

05

Тепловая деградация токонесущей способности низкотемпературных композитных сверхпроводников при действии тепловых возмущений

© В.Р. Романовский

Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: romanovskii@aol.com

(Поступило в Редакцию 16 декабря 2015 г.)

Исследована устойчивость транспортного тока, вводимого в сверхпроводящий композит на основе ниобий-титана и действию внешнего теплового импульсного возмущения. Теоретический анализ стабильных состояний выполнен на основе решения системы уравнений Фурье и Максвелла, описывающих теплоэлектродинамические состояния низкотемпературных сверхпроводников при крипе магнитного потока. Показано, что при непрерывном вводе тока докритические тепловые возмущения, которые при заданном транспортном токе, меньшем тока срыва, не переводят композит в нормальное состояние, могут приводить к преждевременному возникновению неустойчивых токовых состояний. При этом ток возникновения неустойчивости тем меньше, чем больше энергия внешнего теплового возмущения. Показано, что эффект тепловой деградации токонесущей способности композитного сверхпроводника обусловлен дополнительным интенсивным тепловыделением внутри проводника, инициируемым внешним тепловым возмущением, и зависит от скорости ввода тока, времени прекращения ввода тока после действия теплового возмущения, условий охлаждения.

В существующей теории устойчивости условия сохранения сверхпроводимости, как правило, рассматриваются в рамках моделей, предполагающих воздействие на композит какого-либо одного типа возмущений: магнитных, токовых, тепловых [1–3]. Решение подобных задач позволяет в рамках конкретных упрощающих предположений исследовать характерные физические особенности, ответственные за сохранение или разрушение композитом сверхпроводящих свойств при действии того или иного возмущения. Однако в реальных сверхпроводящих обмотках возможно совместное действие возмущений различной природы, в результате которого температура токонесущего элемента и протекающий по нему ток изменяются взаимосвязано. Например, при вводе тока в сверхпроводящую магнитную систему она подвержена многочисленным возмущениям механического характера [3], сопровождающимся соответствующими тепловыделениями. В связи с этим рассмотрим проблему стабильности токовых состояний, формирующихся в композитном сверхпроводнике при вводе в него тока с постоянной скоростью и действии внешнего импульсного теплового возмущения. Отметим, что ранее в [4] был выполнен анализ возникновения термомангнитной неустойчивости в композитном сверхпроводнике, инициируемой бесконечно малым тепловым импульсом в предположении, что неустойчивость возникает после того, как напряженность электрического поля превысила некоторое характерное значение E_m , равное

$$E_m = \frac{hp}{S} \frac{\eta J_\delta}{J_c |\partial J_c / \partial T|} \Big|_{T=T_0}.$$

Здесь h — коэффициент теплоотдачи, p — охлаждаемый периметр композита, S — площадь его поперечно-

го сечения, η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником, T_0 — температура хладагента, J_c — плотность критического тока сверхпроводника, J_δ — так называемый токовый параметр нарастания его вольт-амперной характеристики.

Ниже исследуется более общий случай, когда граница устойчивых состояний будет определяться с учетом тепловой предыстории формирования электродинамических состояний композита, зависящей от энергии теплового возмущения, действующего в произвольный момент времени, и особенностей диффузии вводимого тока, зависящих от скорости его ввода, времени прерывания ввода тока, условий охлаждения.

Будем определять распределение температуры T , электрического поля E и плотности тока J в сверхпроводящем композите круглого сечения с радиусом r_0 при нарастании в нем тока с постоянной скоростью dI/dt и действии внешнего импульсного теплового возмущения мощности $q(r, t)$ из решения системы уравнений Фурье и Максвелла, записанной на основании модели анизотропного континуума в виде [5]

$$C_k \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_k r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + EJ + q(r, t), \quad (1)$$

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right), \quad (2)$$

$$E = E_c \exp \left(\frac{J_s}{J_\delta} + \frac{T - T_{cB}}{T_\delta} \right) = J_m Q_m, \quad (3)$$

$$J = \eta J_s + (1 - \eta) J_m,$$

с начальными условиями

$$T(r, 0) = T_0, \quad E(r, 0) = 0 \quad (4)$$

и с условиями на внешней поверхности

$$\lambda_k \frac{\partial T}{\partial r} + h(T - T_0)|_{r=r_0} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = \frac{\mu_0}{2\pi r_0} \frac{dI}{dt}. \quad (5)$$

Здесь C_k — объемная теплоемкость композита, λ_k — коэффициент его теплопроводности, J_s и J_m плотности токов в сверхпроводящей части композита и в матрице соответственно, E_c — напряженность электрического поля, используемая для определения критической плотности тока сверхпроводника, T_{cB} — критическая температура сверхпроводника, J_δ и T_δ — параметры нарастания его вольт-амперной характеристики, для описания которой использовано экспоненциальное уравнение аналогично тому, как это было сделано в [6].

Для проведения численных экспериментов зададим следующие исходные параметры:

$$\begin{aligned} r_0 &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, & T_0 &= 4.2 \text{ К}, \\ \eta &= 0.5, & \rho_m &= 2 \cdot 10^{-10} \text{ } \Omega \cdot \text{ м}, \\ \lambda_k &= 100 \frac{\text{ В}}{\text{ м} \cdot \text{ К}}, & C_k &= 10^3 \frac{\text{ Дж}}{\text{ м}^3 \cdot \text{ К}}, \\ E_c &= 10^{-4} \text{ В/м}, & T_{cB} &= 9 \text{ К}, \\ J_\delta &= 4 \cdot 10^7 \text{ А/м}^2, & T_\delta &= 0.048 \text{ К}. \end{aligned}$$

Они соответствуют ниобий-титановому сверхпроводнику в медной матрице, охлаждаемому жидким гелием. При этом предполагается, что постоянное внешнее магнитное поле полностью проникло внутрь композита и его изменением в продольном направлении можно пренебречь, тонкие сверхпроводящие жилы равномерно распределены по сечению композита, в начальный момент времени ток отсутствует, а температура композита равна температуре хладагента. Будем также полагать, что мощность внешнего импульсного источника теплового возмущения во время его действия постоянна, он равномерно распределен по длине композита и действует в его тонком поверхностном слое $\Delta r = r_0 - r_q = 0.1r_0$. Соответственно величину $q(r, t)$ запишем в виде

$$q = \begin{cases} 0, & t < t_i = I_0/dI/dt, \\ q_0, & t_i \leq t \leq t_i + \Delta t, \quad r_q \leq r \leq r_0, \\ 0, & t > t_i + \Delta t. \end{cases}$$

Принятая форма локального теплового возмущения позволяет исследовать условия устойчивости при действии импульсного тепловыделения, которое наиболее опасно с точки зрения тепловой стабильности сверхпроводящих композитов [2].

Условия возникновения неустойчивости будем искать в соответствии с итерационной процедурой, лежащей в основе метода конечного возмущения исходного равновесного состояния, предложенного в [5]. Общность данного метода позволяет определить стабильность сверхпроводящих состояний как при действии конкретных

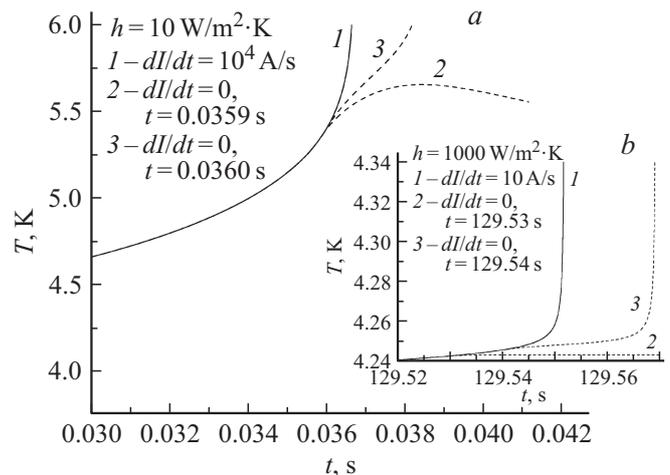


Рис. 1. Изменение температуры поверхности сверхпроводящего композита при различных условиях его охлаждения и скоростях ввода тока.

возмущений, так и при действии их произвольной комбинации. Метод основывается на численном анализе последовательности теплоэлектродинамических состояний сверхпроводящей среды, индуцированных каким-либо возмущением или возмущениями различной природы. В результате, для определения границы устойчивости с требуемой точностью находятся два таких исходных возмущающих фактора, когда после их действия температура сверхпроводника либо стабилизируется (неустойчивость отсутствует), либо начинает самопроизвольно возрастать (состояние неустойчиво). В частности, в рамках рассматриваемой проблемы расчет границы устойчивых состояний заключается в следующем. Для заданной скорости ввода тока необходимо определить два значения мощности источника тепловыделения, после прекращения действия которых происходит или затухание, или необратимый рост температуры композита. Соответственно в первом случае процесс ввода тока носит устойчивый характер, а во втором — приводит к спонтанному переходу композита в нормальное состояние, т.е. имеет место срыв ввода тока в силу возникновения неустойчивых состояний.

Используя данный метод, прежде всего найдем для рассматриваемого сверхпроводящего композита токи срыва и критические энергии теплового возмущения для токов, меньших тока срыва, для различных условий охлаждения и ввода тока.

На рис. 1 приведены результаты численного расчета токов срыва при отсутствии внешнего теплового возмущения ($q = 0$). Расчеты были выполнены для двух режимов: в случае быстрого ввода тока в неинтенсивно охлаждаемый композит (рис. 1, *a*) и при его медленном вводе в интенсивно охлаждаемый композит (рис. 1, *b*). Здесь сплошные кривые описывают изменение температуры поверхности композита при непрерывном вводе тока, а штриховые — изменение температуры, когда вво-

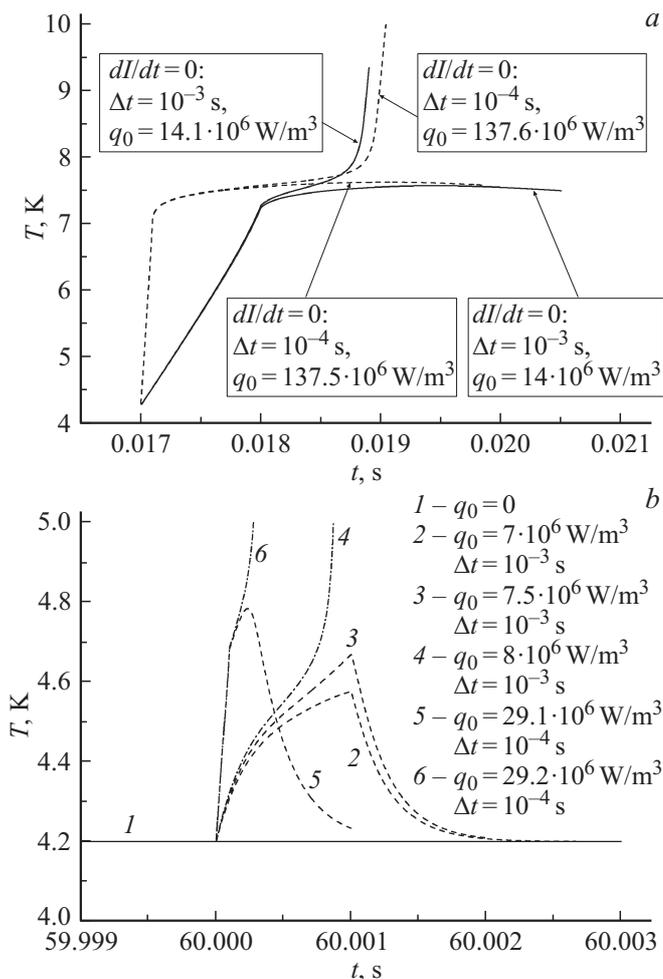


Рис. 2. Тепловые состояния сверхпроводящего композита после ввода в него заданного тока и действия внешних тепловых возмущений, близких к критическим: *a* — $dI/dt = 10^4$ A/s, $I_0 = 170$ A, $h = 10$ W/m² · K; *b* — $dI/dt = 10$ A/s, $I_0 = 600$ A, $h = 10^3$ W/m² · K.

димый ток фиксировался после достижения заданного значения. Как следует из расчетов, ток срыва в первом случае равен 360 А, а во втором — 1295 А.

Кривые, приведенные на рис. 2, описывают изменение во времени температуры поверхности композита в случае действия возмущений различной длительности и мощности после ввода в композит токов I_0 , меньших соответствующих значений токов срыва, определенных выше. Для заданных значений мощности возмущения эти кривые показывают динамику теплового состояния композита при действии внешних тепловыделений, близких к критическим. Рис. 2, *a* демонстрирует формирование устойчивых и неустойчивых состояний неинтенсивно охлаждаемого композита при наличии докритических и закритических возмущений, когда сверхпроводящее состояние в результате их действия соответственно либо сохраняется, либо разрушается после быстрого ввода тока до величины, равной 170 А. Результаты определения критической энергии внешнего теплового возмущения

при медленном вводе тока в интенсивно охлаждаемый композит представлены на рис. 2, *b*. Здесь сплошная кривая *1* описывает повышение температуры композита при непрерывном вводе тока, когда внешнее тепловое возмущение отсутствует. Изменение температуры композита при действии докритических (кривые 2, 3, 5) и закритических возмущений (кривые 4 и 6) рассчитывалось после ввода тока, равного 600 А.

Для рассматриваемых токовых режимов ($I_0 = \text{const}$) на рис. 3 приведены зависимости критических энергий от длительности возмущения. Представленные результаты показывают существование двух характерных состояний композитов, когда их устойчивость либо зависит, либо практически не зависит от длительности возмущения. Соответственно для этих режимов характер изменения возмущения во времени будет либо влиять, либо не влиять на устойчивость сверхпроводящих состояний композитов. Данные результаты приводят к следующему выводу: зависимость условий устойчивости от формы теплового импульса будет усиливаться по мере приближения к току срыва.

На рис. 4 представлены результаты численного эксперимента, демонстрирующие изменение температуры рассмотренного выше неинтенсивно охлаждаемого сверхпроводящего композита при непрерывном вводе в него тока и действии возмущений различной мощности в момент времени, когда достигается ток $I_0 = 170$ А. (Согласно результатам, представленным на рис. 2, *a*, расчетное значение критического значения q_0 равно $14.1 \cdot 10^6$ W/m³.) Видно, что с увеличением мощности внешнего теплового возмущения, но не переводящего при $I_0 = 170$ А композитный сверхпроводник в нормальное состояние, токовая неустойчивость начинает развиваться при более низких значениях вводимого тока. Другими словами, докритические возмущения приводят к деградации токонесущей способности сверхпроводящего композита. Таким образом, внешнее тепловое возмущение (даже докритическое) может оказывать суще-

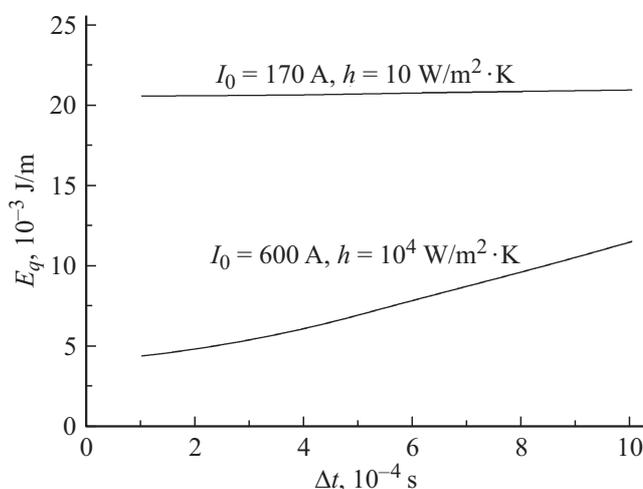


Рис. 3. Критические энергии как функции длительности теплового возмущения.

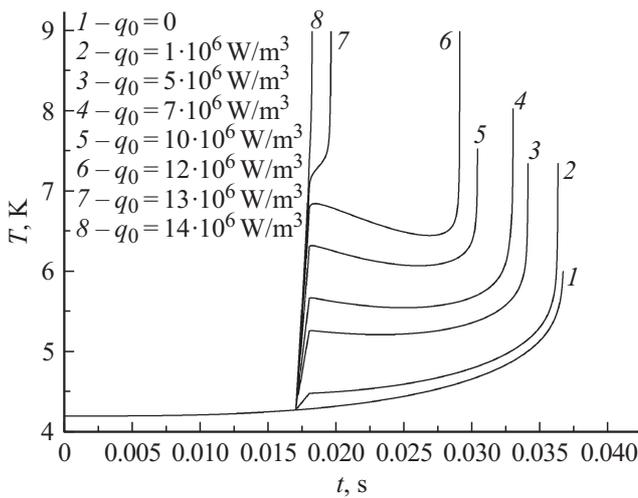


Рис. 4. Влияние тепловых возмущений на возникновение токовой неустойчивости при непрерывном вводе тока: $dI/dt = 10^4$ A/s, $I_0 = 170$ A, $h = 10$ W/m² · K, $\Delta t = 10^{-3}$ s.

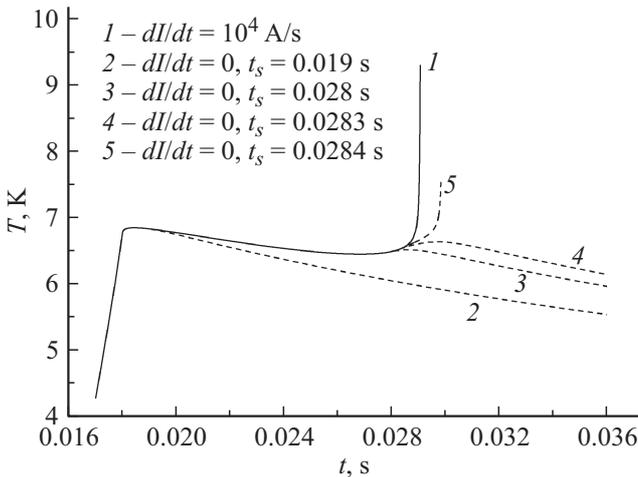


Рис. 5. Влияние времени прерывания ввода тока после действия докритического возмущения на стабильность сверхпроводящего состояния композита.

ственное влияние на устойчивость токовых состояний композита при вводе в него тока. Из приведенных результатов следует, что данный эффект зависит не только от интенсивности охлаждения композита, но и от скорости и величины вводимого тока, энергии внешнего теплового возмущения. Как было показано в [7] и следует из рис. 4, эффект обусловлен тем, что докритическое тепловое возмущение инициирует дополнительные тепловыделения внутри композита. Следовательно, будет наблюдаться и соответствующее уменьшение границы стабильности вводимых токов.

На рис. 5 изображены результаты численного эксперимента, целью которого являлся анализ условий сохранения сверхпроводящих свойств после действия внешнего теплового возмущения. А именно исследовалось влияние на устойчивость сверхпроводящего со-

стояния времени прекращения ввода тока после действия возмущения. В расчетах предполагалось, что тепловой импульс мощностью $q_0 = 12 \cdot 10^6$ W/m³ и длительностью $\Delta t = 10^{-3}$ s начинает действовать в момент времени, когда ток в неинтенсивно охлаждаемом композите ($h = 10$ W/m² · K), вводимом со скоростью $dI/dt = 10^4$ A/s, достигал значения $I = 170$ A. Кривая 1 описывает изменение температуры поверхности композита при непрерывном вводе тока, как и кривая 6 на рис. 4. Кривые 2–5 соответствуют тепловым состояниям композита, которые будут иметь место после прекращения ввода тока ($dI/dt = 0$, $t > t_s$). Но при этом время прекращения ввода тока t_s варьировалось. Для заданных условий прерывания ввода тока кривые 2–4 описывают устойчивые состояния, кривая 5 — неустойчивое. Приведенные результаты показывают, что существует критическое значение времени, после превышения которого вывод тока из композита на основе низкотемпературного сверхпроводника не позволяет избежать возникновения неустойчивости. В общем случае этот вывод приводит к существованию критической скорости вывода тока из сверхпроводящей магнитной системы.

Зависимость тока срыва от энергии внешнего теплового возмущения представлена на рис. 6. Вычисления проводились при $\Delta t = 10^{-3}$ s в рамках следующего приближения. Для заданного тока определялось критическое значение энергии возмущения, приведенное к единице длины композита ($E_q = q_0 S$). Рассчитанная таким образом зависимость $I_{q,0}(E_q)$ соответствует верхней границе тепловой стабильности вводимых токов, так как соответствующие значения токов возникновения неустойчивости при их непрерывном вводе будут меньше данных значений. Из рис. 6 следует, что эффект тепловой деградации будет оказывать влияние на токонесящую способность как интенсивно, так и неинтенсивно охлаждаемых композитов на основе низкотемпературных сверхпроводников. При этом у интенсивно охлаждаемых композитов существует граничное значе-

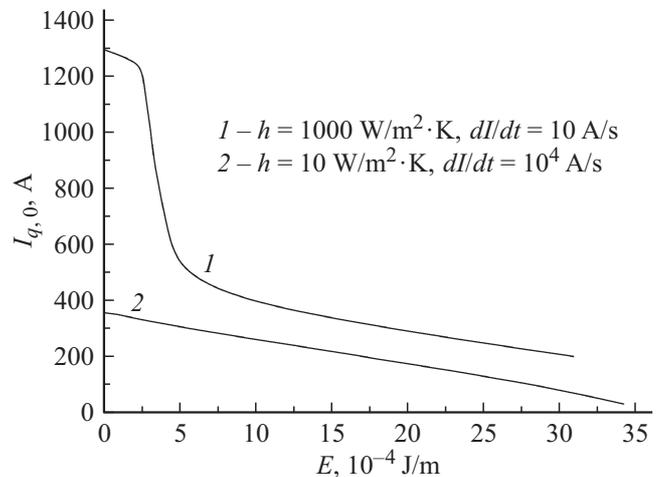


Рис. 6. Токи срыва в зависимости от энергии тепловых возмущений.

ние энергии теплового возмущения, после превышения которого значительное улучшение условий теплоотдачи на поверхности композита не будет сопровождаться заметным увеличением токов неустойчивости даже при уменьшении скорости ввода тока.

Таким образом, при действии внешних тепловых возмущений, которые не переводят сверхпроводящий композит в нормальное состояние, возможен преждевременный срыв процесса ввода тока, в результате которого токи возникновения неустойчивости становятся тем меньше, чем больше энергия внешнего теплового возмущения и больше время вывода тока после действия возмущения.

Список литературы

- [1] *Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В.* Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [2] *Уилсон М.* Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [3] *Гуревич А.Вл., Милиц Р.Г., Рахманов А.Л.* Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [4] *Rakhtanov A.L.* // *Cryogenics*. 1983. Vol. 23. N 9. P. 487–491.
- [5] *Кейлин В.Е., Романовский В.Р.* // *ЖТФ*. 1993. Т. 63. Вып. 1. С. 10–21.
- [6] *Polak M., Hlasnik I., Krempasky L.* // *Cryogenics*. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702–711.
- [7] *Романовский В.Р.* // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. Вып. 1. С. 46–51.