

05;12

©1993 г.

О ПОВЫШЕНИИ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ К ТЕМПЕРАТУРНЫМ ВОЗМУЩЕНИЯМ

В.Р.Романовский

Проведен анализ влияния критических свойств сверхпроводника, температуры хладагента, материала матрицы на условия устойчивости комбинированных проводов к температурным возмущениям. Показано существование областей магнитного поля, в которых допустимые энергии возмущения изменяются незначительно при понижении температуры гелиевой ванны от 4.2 до 1.8 К и переходе к сверхпроводникам с повышенными критическими свойствами.

Так называемые жесткие сверхпроводники второго рода, способные сохранять свои токонесущие свойства в сильных магнитных полях, позволяют создавать уникальные магнитные системы для термоядерных реакторов, МГД генераторов, ускорителей, накопителей энергии. Без их использования эти системы были бы неэффективными вследствие значительных омических потерь, выделяемых в аналогичных резистивных обмотках. В то же время сверхпроводящие магнитные системы (СМС) обладают рядом особенностей, обусловленных возможностью разрушения сверхпроводящего состояния токонесущего элемента. Они проявляются в так называемых явлениях деградации и тренировки [1], в результате которых достигаемые обмоткой параметры ниже соответствующих параметров коротких образцов. К сожалению, эти проблемы не нашли полного решения. Однако проведенные исследования показывают, что наиболее вероятной причиной преждевременного перехода сверхпроводящей магнитной системы в нормальное состояние являются импульсные тепловыделения. Эти возмущения — результат воздействия механических нагрузок на элементы магнитной системы, под действием которых происходит растрескивание компаунда, перемещение витков, прерывистая деформация композита и т.п. Выделяемое при этом тепло нагревает токонесущий элемент, что в свою очередь может приводить к нарушению условий тепловой стабильности, т.е. к полному переходу сверхпроводника в нормальное состояние. Поэтому увеличение порога устойчивости является актуальной задачей, решение которой позволяет наметить пути повышения надежности магнитных систем.

Рассмотрим охлажденный до заданной температуры теплоизолированный комбинированный провод. Пренебрегая для термически тонких

композитов поперечным потоком тепла, будем считать его температуру по сечению постоянной. Пусть в начальный момент времени под действием мощного источника тепловыделения часть провода мгновенно перешла в нормальное состояние. Поместим начало координат в центре участка начального возмущения и, предполагая объемную теплоемкость C и коэффициент теплопроводности композита λ зависящими от температуры, запишем одномерное уравнение изменения температуры вдоль комбинированного сверхпроводника в виде

$$C(T) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) + J^2 r(T) \quad (1)$$

с начально-краевыми условиями

$$T(x, 0) = \begin{cases} T_1 = \text{const}, & 0 \leq x \leq l_0, \\ T_0, & l_0 < x \leq l, \end{cases}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0, t) = 0, \quad T(l, t) = T_0. \quad (2)$$

Здесь J — плотность тока, T_0 — температура хладагента, T_1 — температура нагрева участка возмущения, l_0 — протяженность возмущения, $r(T)$ — эффективное удельное электросопротивление композита

$$r(T) = \rho(T) \begin{cases} 1, & T > T_{CB}, \\ \frac{T - T_C}{T_{CB} - T_C}, & T_C \leq T \leq T_{CB}, \\ 0, & T < T_C = T_{CB} - (T_{CB} - T_0) \frac{J}{J_C \eta}, \end{cases} \quad (3)$$

где $\rho(T)$ — удельное сопротивление матрицы, η — коэффициент заполнения композита сверхпроводником, T_{CB} — критическая температура сверхпроводника при нулевом токе в заданном магнитном поле B [2]

$$T_{CB} = T_{C0} \sqrt{1 - \frac{B}{B_{C0}}}$$

с известными критическими параметрами T_{C0} и B_{C0} .

В выражении (3) плотность критического тока вычислялась согласно простой модельной зависимости [3]

$$J_C = \frac{\alpha_0}{B} \left(1 - \frac{T_0}{T_{CB}} \right).$$

В данном уравнении критической поверхности жестких сверхпроводников второго рода варьирование константы α_0 позволяет для используемых в настоящее время ниобий-титановых и ниобий-оловянных сверхпроводников с удовлетворительной точностью аппроксимировать экспериментальные зависимости $J_C(B)$.

Задача (1)–(3) описывает тепловое состояние композита при температурном возмущении исходного сверхпроводящего состояния. Такого рода возмущения определяют нижнюю грань допустимых возмущений,

так как во внимание не принимаются эффекты, связанные с перераспределением тепла за счет временного характера тепловыделения [4].

Конечное состояние композита зависит от начальной энергии возмущения. Качественно процесс разрушения или восстановления сверхпроводимости описывается следующим образом. При действии возмущений с энергией, меньшей так называемой критической, нормальная зона по истечении некоторого промежутка времени исчезает благодаря рассеиванию джоулева тепловыделения. При действии закритических возмущений выделяемое джоулево тепло превышает отводимое и нормальная зона необратимо заполняет весь провод. При этом устойчивость провода характеризуется общей энергией, если возмущение носит локальный характер. Для достаточного количества протяженных возмущений механизм теплопроводности несуществен и граница устойчивости определяется плотностью энергии [5].

В общем случае критическая энергия является сложной функцией от большого числа исходных параметров и получить простое аналитическое выражение для ее вычисления не представляется возможным. Поэтому приходится использовать численные методы. В этом случае процесс определения искомого критического возмущения заключается в последовательном задании начальной температуры нагрева T_1 , для которой проводится расчет температурного поля композита с целью определения его конечного теплового состояния после действия заданного возмущения. Варьирование T_1 позволяет вычислить такое значение температуры импульса T_q , относительно которой на заданной длине возмущения для всех $T_1 < T_q$ сверхпроводимость провода восстанавливается, а при $T_1 > T_q$ происходит необратимый переход композита в нормальное состояние. В этом случае критическая энергия возмущения с учетом условия симметрии равна

$$E_q = 2l_0 S \int_{T_0}^{T_q} C(T) dT,$$

где S — площадь поперечного сечения композита.

В поставленной задаче устойчивость комбинированных проводов к температурному возмущению исследовалась для токонесущих элементов на основе ниобий-титанового и ниобий-оловянного сверхпроводников в диапазоне магнитных полей от 3 до 10 Тл.

С целью уменьшения влияния граничного условия при $x = l$ протяженность расчетной области принималась равной 10 см. Протяженность начального участка возмущения задавалась $l_0 = 0.05$ см. Как показывают проведенные оценки, при данных значениях l и l_0 температурное возмущение является точечным.

Объемная теплоемкость NbTi композита определялась по формуле

$$C = C_1 \eta + C_2 (1 - \eta),$$

в которой температурные зависимости теплоемкостей компонент вычислялись следующим образом.

Теплоемкость NbTi сверхпроводника рассчитывалась по данным работы [6]

$$C_1 = \begin{cases} 0.812 \cdot 10^{-3} T + 1.29 \cdot 10^{-5} T^3, & \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}, \quad T > T_{CB}, \\ 0.812 \cdot 10^{-3} T \frac{B}{B_{Co}} + 4.273 \cdot 10^{-5} T^5, & \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}, \quad T \leq T_{CB}, \end{cases}$$

а теплоемкость медной матрицы — по данным работы [7]

$$C_2 = 8 \cdot 10^{-6} T^3 \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}.$$

При расчете теплоемкости ниобий-оловянного композита учитывался вклад меди, бронзы и сверхпроводника. Поэтому в этом случае

$$C = C_1 \eta + C_2 \eta_1 + C_3 (1 - \eta - \eta_1),$$

где $\eta = 0.17$ — объемная доля меди в проводе,

$$C_1 = \begin{cases} 0.988 \cdot 10^{-3} T + 1.388 \cdot 10^{-5} T^3, \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}, & T > T_{CB}, \\ 2.27 \cdot 10^{-5} T^3, \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}, & T \leq T_{CB} \end{cases}$$

— теплоемкость ниобий-олова [8], C_2 — теплоемкость медной матрицы, $C_3 = 10.324 \cdot 10^{-5} T + 1.024 \cdot 10^{-5} T^3, \frac{\text{Дж}}{\text{см}^3 \cdot \text{К}}$ — теплоемкость бронзы [9].

Теплопроводность композитов вычислялась в соответствии с законом Видемана-Франца

$$\lambda \rho = 2.45 \cdot 10^{-8} T, \frac{\text{Вт} \cdot \text{Ом}}{\text{К}},$$

где в удельном электросопротивлении для NbTi провода учитывался вклад только медной матрицы

$$\rho = \frac{\rho_1}{1 - \eta},$$

для которой зависимость от величины магнитного поля задавалась в виде [10] $\rho_1 = (2.13 + 0.605 B) \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Общее удельное электросопротивление Nb₃Sn композита вычислялось по формуле

$$\rho = \frac{\rho_2}{1 - \eta + \eta_1 (\rho_2 / \rho_1 - 1)},$$

где $\rho_2 = 7.8 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$ по данным [11].

Возможными путями повышения устойчивости композитных сверхпроводников к тепловым возмущениям являются понижение температуры хладагента, использование сверхпроводников с повышенной токоенесущей способностью. Оценим для композитов на основе ниобий-титана и ниобий-олова относительное увеличение уровня допустимых энергий при изменении температуры хладагента от 4.2 до 1.8 К, а также за счет использования сверхпроводников с повышенными критическими свойствами. Параметры ниобий-титанового провода аппроксимировались значениями $\eta = 0.5$, $T_{CB} = 9.5 \text{ К}$, $B_{C0} = 14 \text{ Тл}$, $\alpha_0 = 1.575 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{Тл}/\text{см}^2$ (провод НТ), а ниобий-оловянного $\eta = 0.125$, $T_{CB} = 15 \text{ К}$, $B_{C0} = 18 \text{ Тл}$, $\alpha_0 = 4.931 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{Тл}/\text{см}^2$ (провод НО1), $\alpha_0 = 6.254 \cdot 10^6 \text{ А} \cdot \text{Тл}/\text{см}^2$ (провод НО2).

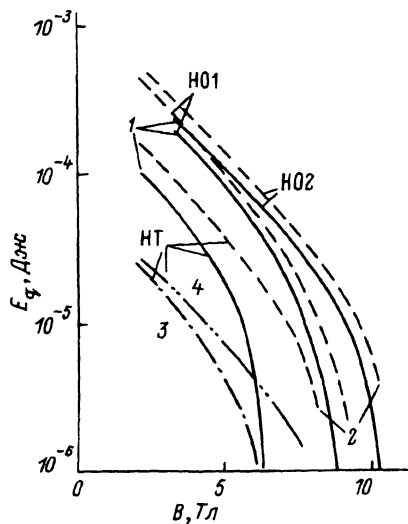


Рис. 1. Зависимость критической энергии от индукции магнитного поля.

1,2 — E_q при $T_0 = 4.2, 1.8$ К;
3,4 — E_a при $T_0 = 4.2, 1.8$ К.

В качестве иллюстрации диапазона изменения допустимых энергий на рис. 1 приведены критические энергии в зависимости от индукции магнитного поля при $J = 3.537 \cdot 10^4$ А/см², $S = 1.13$ см². Здесь же построены так называемые адиабатические энергии

$$E_a = 2l_0 S \int_{T_0}^{T_c} C(T) dT,$$

необходимые для нагрева композита до соответствующей критической температуры. Последние не учитывают вклад теплопроводности и характеризуют устойчивость при воздействии протяженных возмущений.

Аналогичные вычисления проводились при $J = 2.264 \cdot 10^4$ А/см². Результаты этих расчетов обобщены на рис. 2, 3 в виде зависимостей относительного увеличения допустимых энергий от магнитной индукции. На рис. 2 показано относительное увеличение критических энергий

$$\delta = \frac{E_{2,q} - E_{1,q}}{E_{1,q}},$$

которое будет иметь место для точечного (непротяженного) возмущения при уменьшении температуры хладагента ($E_{1,q}$ при $T_0 = 4.2$ К, $E_{2,q}$ при $T_0 = 1.8$ К). Сплошные линии соответствуют ниобий-титановому сверхпроводнику, а пунктир и штрихпунктир — Nb₃Sn. Нетрудно заметить, что в рассматриваемом диапазоне полей понижение температуры хладагента наиболее целесообразно для ниобий-титановых композитов. Выигрыш в допустимых энергиях растет с увеличением индукции магнитного поля и плотности тока. При этом как у композитов на основе NbTi, так и на основе Nb₃Sn существуют такие значения магнитного поля и тока, для которых относительное увеличение критических энергий незначительно (для NbTi сверхпроводников эта область значительно меньше, чем для Nb₃Sn). Кроме того, зависимость $\delta(B)$ для проводов на основе

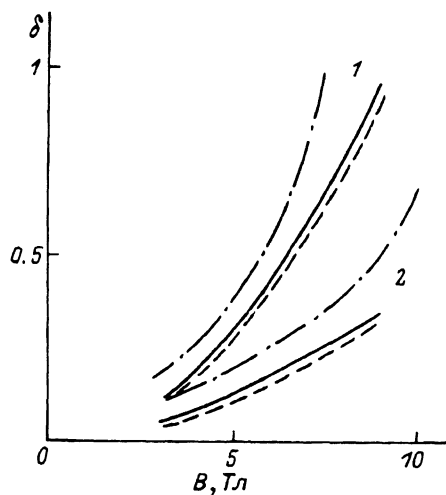
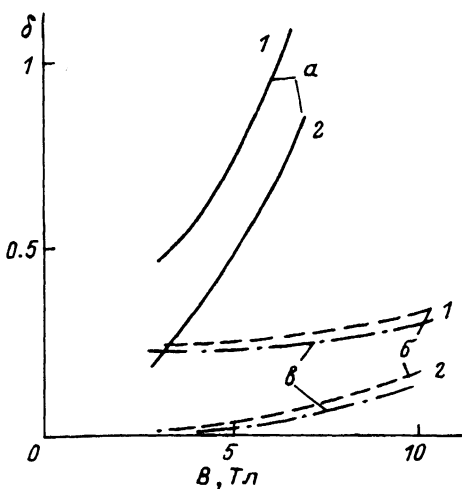


Рис. 2. Относительное увеличение критической энергии при понижении температуры хладагента от 4.2 до 1.8 К.

$J, \text{ A/cm}^2$: 1 — $3.537 \cdot 10^4$, 2 — $2.264 \cdot 10^4$;
а — НТ, б — НО1, в — НО2.

Рис. 3. Относительное увеличение критической энергии при переходе к сверхпроводнику с повышенной токонесущей способностью.

$J, \text{ A/cm}^2$: 1 — $3.537 \cdot 10^4$, 2 — $2.264 \cdot 10^4$.

NbTi более крутая, чем для Nb₃Sn. Поэтому в рассмотренном диапазоне изменения магнитного поля и плотности тока увеличение критических энергий у Nb₃Sn не превышает 50%, в то время как для NbTi изменение допустимых энергий может составлять 100%.

На рис. 3 приведены результаты расчета относительного увеличения критических энергий при переходе в ниобий-оловянных проводах к сверхпроводникам с повышенной токонесущей способностью ($E_{1,q}$ соответствует проводу НО1, $E_{2,q}$ — проводу НО2). Сплошными линиями и пунктиром показаны $\delta(B)$ для композита, охлажденного до 4.2 и 1.8 К соответственно. Штрихпунктир показывает относительное увеличение адиабатической энергии при $T_0 = 4.2$ К. Для возмущений произвольной по конечной протяженности искомое значение δ будет лежать в области, ограниченной указанными кривыми.

Нетрудно заметить, что увеличение плотности критического тока у ниобий-оловянного сверхпроводника приводит к незначительному увеличению критических энергий в случае, когда провод находится в области “слабых” магнитных полей ($B < 5$ Тл). Относительное увеличение критических энергий уменьшается с уменьшением плотности транспортного тока. Причем в области “сильных” магнитных полей ($B > 5$ Тл) этот эффект проявляется весьма существенно. Поэтому с точки зрения повышения устойчивости сверхпроводники с повышенной токонесущей способностью желательно использовать в высокопольных сильноточных магнитах. Полученные результаты позволяют наметить и пути экономии сверхпроводника, поскольку в области “слабых” магнитных полей критические энергии при варьировании критической плотности тока изменяются слабо. Рассчитывая для имеющегося набора проводов допустимые энергии возмущения, можно выбрать наиболее дешевый, не внося при этом существенного изменения в условия тепловой стабильности. На рис. 4 приведено изменение критической энергии по радиусу в цен-

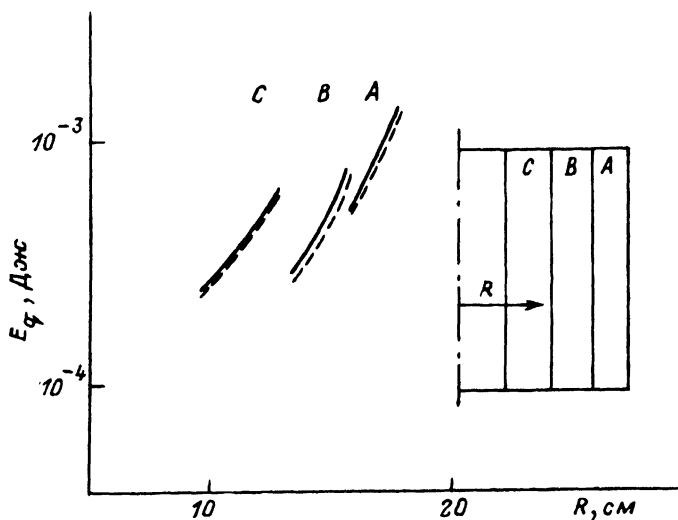


Рис. 4. Зависимость критической энергии от радиуса для различных значений критической плотности тока.

Сплошные кривые — при исходном значении $J_C(B)$, пунктир — при уменьшении J_C на 10%; φ , мм: $C = 2$, $B = 1.75$, $A = 1.5$.

тральном сечении трехсекционной магнитной системы, описанной в [12], в предположении уменьшения критической плотности тока на 10% (разрывный характер кривой устойчивости обусловлен переходом к проводу с другим диаметром).

Аналогичные выводы имеют место для протяженных возмущений. Однако в этом случае выигрыш в устойчивости провода за счет улучшения его критических свойств выше, чем у проводов, подверженных воздействию точечных возмущений.

При разработке мероприятий по повышению тепловой стабильности несомненный интерес представляет решение задачи о предельно допустимом увеличении критического тока сверхпроводника. Очевидно, что провода с повышенными критическими параметрами расширяют диапазон вводимых токов. Но в то же время остается открытым вопрос об эффективном использовании таких проводов: при проектировании конкретной конструкции СМС необходимо представлять, какие из сверхпроводящих проводов с различными значениями критического тока при прочих равных условиях приводят к наиболее существенному увеличению критических энергий при условии малых экономических затрат, связанных с повышением J_C .

На рис. 5 для ниобий-титанового сверхпроводника (НТ) показаны зависимости критической и адиабатической энергий от критической плотности тока, приведенной к сверхпроводнику $J_{CS} = \eta J_C$, при $J = 3.537 \cdot 10^7$ А/см² и различных значениях индукции магнитного поля. В расчетах изменение J_C осуществлялось варьированием α_0 (значение $\alpha_0 = 1.575 \cdot 10^6$ А · Тл/см² соответствует $J_C = 1.418 \cdot 10^5$ А/см² в поле 5 Тл при $T_0 = 4.2$ К). Горизонтальные отрезки, выделенные на рис. 5, соответствуют предельным значениям критических энергий $E_{q,CB}$, которые имеют место при $T_C = T_{CB}$ для локальных возмущений.

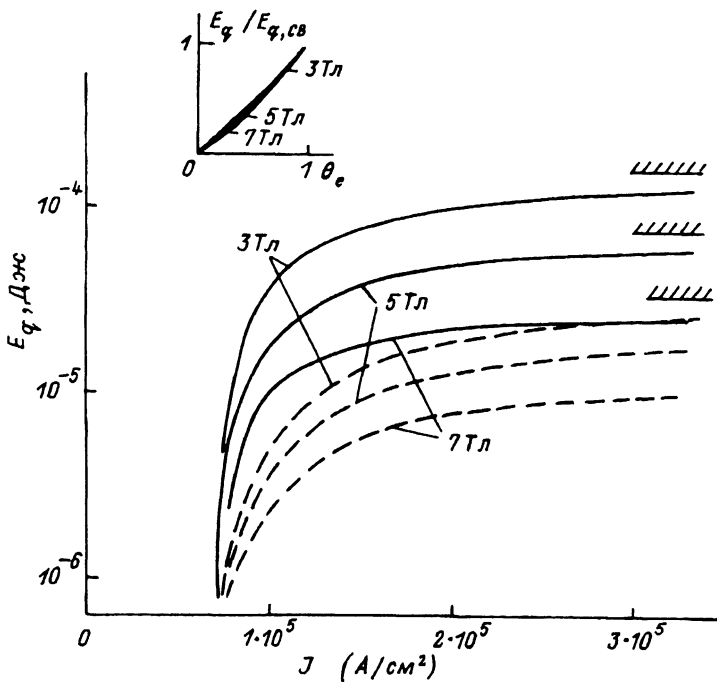


Рис. 5. Допустимые энергии при изменении критической плотности тока. Сплошные кривые — E_q , пунктир — E_a .

Отличительной особенностью построенных кривых является наличие двух областей, где скорость роста E_q различна. Начальный участок кривых $E_q(J_{CS})$ имеет ярко выраженный возрастающий характер. Однако начиная с некоторого значения J_{CS} увеличение критических энергий весьма незначительно, несмотря на то что достигнутые значения E_q в среднем на 25% меньше, чем соответствующие предельные значения. Следовательно, разумный предел повышения J_C с удовлетворительной точностью может ограничиться достижением 80% от $E_{q,св}$. Для более точного определения необходимой границы повышения J_C можно воспользоваться соотношением

$$\delta_E = \frac{E_q}{E_{q,св}} \approx \frac{T_C - T_0}{T_{св} - T_0} = 1 - \frac{J}{\eta J_C},$$

которое следует из приведенных на вставке к рис. 5 результатов вычисления относительной критической энергии δ_E как функции от безразмерной критической температуры $\theta_c = (T_C - T_0)/(T_{св} - T_0)$.

Наряду с интенсификацией теплообмена и увеличением критического тока действенным путем повышения устойчивости является снижение электросопротивления матрицы за счет использования сверхчистого алюминия. К его достоинствам относится слабая зависимость удельного электросопротивления от магнитного поля. Но в то же время серьезным недостатком сверхчистого алюминия являются его низкие механические свойства и рост удельного сопротивления под действием механических напряжений. Тем не менее в последнее время этот материал

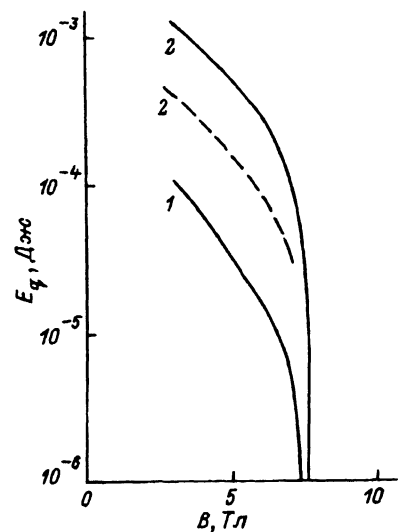


Рис. 6. Зависимость критической энергии от индукции магнитного поля для ниобий-титанового композита в медной (1) и алюминиевой матрицах (2) при действии локального возмущения.

привлекает внимание разработчиков СМС [13,14]. Поэтому несомненный практический интерес представляет определение границы устойчивости к температурным возмущениям композитов на основе сверхчистого алюминия. На рис. 6 построены критические энергии как функции магнитного поля для токонесущего элемента из ниобий-титанового провода (НТ, $J = 3.537 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$) в алюминиевой и медной матрицах. Значения $\rho(B, T)$ для алюминия задавались согласно [15], а теплоемкость вычислялась по формуле $C_2 = 0.14 \cdot 10^{-3} T + 0.25 \cdot T^3$. Здесь же пунктиром показаны результаты расчета устойчивости в предположении резкого уменьшения удельного сопротивления алюминиевой матрицы. В этом случае величина удельного сопротивления алюминия задавалась равной $\rho_1 = 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{см}$, что почти на порядок больше первоначально задаваемых значений.

Приведенные результаты наглядно демонстрируют преимущество алюминиевого провода по сравнению с медным (см. таблицу). Во-первых, критические энергии для провода с матрицей из сверхчистого алюминия в широком диапазоне изменения магнитного поля почти на порядок выше, чем у композита в медной матрице. Во-вторых, даже значительное ухудшение проводящих свойств алюминиевой матрицы не приводит к столь существенному ухудшению устойчивости. В этом случае допустимые энергии для медного композита все равно меньше критических энергий аналогичного провода в алюминиевой матрице. По-видимому,

Удельное сопротивление алюминия, Ом · см

T, K	B, Tл						
	0	1	2	3	4	5	8
4.2	$4 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-9}$	$2.2 \cdot 10^{-9}$	$2.4 \cdot 10^{-9}$	$2.5 \cdot 10^{-9}$	$2.6 \cdot 10^{-9}$	$2.8 \cdot 10^{-9}$
24.3	$1.6 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-9}$	$8.3 \cdot 10^{-9}$	$9.2 \cdot 10^{-9}$	10^{-8}	$1.1 \cdot 10^{-8}$
37.5	10^{-8}	$1.75 \cdot 10^{-8}$	$2.5 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$3.3 \cdot 10^{-8}$	$3.6 \cdot 10^{-8}$	$4 \cdot 10^{-8}$

данные результаты позволяют оценить применение алюминия при создании СМС с более оптимистической точки зрения.

Заключение

Проведенный анализ устойчивости технических сверхпроводников к температурным возмущениям позволяет сделать следующие выводы.

1. Существуют области магнитных полей, в которых увеличение критической плотности тока сверхпроводника и уменьшение температуры хладагента слабо влияют на устойчивость токонесущего элемента.

2. Использование Nb-P и сверхпроводников с повышенным критическим током наиболее эффективно для увеличения допустимых энергий в тех случаях, когда необходимо поднять устойчивость проводов, находящихся вблизи критических режимов работы.

3. Наличие разумного предела повышения критической плотности тока сверхпроводника позволяет при проектировании СМС экономить сверхпроводник исходя из расчета кривых устойчивости для имеющегося набора проводов.

4. Устойчивость комбинированных сверхпроводников в алюминиевой матрице существенно выше по сравнению с устойчивостью аналогичных проводов в медной матрице. Это преимущество сохраняется даже при значительном уменьшении удельного сопротивления сверхчистого алюминия.

Список литературы

- [1] Уилксон М. Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [2] Уильямс Дж. Сверхпроводимость и ее применение в технике. М.: Мир, 1973. 296 с.
- [3] Кейлин В.Е. // ДАН СССР. 1982. Т. 263. № 1. С. 90-92.
- [4] Романовский В.Р. // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1984. № 4. С. 115-119.
- [5] Романовский В.Р. // ДАН СССР. 1984. Т. 279. № 4. С. 884-887.
- [6] Elrod S.A., Miller J.R., Dresner L. // Advances in Cryogenic Engineering. New York: Plenum Press, 1982. Vol. 28. P. 601-610.
- [7] Schmidt C. // Cryogenics. 1978. Vol. 18. N 10. P. 605-610.
- [8] Хлопкин М.Н. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 1. С. 286-293.
- [9] Кожешников И.Г., Новицкий Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. М.: Машиностроение, 1982. 328 с.
- [10] Dresner L., Miller J.R., Donaldson G.W. // Proc. of the 6th Symposium on Engineering Problems of Fusion Research. New-York, 1976. P. 266-270.
- [11] Cogan S.P., Rose R.M. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. N 6. P. 313-315.
- [12] Анашкин О.П., Кейлин В.Е., Сурин М.И. и др. Препринт ИАЭ. № 3583/10. М., 1982.
- [13] Turowski P., Lin L.Z., Seibt E. // IEEE Trans. on Magn. 1981. Vol. 17. N 5. P. 2047-2050.
- [14] Takahashi Y., Ando T., Hijata T. et al. // IEEE Trans. on Magn. 1985. Vol. 21. N 2. P. 157-160.
- [15] Антонова Н.П., Белый Д.И., Глиник Р.А. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1981. Вып. 2(8). С. 33-39.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова
Москва

Поступило в Редакцию
19 февраля 1992 г.
В окончательной редакции
17 ноября 1992 г.