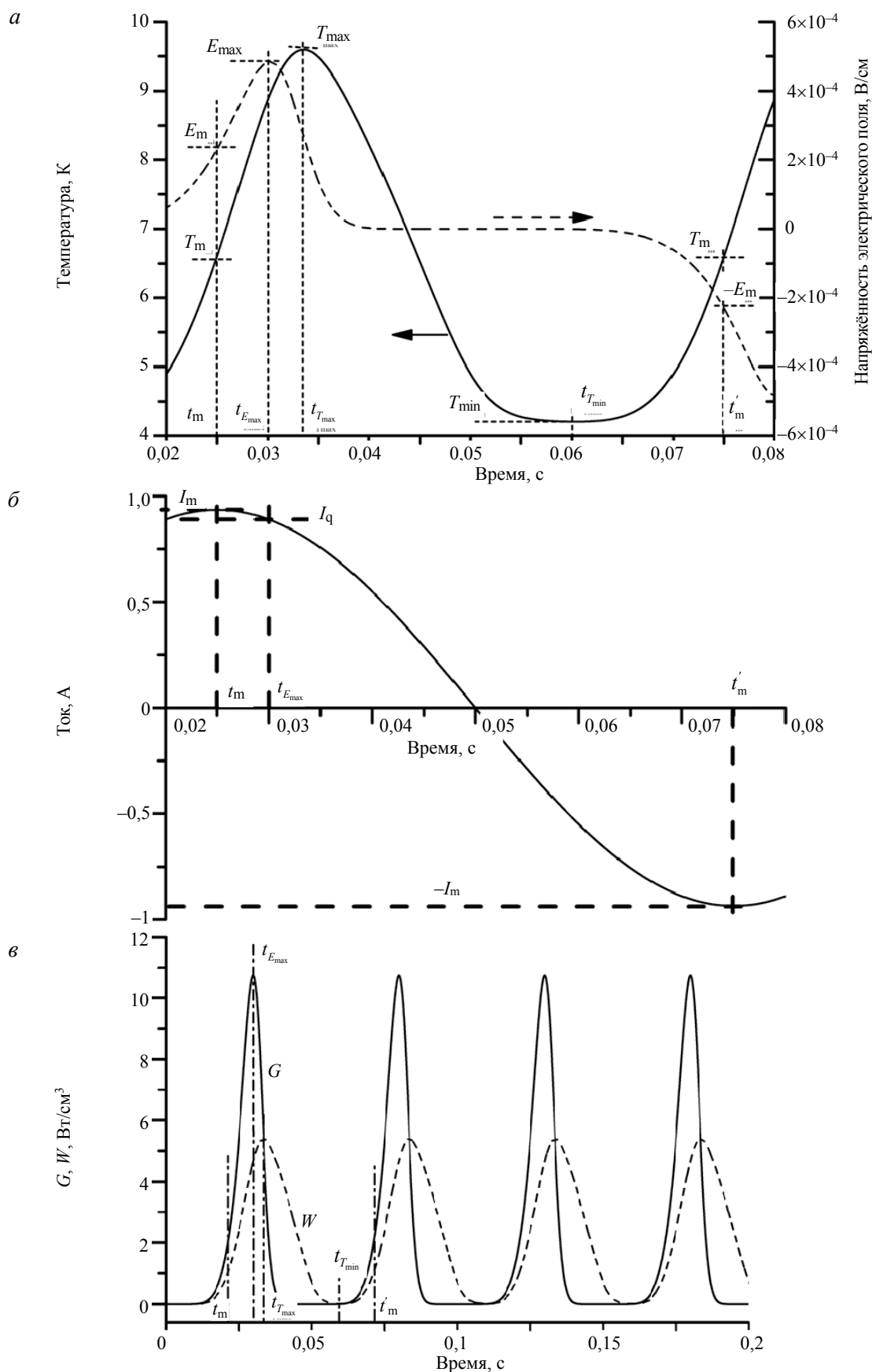


Рис. 2. Теплоэлектродинамические циклы формирования стабильного перегруженного режима при $I_m = 0,935$ А и $f = 10$ Гц: а — изменение температуры и напряжённости электрического поля; б — изменение тока; в — изменение джоулева тепловыделения и теплового потока в хладагент

Во-первых, на начальной стадии, которая существует сразу после достижения пикового значения вводимого тока I_m , которое достигается при $t = t_m$, электрическое поле и температура всё ещё увеличиваются от соответствующих значений E_m и T_m (см. рис. 2, а), хотя вводимый ток начинает уменьшаться (см. рис. 2, а). Этот этап перегруженного режима существует в интервале времени $t_m < t < t_{E_{\max}}$, где $t_{E_{\max}}$ — время, когда электрическое поле достигает максимума (см. рис. 2, а). В результате в интервале времени $t_m < t < t_{E_{\max}}$ выделение тепла в сверхпроводнике ($G = EJ$) превышает тепловой поток в хладагент ($W = h(T - T_0)/a$). Тем не менее тепловой поток в хладагент достигает максимума при $t = t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, в).

Следует подчеркнуть, что вводимый ток на этой стадии нестабилен, поскольку он превышает ток теплового разрушения сверхпроводимости ($I(t) > I_q$ при $t_m < t < t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, б)). Однако формирование этого состояния не приводит к возникновению неустойчивости. Причины такого поведения следующие. В первую очередь уменьшается вводимый ток (см. рис. 2, б). Кроме того, развитие электрического состояния существенно зависит от температурной зависимости удельной теплоёмкости при $E > E_c$, как это было показано в [5, 6]. В результате в рассматриваемом случае она играет исключительную роль в допустимом росте электрического поля и температуры при $t > t_m$, а именно расчёты показывают, что увеличивающаяся с температурой удельная теплоёмкость сверхпроводника стабилизирует высокий рост температуры при $t > t_m$.

Во-вторых, индуцированное электрическое поле начинает убывать при $t > t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, а). Эта вторая стадия существует потому, что уменьшающийся вводимый ток переходит границу нестабильных состояний (см. рис. 2, б) и на этой стадии $I(t) < I_q$. Она существует в интервале $t_{E_{\max}} < t < t_{T_{\max}}$, когда уменьшающееся во времени тепловыделение всё ещё превышает увеличение во времени теплоотвода, как это следует из рис. 2, в. Здесь $t_{T_{\max}}$ — время, когда температура сверхпроводника достигает максимума, при котором тепловыделение становится равным тепловому потоку в хладагент. Как следствие, температура сверхпроводника на этой стадии продолжает расти (см. рис. 2, а).

В-третьих, совместное уменьшение электрического поля и вводимого тока (см. рис. 2, а, б) приводит к такому рассеиванию джоулева тепловыделения, в результате которого уменьшается тепловой поток в хладагент (см. рис. 2, в). Этот третий этап начинается при $t > t_{T_{\max}}$. Для него характерно понижение температуры (см. рис. 2, а). Таким образом, при $t > t_{T_{\max}}$ происходит стабильное уменьшение вводимого тока, электрического поля и температуры. Временная граница этой стадии возникает при $t_{T_{\min}}$, после чего тепловыделение начинает превышать теплоотвод. Это очередная стадия, когда температура сверхпроводника начинает повышаться. В конце этого этапа рост температуры приобретает резко нарастающий характер до соответствующего значения T_m , при котором электрическое поле и ток равны пиковым значениям $-E_m$ и $-I_m$ соответственно (см. рис. 2, б). Следующие этапы ввода тока повторяют описанные циклы, и формирование устойчивого перегруженного режима ввода переменного тока продолжается.

ВЫВОДЫ

Многие эксперименты показывают, что режимы работы ВТСП могут быть стабильными при перегруженных токовых нагрузках, амплитуда которых значительно превышает критический ток сверхпроводника. Они имеют место при вводе переменного тока. Показано, что формирование устойчивых перегруженных режимов переменного тока имеет четыре стадии, которые определяются тремя характерными временными интервалами. В результате рабочий режим переменного тока ВТСП может сохранять сверхпроводящее состояние во время перегруженных режимов ввода и вывода или, наоборот, переходить в нестабильное состояние во время ввода или вывода тока. Эта особенность определяет наличие максимального значения пикового тока устойчивых перегрузочных режимов переменного тока при заданной частоте и условиях охлаждения. Во всех случаях это значение выше не только критического тока сверхпроводника, но и соответствующего тока теплового разрушения сверхпроводимости (тока срыва), определяющего границу устойчивости тока, вводимого в сверхпроводник с постоянной скоростью. Соответственно пиковые значения электрического поля и температуры при стабильных состояниях также

превышают соответствующие значения, предшествующие тепловому разрушению сверхпроводимости при протекании по сверхпроводнику постоянного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nishijima G., Awaji S., Hanai S. et al.** 18.1 T cryocooled superconducting magnet with a Bi2223 high- T_c insert. — *Fusion Engin. Design*, 2006, vol. 81, p. 2425—2432.
2. **Weijers H.W., Trociewitz U.P., Markiewicz W.D. et al.** High field magnets with HTS conductors. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2009, vol. 20, p. 576—582.
3. **Friend C.M., Miao H., Huang Y. et al.** The development of high field magnets utilizing Bi-2212 wind & react insert coil. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2009, vol. 20, p. 583—586.
4. **Watanabe K., Awaji S., Nishijima K. et al.** Current-carrying capacity of YBa₂Cu₃O₇-coated conductors for a 30 T superconducting magnet. — *Appl. Phys. Express*, 2009, vol. 2, p. 113001.
5. **Romanovskii V.R., Watanabe K.** — In: *Superconducting Magnets and Superconductivity*. Editors H. Tovar and J. Fortier. New York: Nova Science Publishers Inc. (USA), 2009, p. 293—399.
6. **Romanovskii V.R.** — In: *Superconductivity: Theory, Materials and Applications*, Editor V.R. Romanovski. New York: Nova Science Publishers Inc. (USA), 2012, p. 111—198.
7. **Seong-Woo Yim, Hyo-Sang Choi, Ok-Bae Hyun et al.** Quench characteristics of HTS tapes with alternating currents above their critical currents. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, vol. 13, p. 2968—2971.
8. **Ishiyama A., Yanai M., Morisaki T. et al.** Transient thermal characteristics of cryocooler-cooled HTS coil for SMES. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, vol. 15, p. 1879—1882.
9. **Lue J.W., Gouge M.J., Duckworth R.C.** Over-current testing of HTS tapes. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, vol. 15, p. 1835—1838.
10. **Ahn M.C., Yang S.E., Park D.K.** Current limiting characteristics of coated conductors with various stabilizers. — *Cryogenics*, 2007, vol. 47, p. 425—430.
11. **Stekly Z.J.J., Zar J.L.** Stable superconducting coils. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1965, NS-12, p. 367—372.
12. **Romanovskii V., Lavrov N. et al.** Stable and unstable thermo-current states of high temperature superconductors. — *J. Phys.:Conf. Ser.*, 2008, vol. 97, p. 012017
13. **Bellis R.H., Iwasa Y.** Quench propagation in high T_c superconductors. — *Cryogenics*, 1994, vol. 34, p. 129—144.



Романовский Владимир Рэманович, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор, почётный работник науки и техники РФ, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2021 г.

После доработки 14 сентября 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 111—116.