

О скорости распространения нормальной зоны в охлаждаемом композитном сверхпроводнике с внешним покрытием

© В.К. Ожогина, В.Р. Романовский

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1998 г.)

Исследовано влияние непроводящей оболочки на скорость необратимого распространения нормальной зоны вдоль охлаждаемого композитного сверхпроводника. Показано, что наличие даже незначительного по своей толщине покрытия может приводить к существенному ухудшению условий тепловой стабилизации интенсивно охлаждаемых токонесущих элементов.

Исследование процессов, происходящих в сверхпроводящих магнитных системах при их необратимом переходе в нормальное состояние, является одной из важнейших проблем технической сверхпроводимости. Ее актуальность связана с широким использованием разнообразных сверхпроводящих обмоток, обладающих высоким уровнем запасенной энергии. Хорошо известно, что тепловая неустойчивость, возникающая в сверхпроводнике в результате действия внешнего возмущения с энергией, превышающей так называемую критическую, сопровождается не только ее распространением по сверхпроводнику. За достаточно короткое время в нем формируется тепловая волна, движущаяся с постоянной скоростью. На ее фоне и происходит необратимое разрушение сверхпроводящих свойств токонесущего элемента. Как правило, критические энергии и скорости тепловой волны исследуются без учета изоляционного покрытия боковой поверхности композитного сверхпроводника [1,2]. Однако, как показывают результаты работ [3,4], наличие покрытия может не только количественно, но и качественно видоизменить кинетику нормальной зоны. Это приводит к ограничению рамок использования разработанной теории.

Рассмотрим охлаждаемый протяженный композит (сверхпроводник в нормально проводящей матрице), внешняя поверхность которого окружена неэлектропроводной оболочкой. Для простоты анализа предположим, что граничные поверхности данной композиции являются плоскими, поперечные размеры композита d_k и покрытия d_i малы, контактное тепловое сопротивление между покрытием и композитом отсутствует, а тепло- и электрофизические параметры не зависят от температуры. Тогда изменение температурного поля всей композиции в продольном направлении может быть описано в рамках модели сплошной среды одномерным нестационарным уравнением теплопроводности вида

$$C_e \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_e \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{h_e p}{S} (T - T_0) + \frac{I^2}{S^2} \rho_e(T) \quad (1)$$

с усредненными коэффициентами $C_e = C_k d_k/d + C_i d_i/d$, $\lambda_e = \lambda_k d_k/d + \lambda_i d_i/d$, $h_e^{-1} = h^{-1} + d_i/\lambda_i$, $\rho_e^{-1} = d_k/\rho_k d + d_i/\rho_i d \cong d_k/\rho_k d (\rho_i \gg \rho_k)$. Здесь C_k ,

C_i — объемные теплоемкости композита и покрытия; λ_k , λ_i — их коэффициенты теплопроводности; S — площадь поперечного сечения; p — охлаждаемый периметр; h — коэффициент теплоотдачи; I — транспортный ток; T_0 — температура окружающей среды; $\rho(T)$ — эффективное удельное электросопротивление сверхпроводящего композита [1,2]

$$\rho(T) = \rho_0(T) \begin{cases} 1, & T > T_{CB}, \\ (T - T_C)/(T_{CB} - T_C), & T_C \leq T \leq T_{CB}, \\ 0, & T < T_C = T_{CB} - (T_{CB} - T_0)I/I_C, \end{cases}$$

где ρ_0 — удельное электросопротивление матрицы; I_C , T_{CB} — критические параметры сверхпроводника.

Полагая $L_k = [\lambda_k S^2 (T_{CB} - T_0)/I_C^3 \rho_0]^{1/2}$, введем безразмерные переменные

$$X = x/L_k, \quad i = I/I_C, \quad \tau = \lambda_k t / (C_k L_k^2),$$

$$\theta = (T - T_0)/(T_{CB} - T_0),$$

относительно которых уравнение (1) примет вид

$$\left(1 + C \frac{\Delta_i}{\Delta_k}\right) \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = \left(1 + \Lambda \frac{\Delta_i}{\Delta_k}\right) \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} - \frac{\theta}{\alpha + \Delta_i \Delta_k / \Lambda} + i^2 r(\theta). \quad (2)$$

Здесь $C = C_i/C_k$, $\Lambda = \lambda_i/\lambda_k$, $\Delta_{i,k} = d_{i,k}/L_k$,

$$\alpha = I_C^2 \rho_0 / h p S (T_{CB} - T_0),$$

$$r(\theta) = i^2 \begin{cases} 1, & \theta > 1, \\ (\theta - 1 + i)/i, & 1 - i \leq \theta \leq 1, \\ 0, & \theta < 1 - i. \end{cases}$$

Данное обобщенное описание тепловых процессов в композитном сверхпроводнике в оболочке позволяет уже на стадии постановки задачи в простой и наглядной форме выделить характерные безразмерные комплексы,

которые могут оказывать существенное влияние на кинетику нормальной зоны. Получаемые при этом качественные результаты легко сопоставимы с ранее сформулированными выводами теории тепловой стабилизации [1,2], так как модель (2) не только использует ее общепринятые термины, но и в полной мере описывает возможные предельные случаи. Так, согласно (2), очевидно, что влияние оболочки на температурное поле композита пренебрежимо мало, если $C\Delta_i/\Delta_k \ll 1$, $\Lambda\Delta_i/\Delta_k \ll 1$, $\alpha \gg \Delta_k\Delta_i/\Lambda$. Нетрудно также понять, какую роль в кинетике нормальной зоны играют теплофизические параметры покрытия и его толщина. Легко показать, что в случае $\Delta_i/\Delta_k \ll 1$, которому удовлетворяют параметры реальных токонесущих параметров, специфику развития в них тепловых процессов в первую очередь будет определять величина безразмерного комплекса $\Delta_k\Delta_i/\Lambda$, обратно пропорционального безразмерному термическому сопротивлению оболочки. Поэтому с большой степенью точности можно утверждать, что для широкого круга практических приложений учет теплоемкости в расчетах скорости нормальной зоны является по своей значимости более второстепенным по сравнению с возможным влиянием, оказываемым на ее значение теплопроводностью и толщиной покрытия. Как будет следовать из приведенных ниже результатов, данный вывод становится тем более правомерен, чем меньше ток и коэффициент теплоотдачи.

Оценим возможный диапазон изменения используемых безразмерных параметров. Полагая для ниобий-титанового сверхпроводника в медной матрице с органическим покрытием усредненные значения исходных коэффициентов равными $C_k \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^3 \cdot \text{K}$, $\lambda_k \sim 1 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, $d_k \sim 0.1 \text{ cm}$; $C_i \sim 10^{-2} \text{ J/cm}^3 \cdot \text{K}$, $\lambda_i \sim 10^{-3} \text{ W/cm} \cdot \text{K}$, $d_i \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$; $\rho_0 \sim 5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}$, $T_{CB} - T_0 \sim 5 \text{ K}$, $I_C \sim 10^3 \text{ A}$, найдем $C \sim 2$, $\Lambda \sim 10^{-3}$, $\Delta_k \sim 1$, $\Delta_i \sim 5 \cdot 10^{-2}$.

Воспользуемся моделью (2) для определения скорости нормальной зоны, распространяющейся вдоль композита после формирования в нем тепловой волны. Согласно [5], ее значение может быть вычислено по формуле

$$V = \frac{\sqrt{1 + \Lambda\Delta_i/\Delta_k}}{1 + C\Delta_i/\Delta_k} \left[\frac{\alpha_e i^2 + i - 2}{\alpha_e(\alpha_e i^2 - 1)} + \sqrt{\frac{\alpha_e - 1}{\alpha_e}} \left(2 - 2\sqrt{\frac{1-i}{1-i_s}} - \frac{i-i_s}{1-i_s} \right) \right],$$

где $\alpha_e = \alpha + \Delta_k\Delta_i/\Lambda$, $i_s = (\sqrt{1 + 8\alpha_e} - 1)/2\alpha_e$.

На рис. 1 приведены скорости нормальной зоны в зависимости от тока для различных значений толщины покрытия, вычисленные при $\alpha = 2$, $C = 1$, $\Lambda = 10^{-3}$, $\Delta_k = 1$ (штриховые кривые). Здесь же для сравнения построены кривые $V(i)$, соответствующие композитному сверхпроводнику без изоляционного покрытия, рассчитанные для трех характерных значений параметра стабилизации: $\alpha = 2$ — "хорошее" охлаждение, $\alpha = 100$ — "плохое" охлаждение, $\alpha \rightarrow \infty$ — теплоизолированный

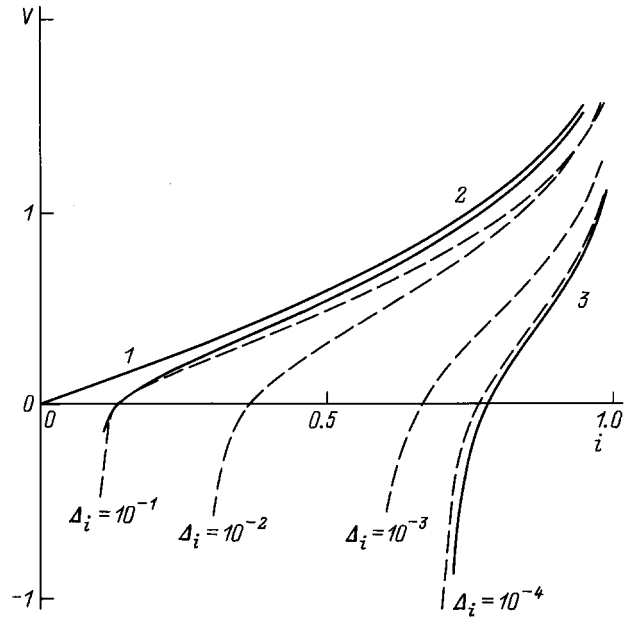


Рис. 1. Зависимость скорости нормальной зоны от тока: сплошные кривые — $\Delta_i = 0$: 1 — $\alpha \rightarrow \infty$, 2 — $\alpha = 100$, 3 — $\alpha = 2$; штриховые — $\Delta_i \neq 0$: $\alpha = 2$.

провод (сплошные кривые). Сопоставляя между собой представленные результаты, нетрудно заметить, что даже незначительное по своей толщине покрытие может существенно видоизменить условия тепловой стабилизации "хорошо" охлаждаемых токонесущих элементов. Прежде

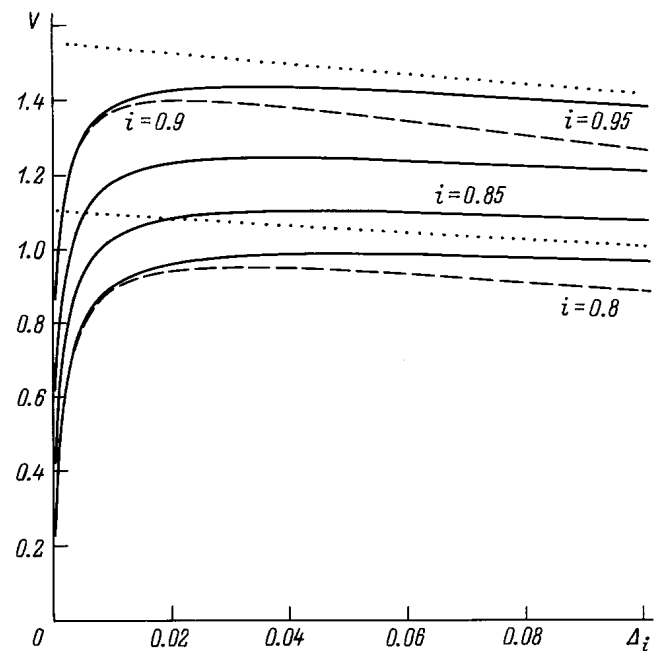


Рис. 2. Зависимость скорости нормальной зоны от толщины покрытия при различных значениях тока: сплошные кривые — $C = 1$, $\alpha = 2$, пунктир — $C = 2$, $\alpha = 2$, штриховые — $C = 1$, $\alpha \rightarrow \infty$.

всего следует отметить существенное влияние толщины покрытия на диапазон токов, при которых сохраняется устойчивость сверхпроводящего состояния. Так, при $\Delta_i = 0$ и $\alpha = 2$ необратимое разрушение сверхпроводимости, т.е. когда $V > 0$, происходит в интервале токов $0.7808 = i_s < i < 1$. В то же время при $\Delta_i = 10^{-2}$ он увеличивается почти вдвое, а при $\Delta_i = 10^{-1}$ тепловое состояние интенсивно охлаждаемого композита весьма незначительно отличается от адиабатических условий.

Следует также обратить внимание на особый характер изменения значений скорости нормальной зоны "хорошо" охлаждаемых композитных сверхпроводников в области токов, близких к критическому, который имеет место при увеличении толщины покрытия. На рис. 2 приведены результаты расчета. В этом случае зависимости $V(\Delta_i)$ имеют максимум, который, как следует из рис. 2, при наличии более теплоемкого покрытия сопровождается не только уменьшением скорости нормальной зоны, но и смещением максимума в сторону более низких значений Δ_i .

Таким образом, при использовании в реальной обмотке токонесущих элементов, изготовленных на основе композитного сверхпроводника с внешним изолирующим покрытием, особое внимание необходимо уделять наличию теплового барьера между ними. Как показывают обсужденные выше результаты, тепловое сопротивление покрытия может практически полностью исключить эффективность мероприятий, обеспечивающих, как казалось бы, интенсивное охлаждение сверхпроводящей обмотки. Это необходимо учитывать при проектировании крупных магнитных систем, для которых стабильная работоспособность требует интенсивного охлаждения токонесущих элементов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16122а).

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., Пухов А.А., Рахманов А.Л. // Препринт ИВТ АН. № 4-285. М., 1990. 27 с.
- [4] Rusinov A.L. // IEEE Trans. on Mag. 1994. Vol. 30. N 4. P. 2681–2684.
- [5] Truck B. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. N 3. P. 146–150.