

Резистивные состояния композитных сверхпроводников при крипе магнитного потока

© В.Р. Романовский

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

(Поступило в Редакцию 21 июня 2016 г.)

Изучено влияние крипа магнитного потока на формирование резистивных состояний композитных сверхпроводников с учетом их саморазогрева. Полученные результаты сопоставлены с расчетами, выполненными в рамках существующей теории тепловой стабилизации, основанной на модели скачкообразного перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. Показано, что в широком диапазоне изменения температуры сверхпроводника эта модель приводит к завышенным значениям эффективного электрического сопротивления композита. Как следствие его стабильного саморазогрева, используемые в существующей теории тепловой стабилизации понятия о критическом токе, определяющем максимально допустимое значение транспортного тока, и о температуре резистивного перехода, после превышения которой транспортный ток начинает делиться между сверхпроводником и матрицей, при крипе магнитного потока теряют физический смысл. В результате границы теории тепловой стабилизации композитных сверхпроводников могут быть расширены, если ее использовать для описания устойчивых состояний при токах, которые выше условно заданного значения критического тока композита.

DOI: 10.21883/JTF.2017.04.44313.1943

Исследование макроскопических механизмов формирования устойчивых состояний низко- и высокотемпературных сверхпроводников, определение условий возникновения и распространения неустойчивостей различной природы представляют собой актуальные проблемы физики сверхпроводящих сред. Значительную роль в формулировке принципов, обеспечивающих сохранение работоспособности токонесущих элементов сверхпроводящих магнитных систем при действии внешних тепловых возмущений, играет теория тепловой стабилизации композитных сверхпроводников, состоящих из сверхпроводящих жил, помещенных в несверхпроводящую матрицу. Ее основные положения были сформулированы для низкотемпературных сверхпроводящих композитов в рамках модели скачкообразного перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное (так называемая модель критического состояния МКС), которая позволила не только упростить используемые методы анализа, но и выписать аналитические критерии тепловой стабильности сверхпроводящего состояния [1–3]. Эта модель также широко используется и при описании тепловых процессов в композитах на основе высокотемпературных сверхпроводников (см., например, [4–6]). В рамках данного приближения предполагается, что транспортный ток равномерно распределен по сечению композита, а его значения в сверхпроводнике и матрице определяются мгновенными значениями температуры сверхпроводника. Возникающие при этом задачи сводятся к решению уравнения теплопроводности с нелинейной зависимостью источника тепловыделения от температуры. А именно согласно МКС, диссипация энергии в сверхпроводящем композите начинается только тогда,

когда его температура превысит так называемую температуру резистивного перехода T_{cs} , при которой транспортный ток равен критическому току сверхпроводника. Соответственно при $T > T_{cs}$ ток начинает перераспределяться между сверхпроводником и матрицей, и после нагревания композита выше критической температуры сверхпроводника T_{cb} весь ток течет только по матрице. Если плотность критического тока в сверхпроводнике линейно убывает с температурой, то температурная зависимость мощности джоулева тепловыделения в сверхпроводящем композите, согласно МКС, записывается как [1–3]

$$G_{CSM}(T) = \frac{J^2 \rho_m(T, B)}{1 - \eta} \times \begin{cases} 1, & T > T_{cb}, \\ (T - T_{cs}) / (T_{cb} - T_{cs}), & T_{cs} \leq T \leq T_{cb}, \\ 0, & T < T_{cs} = T_{cb} - (T_{cb} - T_0)J / (\eta J_{c0}). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь J — плотность транспортного тока, η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником, ρ_m — удельное электрическое сопротивление матрицы, T_0 — температура хладагента, J_{c0} и T_{cb} — критическая плотность тока сверхпроводника при температуре хладагента и его критическая температура в заданном внешнем магнитном поле соответственно.

Однако МКС описывает тепловые состояния композита в предположении, что перераспределение тока между сверхпроводником и матрицей происходит мгновенно, так как предполагается, что сопротивление сверхпроводника при достижении критической плотности тока меняется скачком от нулевого значения до бесконечно

большого. В то же время композитные сверхпроводники как на основе низкотемпературных, так и высокотемпературных материалов в силу многих причин имеют непрерывно нарастающую вольт-амперную характеристику (ВАХ). В частности, конечное напряжение, возникающее в сверхпроводнике, может быть обусловлено объемной неоднородностью свойств сверхпроводника, термоактивированным движением вихрей. В последнем случае, известном как крип магнитного потока, величина энергии активации вихрей определяет вид ВАХ сверхпроводника. При этом зависимость потенциального барьера пиннинга от тока как у низкотемпературных, так и у высокотемпературных сверхпроводников может иметь нелинейность логарифмического типа [7,8]. В этом случае их ВАХ описываются степенным уравнением вида $E(J) = E_c(J/J_c)^n$ [2]. Здесь J_c — температурно-полевая зависимость критической плотности тока сверхпроводника, определенная при априори заданном значении напряженности электрического поля E_c , n — параметр крипа, зависящий от свойств сверхпроводника. Другими словами, композитные сверхпроводники находятся в резистивном состоянии при любой конечной плотности введенного тока. В результате дифференциальное сопротивление сверхпроводника не только изменяется непрерывно, но оно может быть меньше удельного электрического сопротивления матрицы в соответствии с особенностями нарастания ВАХ сверхпроводника. Между тем полный анализ влияния характера нелинейности ВАХ на диссипативные явления в сверхпроводящих композитах, а значит и на условия их тепловой стабилизации, не выполнялся. Как следствие, ряд фундаментальных положений существующей теории тепловой стабилизации комбинированных сверхпроводников (и в первую очередь понятие о предельно допустимом токе, о механизме деления тока) сформулированы без учета нелинейных эффектов саморазогрева сверхпроводника с реальной ВАХ. В связи с этим в настоящей работе обсуждаются физические особенности джоулевой диссипации энергии, которые неизбежны в сверхпроводящих композитах с непрерывно нарастающей ВАХ и лежат в основе реальных процессов возникновения и развития в них тепловых неустойчивостей. Несмотря на то, что ниже рассмотрен высокотемпературный сверхпроводник, для которого характерен гигантский крип магнитного потока, сформулированные общие выводы справедливы и для низкотемпературных сверхпроводников.

Рассмотрим сверхпроводящий композит с площадью поперечного сечения S . Будем полагать, что он находится в постоянном магнитном поле B и по нему течет постоянный ток с плотностью J . Предположим также, что:

- индуцированные током температура T и напряженность электрического поля E постоянны по сечению композита;
- между сверхпроводником и матрицей имеется идеальный тепловой и электрический контакты;

– объемная доля сверхпроводника, равномерно распределенного по композиту, равна η ;

– $E(J)$ характеристика сверхпроводника описывается степенным уравнением, в котором изменение критической плотности тока с температурой может быть аппроксимировано линейной зависимостью вида

$$J_c = J_{c0}(T_{cB} - T)/(T_{cB} - T_0). \quad (2)$$

В рамках данных предположений температурная зависимость джоулевого тепловыделения $G(T) = EJ$, неизбежного для композитных сверхпроводников с реальной ВАХ при любом конечном значении введенного тока, является решением следующей системы уравнений:

$$E = E_c [J_{sc}/J(T, B)]^n = J_m \rho_m(T, B),$$

$$J = \eta J_{sc} + (1 - \eta) J_m. \quad (3)$$

Здесь J_{sc} и J_m — плотности токов, протекающих в сверхпроводящей части композита и в ее матрице соответственно. Тогда, учитывая равенство (2), найдем

$$G(T) = \begin{cases} \eta J_{c0} E \left(1 - \frac{T - T_0}{T_{cB} - T_0}\right) \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} + (1 - \eta) \frac{E^2}{\rho_m}, & T < T_{cB}, \\ (1 - \eta) \frac{E^2}{\rho_m}, & T \geq T_{cB}. \end{cases} \quad (4)$$

При этом напряженность электрического поля как функция температуры для заданного значения плотности тока является решением трансцендентного уравнения

$$\eta J_{c0} \left(1 - \frac{T - T_0}{T_{cB} - T_0}\right) \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} + (1 - \eta) \frac{E}{\rho_m} - J = 0 \quad (5)$$

при $T < T_{cB}$ и описывается очевидным равенством

$$E = J \rho_m / (1 - \eta) \quad (6)$$

при $T \geq T_{cB}$.

Выполним в рамках сформулированных моделей качественный анализ формирования резистивных состояний сверхпроводящего композита. Для этого предположим, что величина удельного электрического сопротивления матрицы постоянна. Введем следующие безразмерные переменные: $i = J/(\eta J_{c0})$ — безразмерный ток, $e = E/E_c$ — безразмерная напряженность электрического поля, $\theta = (T - T_0)/(T_{cB} - T_0)$ — безразмерная температура, $g_{CSM} = G_{CSM}/(\eta J_{c0} E_c)$ — безразмерное тепловыделение, вычисленное в рамках МКС, $g = G/(\eta J_{c0} E_c)$ — безразмерное тепловыделение, вычисленное с учетом ВАХ. Тогда соотношения (1) и (4) преобразуются к виду

$$g_{CSM}(\theta) = i^2 \varepsilon_1 \begin{cases} 1, & \theta > 1, \\ (\theta - 1 + i)/i, & 1 - i \leq \theta \leq 1, \\ 0, & \theta < 1 - i \end{cases} \quad (7)$$

для модели критического состояния и

$$g(\theta) = \begin{cases} (1 - \theta)e^{1+1/n} + e^2/\varepsilon_1, & \theta < 1, \\ e^2/\varepsilon_1, & \theta \geq 1 \end{cases} \quad (8)$$

для модели со степенной ВАХ. При этом соответствующие безразмерные значения напряженности электрического поля описываются выражениями

$$e_{CSM} = i\varepsilon_1 \begin{cases} 1, & \theta > 1, \\ (\theta - 1 + i)/i, & 1 - i \leq \theta \leq 1, \\ 0, & \theta < 1 - i, \end{cases} \quad (9)$$

$$i = \begin{cases} (1 - \theta)e^{1/n} + e/\varepsilon_1, & \theta < 1, \\ e/\varepsilon_1, & \theta \geq 1. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь $\varepsilon_1 = E_1/E_c$, где $E_1 = \eta J_{c0} \rho_m / (1 - \eta)$.

ВАХ (9) и (10) позволяют найти безразмерное эффективное электрическое сопротивление композита, если воспользоваться равенствами $e_{CSM} = i\varepsilon_1 r_{CSM}$, $e = i\varepsilon_1 r_k$ для каждой из рассматриваемой модели.

Переход к безразмерным переменным показывает существование характерного безразмерного параметра ε_1 , значение которого зависит от свойств сверхпроводника и матрицы. Оценим его для высокотемпературного сверхпроводника, покрытого серебром, полагая, что $\rho_m \sim 10^{-7} \Omega\text{cm}$, $J_{c0} \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$, $\eta \sim 0.5$, $T_{cB} - T_0 \sim 20 \text{ K}$, $E_c \sim 10^{-6} \text{ V/cm}$. Тогда $\varepsilon_1 \sim 10^4$. Он позволяет оценить влияние сопротивления матрицы на процесс деления тока между сверхпроводником и матрицей для композитных проводников с реальной ВАХ. Действительно, согласно (10), при $\varepsilon_1 \gg 1$ основная часть тока будет течь по сверхпроводнику, если температура композита незначительно отличается от температуры хладагента. В то же время в теории тепловой стабилизации, основанной на МКС, имеет место другой механизм деления тока. Он начинает перетекать в матрицу после того, когда транспортный ток превысит критический ток композита. Поэтому процесс перераспределения тока между сверхпроводником и матрицей не зависит от ее сопротивления, т.е. от величины ε_1 . Для иллюстрации роли ε_1 в формировании токовых состояний технического сверхпроводника на рис. 1 между собой сопоставлены результаты расчета процесса деления тока между сверхпроводником и матрицей, полученные на основании использования обеих моделей при $i = 0.8$. Моделирование токовых состояний композита со степенной ВАХ было выполнено, согласно (10), при $n = 25$ и различных значениях параметра ε_1 . В рамках МКС безразмерные токи в сверхпроводнике i_{sc} и матрице i_m в диапазоне температур $1 - i < \theta < 1$ рассчитывались по очевидным зависимостям [1]: $i_{sc} = 1 - \theta$, $i_m = i - 1 + \theta$. Рисунок наглядно демонстрирует отличие в процессе деления тока, описываемый сформулированными выше моделями, и его зависимость от ε_1 .

На рис. 2,3 приведены зависимости эффективного электрического сопротивления сверхпроводящего композита от температуры, рассчитанные согласно (9)

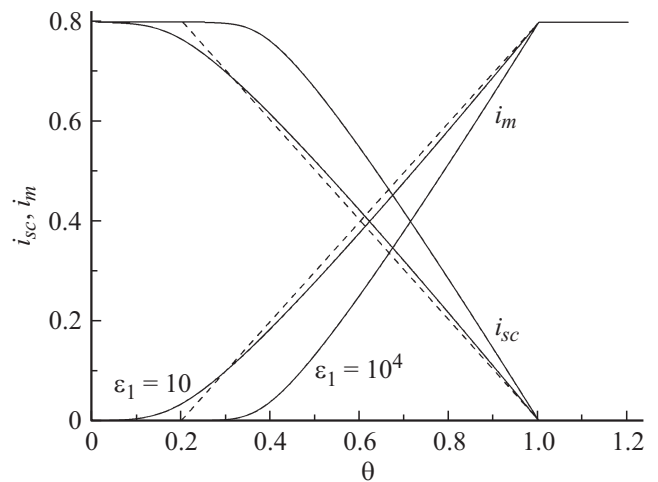


Рис. 1. Влияние параметра ε_1 на деление тока между сверхпроводником и матрицей: — — модель со степенной ВАХ, --- — МКС.

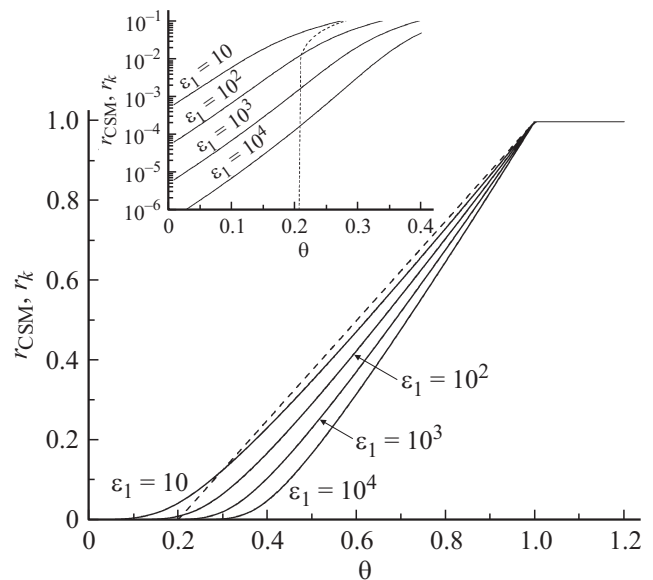


Рис. 2. Температурные зависимости эффективного электрического сопротивления композитного сверхпроводника при $i = 0.8$ и различных значениях параметра ε_1 : — — модель со степенной ВАХ, --- — МКС.

и (10). В рамках приближения (10) вычисления были выполнены при $n = 25$ и различных значениях параметра ε_1 и транспортного тока. А именно рис. 2 демонстрирует влияние параметра ε_1 на значения $r_{CSM}(\theta)$ и $r_k(\theta)$ при токе, меньшем критического. Вставка к рис. 2 показывает соответствующие значения $r_{CSM}(\theta)$ и $r_k(\theta)$ в области малых перегревов, в которой имеется общая точка, где кривые $r_{CSM}(\theta)$ и $r_k(\theta)$ пересекаются. На рис. 3 изображены температурные зависимости эффективного электрического сопротивления композита при токах, превышающих критический ток композита. В рамках МКС весь ток при $i \geq 1$ будет протекать

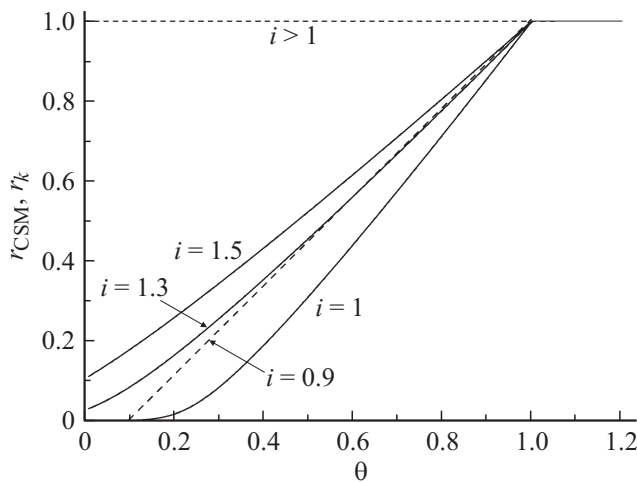


Рис. 3. Температурные зависимости эффективного электрического сопротивления композитного сверхпроводника при $\varepsilon_1 = 10^4$ и токах, превышающих критическое значение: — — модель со степенной ВАХ, --- — МКС.

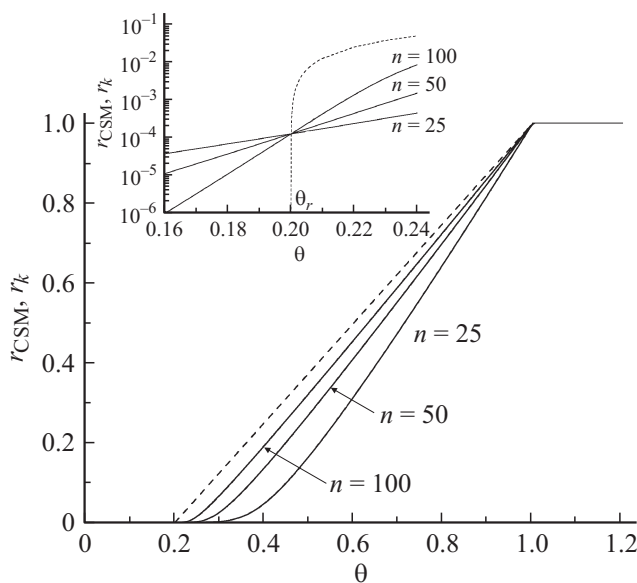


Рис. 4. Влияние параметра нарастания ВАХ сверхпроводника на эффективное электрическое сопротивление композита при $i = 0.8$ и $\varepsilon_1 = 10^4$: — — модель со степенной ВАХ, --- — МКС.

только по матрице в силу разрушения сверхпроводящего состояния. Отличия между значениями $r_{\text{CSM}}(\theta)$ и $r_k(\theta)$, обусловленные влиянием параметра крипа, представлены на рис. 4. Здесь же на вставке к рисунку эти значения показаны более детально в области перегревов, близких к температуре резистивного перехода. Состояния, следующие из модели со степенной ВАХ, изображены на рис. 2–4 сплошными линиями. Штриховые линии соответствуют состояниям, которые описываются МКС. Представленные результаты позволяют сделать следующие выводы.

В диапазоне температур от 0 до $\theta = 1 - i$ значения $r_k(\theta)$ отличны от нуля, в то время как значения $r_{\text{CSM}}(\theta)$ равны нулю. При этом разница между ними возрастает с увеличением тока при уменьшении n и ε_1 . Данное отличие обусловлено малым, но конечным значением напряженности электрического поля, возникающим в композитном сверхпроводнике с реальной ВАХ.

При $\theta > 1 - i$ существует температура $\theta_r = 1 - i + 1/\varepsilon_1$ (в размерном виде $T_r = T_{cs} + (T_{cb} - T_0)/\varepsilon_1$), при которой значения $r_{\text{CSM}}(\theta)$ и $r_k(\theta)$ принимают равные значения. Как следует из (9) и (10), в этом случае $e_{\text{CSM}}(\theta_r) = e(\theta_r) = 1$, т.е. напряженность электрического поля равна заданному критическому значению ($E = E_c$). Следовательно, уже при незначительном перегреве композита относительно температуры резистивного перехода, равном $1/\varepsilon_1$, значения напряженности электрического поля оказываются закритическими даже при докритических значениях введенного в композит тока. При этом в диапазоне температур $\theta_r < \theta < 1$ значения $r_{\text{CSM}}(\theta)$ всегда выше соответствующих значений $r_k(\theta)$, вычисленных для композита со степенной ВАХ, как это следует из рис. 2, 3. Воспользовавшись соотношениями (9) и (10), можно строго доказать, что данная закономерность соблюдается для любого конечного значения n . Но при этом будет выполняться предельный переход $e(\theta) \rightarrow e_{\text{CSM}}(\theta)$ при $n \rightarrow \infty$. Поэтому тепловыделения $g_{\text{CSM}}(\theta)$, вычисленные при $\theta_r < \theta < 1$ в рамках МКС, будут всегда превышать соответствующие тепловыделения $g(\theta)$, реально существующие в сверхпроводящем композите. Из рис. 3 следует, что тепловыделения при закритических токах, вычисленные для композита с непрерывно нарастающей ВАХ, могут быть меньше тепловыделений, вычисленных в рамках МКС при докритическом токе. Поэтому у сверхпроводников с непрерывно нарастающей ВАХ возможно существование как докритических, так и закритических устойчивых состояний. (Расчеты показывают, что закритические состояния будут заметно расширять диапазон устойчивых токовых режимов при интенсивном охлаждении композитов. Однако их обсуждение выходит за рамки настоящей работы, и они будут изложены отдельно.) Наличие устойчивых докритических и закритических режимов приводит к понятию о предельном токе разрушения сверхпроводимости. Его значение будет являться следствием нарушения теплового баланса между количеством теплоты, выделяемым в композите, и количеством теплоты, отводимым в хладагент [9]. Эти выводы не могут быть сформулированы в рамках МКС.

И, наконец, в области высоких перегревов композита ($\theta > 1$, $T > T_{cb}$) значения сопротивлений, рассчитанные как по (9), так и по (10), не отличаются друг от друга в силу принятых выше допущений. В этом случае джоулевы потери, вычисленные в рамках обеих моделей, будут определяться тепловыделениями только в матрице.

Оценим интенсивность нарастания с температурой эффективного электрического сопротивления композита со степенной ВАХ в диапазоне температур $0 < \theta < 1$.

Для начала рассмотрим начальный участок зависимости $r_k(\theta)$ ($\theta \ll 1$). При $\varepsilon_1 \gg 1$ ток в композите практически равен току в сверхпроводнике и поэтому, согласно (10), получим

$$i\varepsilon_1 r_k(\theta) \cong \left(\frac{i}{1-\theta} \right)^n.$$

Логарифмируя данное равенство, найдем

$$\ln i\varepsilon_1 r_k(\theta) = n[\ln i - \ln(1-\theta)].$$

Раскладывая $\ln(1-\theta)$ в степенной ряд, перепишем последнее равенство в виде

$$\ln i\varepsilon_1 r_k(\theta) = n[\ln i + \theta + \theta^2/2 + \dots].$$

Тогда

$$r_k(\theta) = \frac{i^{n-1}}{\varepsilon_1} \exp[n(\theta + \theta^2/2 + \dots)].$$

Следовательно, нарастание с температурой начального участка зависимости $r_k(\theta)$ носит экспоненциальный характер. Причем скорость нарастания $dr_k/d\theta$ тем больше, чем выше n . Данные выводы подтверждают вставки к рис. 2, 4.

Для оценки $r_k(\theta)$ вблизи критической температуры композита введем новую функцию $u = 1 - r_k$, которая, согласно (12), приведет к уравнению

$$1 = \frac{1-\theta}{i} [(1-u)i\varepsilon_1]^{1/n} + 1 - u.$$

Раскладывая в степенной ряд сомножитель $(1-u)^{1/n}$, получим

$$1 = \frac{1-\theta}{i} (i\varepsilon_1)^{1/n} \left(1 - \frac{u}{n} - \frac{n-1}{2n^2} u^2 + \dots \right) + 1 - u.$$

Тогда, ограничиваясь линейным по температуре приближением, найдем

$$r_k(\theta) = 1 - \frac{1}{i} (i\varepsilon_1)^{1/n} + \frac{\theta}{i} (i\varepsilon_1)^{1/n},$$

т.е. вблизи критической температуры сверхпроводника температурное нарастание эффективного электрического сопротивления композита со степенной ВАХ происходит практически линейно. Как следует из рис. 2–4, данная закономерность будет соблюдаться тем лучше, чем выше i и n . Отметим, что она имеет место в силу сделанных выше упрощающих допущений и прежде всего в случаях, когда критическая плотность тока сверхпроводника является линейной функцией температуры.

Переход от экспоненциального роста с температурой эффективного электрического сопротивления композита с реальной ВАХ к линейному наглядно демонстрирует стабилизирующую роль матрицы в его тепловой стабилизации. Очевидно, правомерен более общий вывод: чем ближе при повышении температуры эффективное сопротивление композита к реальной ВАХ к линейной

зависимости, тем больше ток в матрице. Модель критического состояния не позволяет учесть отмеченные особенности нарастания с температурой эффективного электрического сопротивления композита, поскольку в ее рамках зависимость джоулева тепловыделения от температуры (1) линейна в соответствии с уменьшением критического тока композита.

В основе обсужденных выше закономерностей лежат особенности изменения дифференциального сопротивления сверхпроводника в зависимости от характера нарастания с температурой его ВАХ как при докритических значениях напряженности электрических полей ($e < 1$), так и при их закритических значениях ($e > 1$). Действительно, согласно рис. 4, даже при очень высоком, но конечном значении n , например $n = 100$, в температурных зависимостях эффективного значения сопротивления композита со степенной ВАХ также имеют место отмеченные особенности его нарастания. Отличие между расчетными значениями по обоим моделям увеличивается с уменьшением параметра n . В результате модель со степенной ВАХ будет приводить к более заниженным значениям тепловыделений в диапазоне температур $\theta_c < \theta < 1$. Важно подчеркнуть, что данные закономерности будут иметь место так же и в токонесущих элементах на основе низкотемпературных сверхпроводников, для которых $n > 50$. Поэтому теоретический анализ условий тепловой стабильности сверхпроводников, выполненный в рамках МКС, будет неизбежно приводить к заниженным значениям критических энергий внешних тепловых возмущений и к завышенным оценкам скорости необратимого распространения тепловой неустойчивости при ее появлении в реальных токонесущих элементах. В то же время, поскольку в области температур, превышающих критическую температуру сверхпроводника, отличия между рассматриваемыми моделями отсутствуют, то они будут приводить к одинаковым оценкам условий пережога технических сверхпроводников.

Рис. 5 демонстрирует особенности деления тока между сверхпроводником и матрицей при докритическом и закритических токах при $n = 25$ и $\varepsilon_1 = 10^4$. Здесь штриховая прямая показывает безразмерную температурную зависимость критического тока композита i_c , а сплошные и штрихпунктирные кривые — токи в сверхпроводнике (i_{sc}) и матрице (i_m) соответственно. Видно, что при докритическом токовом режиме (кривая 1) интенсивное деление тока в композите с реальной ВАХ не наблюдается, даже когда его температура превышает температуру резистивного перехода ($\theta = 0.2$). Более того, ток в сверхпроводящей части композита остается выше критического тока композитного сверхпроводника и после значительного превышения температуры резистивного перехода. При закритических режимах ток в сверхпроводнике также всегда больше критического тока композита даже при повышении его температуры вплоть до критической температуры сверхпроводника. Следовательно, температура резистивного перехода T_{cs} ,

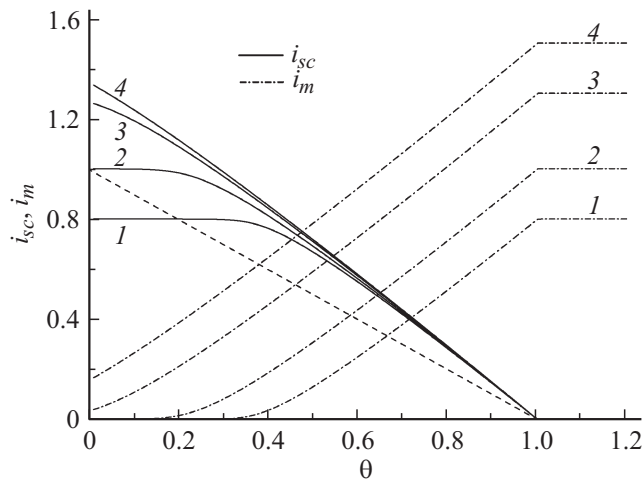


Рис. 5. Особенности деления тока между сверхпроводником и матрицей при различных значениях транспортного тока i : 1 — 0.8, 2 — 1, 3 — 1.3, 4 — 1.5; —, - - - - модели со степенной ВАХ, --- — критический ток сверхпроводника.

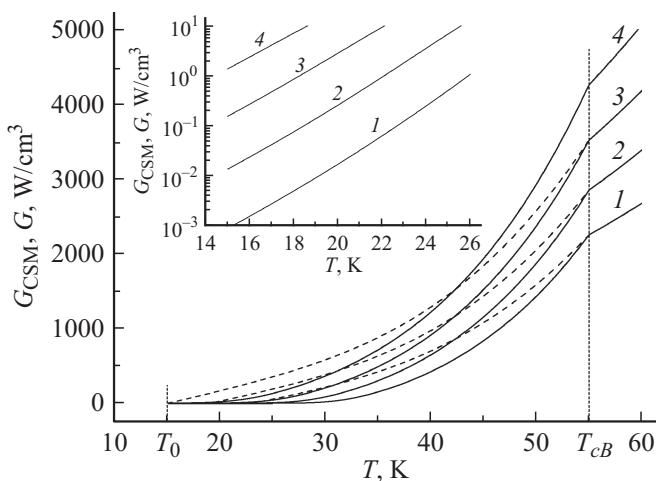


Рис. 6. Температурные зависимости джоулева тепловыделения при докритических и закритических токах при $T_0 = 15$ К, I : 1 — 160, 2 — 180, 3 — 199, 4 — 220 А.

после которой, согласно МКС, начинается процесс деления тока, для композитных сверхпроводников с реальной ВАХ не имеет физического смысла.

Обсужденные выше характерные закономерности формирования резистивных состояний композитных сверхпроводников, сформулированные в рамках безразмерных моделей (9) и (10), соблюдаются и при анализе джоулевых потерь энергии в реальных сверхпроводящих композитах, электрическое сопротивление матрицы которых зависит от температуры. На рис. 6, 7 представлены результаты численного моделирования тепловыделений в сверхпроводящей ленте на основе YBCO с двумя стабилизирующими покрытиями из серебра и меди, описанной в [10]. Соответственно ее геометрические параметры (ширина b , толщина сверх-

проводника a_s , толщина серебра a_{Ag} и толщина меди a_{Cu}) принимались равными $b = 0.2$ см, $a_s = 10^{-4}$ см, $a_{Ag} = 17 \cdot 10^{-4}$ см, $a_{Cu} = 17 \cdot 10^{-4}$ см, плотность критического тока сверхпроводника была описана линейной зависимостью (2) с критическими параметрами $I_{c0} = 200$ А и $T_{cB} = 55$ К во внешнем магнитном поле $B = 10$ Т и при температуре охладителя $T_0 = 15$ К. Параметры ВАХ задавались равными $E_c = 10^{-6}$ В/см, $n = 22$. Для расчета удельного электрического сопротивления серебра и меди использовались результаты [11–13], принимая $\rho_{Ag}(273 \text{ К}) = 1.48 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{см}$ для серебра и $\rho_{Cu}(273 \text{ К}) = 1.55 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{см}$ для меди при $RRR = \rho(273 \text{ К})/\rho(4.2 \text{ К}) = 100$ как для серебра, так и для меди. Тепловыделение в ленте в рамках МКС рассчитывалось по формуле

$$G_{CSM}(T) = \frac{I^2}{S^2} \rho_k(T, B)$$

$$\times \begin{cases} 1, & T > T_{cB}, \\ (T - T_{cs}) / (T_{cB} - T_{cs}), & T_{cs} \leq T \leq T_{cB}, \\ 0, & T < T_{cs} = T_{cB} - (T_{cB} - T_0)I / I_{c0}, \end{cases}$$

где

$$\rho_k(T, B) = \frac{(a_s + a_{Ag} + a_{Cu})\rho_{Ag}(T, B)\rho_{Cu}(T, B)}{a_{Cu}\rho_{Ag}(T, B) + a_{Ag}\rho_{Cu}(T, B)}$$

Формула (4) для данной ленты приводится к виду

$$G(T) = \begin{cases} \frac{I_{c0}E}{S} \frac{T_{cB} - T}{T_{cB} - T_0} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/n} + \frac{E^2}{\rho_k}, & T < T_{cB}, \\ \frac{E^2}{\rho_k}, & T \geq T_{cB}. \end{cases}$$

Состояния, следующие из МКС, на рис. 6, 7 изображены штрихом. Сплошные линии описывают тепловыделение, рассчитанные для ленты со степенной ВАХ. Соответствующие температурные зависимости G_{CSM} и G

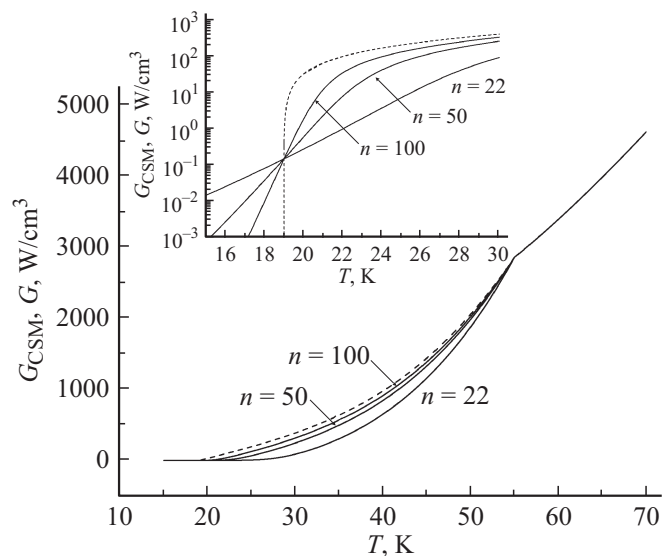


Рис. 7. Влияние параметра нарастания ВАХ на джоулево тепловыделение в сверхпроводящей ленте при $I = 180$ А.

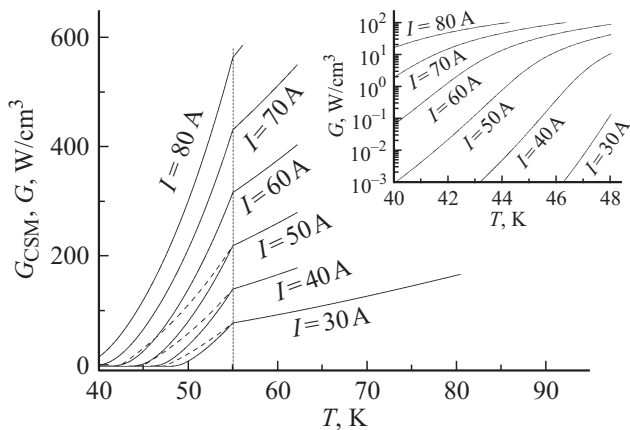


Рис. 8. Температурные зависимости джоулева тепловыделения при докритических и закритических токах при $T_0 = 40$ К.

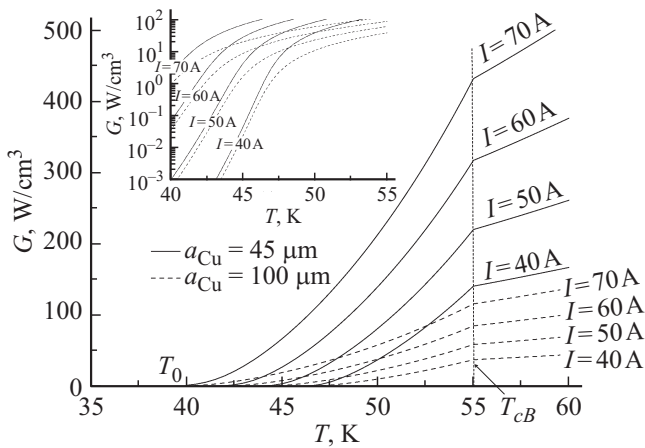


Рис. 9. Влияние толщины медного покрытия на джоулево тепловыделение в сверхпроводящей ленте.

при малых перегревах более детально изображены на вставках к рис. 6, 7.

На рис. 8, 9 и на вставках к ним показаны тепловыделения в той же ленте как функции температуры, вычисленные при $T_0 = 40$ К. В этом случае критический ток ленты равен 59 А.

Рис. 6–9 наглядно демонстрируют, что МКС не позволяет корректно описать диссипативные явления в реальных сверхпроводящих композитах в силу заложенного в нее механизма скачкообразного перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное. А именно МКС приводит не только к завышенным тепловыделениям в диапазоне температур $T_r < T < T_{cB}$, но и не описывает при $T_r < T < T_{cB}$ их реальное нарастание с температурой, когда экспоненциальный рост $G(T)$ по мере увеличения температуры хладагента или толщины стабилизирующего покрытия перестает быть столь интенсивным, приближаясь практически к линейной зависимости.

Таким образом, крип магнитного потока оказывает существенное влияние на происходящие в композитных

сверхпроводниках диссипативные явления. В результате его учет в теории тепловой стабилизации сверхпроводящих композитов неизбежно приведет не только к количественным отличиям от результатов, которые следуют из существующей теории тепловой стабилизации, но и к качественно новым выводам. Во-первых, у композитных сверхпроводников допустимый диапазон токов не будет ограничиваться величиной критического тока сверхпроводника, поскольку возможно существование устойчивых закритических режимов ($i > 1$). Более того, понятие температуры деления тока так же не имеет физического смысла. Причем в композите с реальной ВАХ деление тока происходит таким образом, что ток в сверхпроводнике всегда больше критического тока даже при закритических режимах. Во-вторых, анализ условий стабильности сверхпроводящего состояния по отношению к внешним тепловым возмущениям будет приводить не только к более оптимистическим оценкам допустимых значений энергий возмущений, инициирующих тепловую неустойчивость, но и к их конечным значениям в области закритических токов. Последние в рамках МКС равны нулю для всех $i \geq 1$. В-третьих, скорости необратимого распространения тепловых неустойчивостей вдоль композитного сверхпроводника будут тем меньше, чем меньше параметр крипа в силу соответствующего уменьшения джоулева тепловыделения.

Обсужденные в настоящей работе особенности формирования резистивных состояний сверхпроводящих композитов необходимо учитывать при анализе условий тепловой стабильности токонесущих элементов как на основе низкотемпературных, так и высокотемпературных сверхпроводников.

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.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л. Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [4] Dresner L. // Cryogenics. 1993. Vol. 33. N 9. P. 900–909.
- [5] Lim H., Iwasa Y. // Cryogenics. 1997. Vol. 37. N 12. P. 789–799.
- [6] Tsukamoto O., Fujimoto Y., Takao T. // Cryogenics. 2014. Vol. 63. P. 148–154.
- [7] Zeldov E., Amer N.M., Koren G. et al. // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56. N 7. P. 680–682.
- [8] Edelman H.S., Larbalestier D.C. // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 74. N 5. P. 3312–3315.
- [9] Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. // Cryogenics. 1973. Vol. 13. N 12. P. 702–711.
- [10] Awaji S., Hou Y., Oguro H., Watanabe K. et al. // IEEE Trans. Appl. Supercon. 2012. Vol. 22. N 3. P. 6 601 004.
- [11] Seeber B. Handbook of Applied Superconductivity / Ed. by B. Seeber. Bristol: IOP Publishing, 1998. Vol. 1. P. 1067–1082.