

С 393.з

Кабат, Д.

5557/81

БІ-8-81-558.



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

БІ-8-81-558

ДЕПОНИРОВАННАЯ ПУБЛИКАЦИЯ

• Дубна 1981

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

Д.Кабат, В.Г.Лупнов, Ю.А.Шпнов

Б1-8-81-558

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ТЕОРЕТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПОТЕРЬ В МНОГОЖИЛЬНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ В АДИАБАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ.

Рукопись № 17.08.81
В ИЯИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
ДУБНА

Дубна, 1981г.

ABSTRACT

The method was developed; the measurements and the calculations were done of the energy losses in multifilamentary superconductors /superconducting conductors/ at a pulse of the transverse magnetic field under adiabatic conditions. A considerable difference in value, as well as in the character of the losses dependences under adiabatic conditions as compared to those under isothermic conditions is shown. The possibility of the quench due to the losses during the energy removal from the non-cryostable, high current density winding superconducting magnet is demonstrated.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Аннотация

Разработана методика, проведены измерения и расчеты энергетических потерь в многожильных сверхпроводниках под воздействием импульса поперечного магнитного поля в адиабатических условиях. Получена значительная разница как по величине, так и по характеру зависимостей потерь в адиабатических условиях по сравнению с потерями в изотермических условиях. Показано, что при эвакуации энергии потери могут являться причиной перехода криостатически не стабилизированной обмотки сверхпроводящего магнита с высокой средней плотностью тока в нормальное состояние.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

I. Введение.

Одним из факторов, влияющих как на стабильность сверхпроводящих магнитов (СМ) при эвакуации из них запасенной энергии, так и на характер переходных процессов при переходе СМ в нормальное состояние, являются энергетические потери, возникающие в обмотке под воздействием быстро падающего магнитного поля. Причем, из-за малых характерных времен процесса в СМ с высокой плотностью тока (обмотки выполнены плотно, без каналов для охлаждения) ^{потери} возникают в условиях близких к адиабатическим. В частности, криостатически нестабилизированные обмотки с высокой средней плотностью тока, как это было экспериментально показано в работе [1], в процессе эвакуации могут переходить в нормальное состояние из-за нагрева, вызываемого потерями. В ряде случаев скорость распространения нормальной зоны в обмотке СМ под влиянием потерь намного превышает скорость распространения за счет тепловой диффузии. Например, в работе [2] экспериментальная скорость распространения на два порядка выше расчетной, проведенной по модели одномерного распространения тепла в обмотке без учета потерь.

В результате быстрого роста омического сопротивления обмотки СМ, с одной стороны, падает эффективность эвакуации (т.е. отношение выведенной из магнита энергии к полной запасенной энергии), а, с другой стороны, уменьшается опасность локального перегрева проводника. Для снижения опасности высокого локального нагрева обмотки в ряде случаев принимаются меры, ведущие к быстрому равномерному разогреву обмотки СМ, например с помощью импульсного нагревателя [3]. Однако, это создает дополнительные трудности при конструировании СМ и значительно усложняет схему управления.

Возможности влияния на переходные процессы именно энергетическими потерями, например, выбором сверхпроводника или конструк-

ции обмотки требует знания их величины и характера зависимостей как от параметров СМС (индукция магнитного поля, скорость её падения, величина транспортного тока), так и от параметров сверхпроводника (диаметр, коэффициент заполнения, критическая температура, критическая плотность тока, теплоемкость). Отсутствие в литературе данных о потерях в адиабатических условиях привело нас к необходимости изучения данного вопроса.

В предложенной работе приводятся результаты первых шагов по изучению влияния энергетических потерь на переходные процессы в обмотке СМ. Подробно излагаются полученные нами экспериментальные и теоретические результаты изучения потерь в многожильных сверхпроводниках в адиабатических условиях без транспортного тока.

Проведены измерения потерь под влиянием поперечного магнитного поля, падающего от определенной максимальной величины B_M до нуля по экспоненциальному закону.

Разработана методика расчета этих потерь. Показана возможность перехода сверхпроводящего соленоида в нормальное состояние при эвакуации из СМ запасенной энергии из-за потерь.

2. Потери в многожильных сверхпроводниках при экспоненциальном падении магнитного поля.

При эвакуации энергии из СМ поле уменьшается со скоростью, зависящей от параметров магнита и устройства эвакуации. Если пренебречь взаимной индуктивностью между обмоткой СМ, криостатом и каркасом, то при использовании гасительного сопротивления поле меняется по закону близкому к экспоненциальному:

$$B(t) = B_M \cdot e^{-t/\tau(t)} ; \tau(t) = L / R(t) \quad (I)$$

где: L - индуктивность обмотки СМ; $R(t)$ - полное активное сопротивление цепи, определяющееся расительным сопротивлением R_0 и меняющимся во времени сопротивлением обмотки СМ $\mu(t)$

$$R(t) = R_0 + \mu(t)$$

В многожильном сверхпроводнике обмотки СМ под действием изменяющегося магнитного поля, возникают вихревые и гистерезисные потери. Если экранировка магнитного поля внутри композита из-за индуцированных в нем токов, возникающих при наличии \dot{B} , незначительна, то при экспоненциальном падении магнитного поля вихревые потери на единицу объема композита равны [4]:

$$W_e = \frac{B_M^2}{\mu_0} \frac{1}{1 + \tau/\tau_0}, \quad \tau_0 = \frac{\mu_0}{2} \left(\frac{l_p}{2\pi} \right)^2 \frac{1}{\varrho_e} \quad (2)$$

где l_p - шаг скрутки, ϱ_e - эффективное поперечное удельное сопротивление композита.

Гистерезисные потери за цикл на единицу объема сверхпроводника в этом случае не зависят от скорости и характера изменения поля:

$$W_h = \int \Delta M(B) dB \quad (3)$$

где $M(B)$ - намагниченность композита.

Прирост этих потерь при изменении поля на dB определяется только видом зависимости критической плотности тока в сверхпроводящих жилах $J_c(B)$:

$$dW_h = \frac{2}{3\pi} dJ_c(B) \left[1 + k(J_{th}/J_c(B))^2 \right] \quad (4)$$

где d - диаметр жил, J_{th} - плотность транспортного тока; k - коэффициент, зависящий от геометрии образца [5]. В частности, для многожильных сверхпроводников круглого сечения $k \approx 1$ [6].

По мере увеличения скорости изменения магнитного поля \dot{B} , ток, индуцированный во внешних жилах приближается к критическому значению, поле внутри композитного проводника начинает экранироваться этими токами. Экранировка становится существенной

при скоростях изменения поля порядка

$$\dot{B}_c = 2 g_e J_c d \lambda^{1/2} / l_p^2 \quad (5)$$

где λ - коэффициент заполнения провода сверхпроводником. В этом случае намагниченность провода с твистированными жилами диаметром d может быть выражена в виде:

$$M(B) = M_0 \left[1 + \frac{g}{3 \lambda^{1/2}} \frac{\dot{B}}{\dot{B}_c} \right] \quad (6)$$

где

$$M_0 = \frac{2}{3\pi} \mu_0 d J_c(B)$$

При скоростях изменения поля больших, чем \dot{B}_c^* [7] :

$$\dot{B}_c^* = \dot{B}_c \lambda^{1/2} D / 2d \quad (7)$$

(D - диаметр проводника) многожильный композитный проводник ведет себя как одножильный сверхпроводник диаметром D с эффективной критической плотностью тока λJ_c [8]. Тогда прирост потерь на единицу объема многожильного сверхпроводника относительно изменения поля на dB можно записать в виде:

$$dW = \frac{2}{3\pi} \lambda J_c(B) D \left[1 + \left(J_{th} / J_c(B) \right)^2 \right] dB \quad (8)$$

В СМ постоянного тока, как правило, применяются твистированные многожильные сверхпроводники, у которых при эвакуации энергии условие $\dot{B} > \dot{B}_c^*$ обычно выполняется, т.е. прирост потерь при изотермических условиях определяется выражением (8).

Для технических, т.е. неоднородных сверхпроводников второго рода связь плотности критического тока с локальным значением магнитного поля хорошо описывается моделью Кима [9] :

$$J_c(B) = J_0 B_0 / (B + B_0) \quad (9)$$

где J_0, B_0 - постоянные величины для данного сверхпроводника.

В работе группы Вилсона [10] по экспериментальным результатам работы [11] предложена формула для зависимости плотности крити-

ческого тока от индукции магнитного поля и температуры:

$$J_c(B, T) = \frac{J_0 B_0}{B + B_0} \left[1 - \frac{T - T_B}{T_c - T_B} \frac{B_{c2}}{B_{c2} - B} \right] \quad (10)$$

где: T_B - температура ванны; T_c - критическая температура образца ($B=0$); T - температура образца; B_{c2} - верхнее критическое поле.

Формула (8) для прироста потерь справедлива только в изотермическом случае ($T = \text{const.}$). В случае адиабатического процесса выражение для прироста потерь в единице объема композитного проводника принимает следующий вид:

$$dW = \frac{2}{3\pi} \lambda J_c(B, T) D \left[1 + \left(J_{th} / J_c(B, T) \right)^2 \right] dB \quad (11)$$

Если сверхпроводник находится в нормальном состоянии, то в экспоненциально падающем поперечном магнитном поле ($B=B_M$) из-за индуцированных в нем вихревых токов в единице объема многожильного сверхпроводника диаметром D с удельным сопротивлением ρ будет в виде тепла выделяться следующая энергия

$$[12] : \quad W = \frac{4 B_M^2}{\mu_0} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{\beta_k (P_k \tau + 1)}, \quad (12)$$

причем

$$P_k = \frac{4 \beta_k^2 \rho}{D^2 \mu_0}$$

где β_k - положительные корни функции Бесселя нулевого порядка первого рода, т.е. решение уравнения:

$$J_0(\beta) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{k! \Gamma(k+1)} \left(\frac{\beta}{2} \right)^{2k}$$

3. Методика измерения потерь в адиабатических условиях.

Для измерения потерь в адиабатических условиях разработана калориметрическая методика, основанная на определении максимальной температуры образца при выделении потерь. Необходимое для

нагрева до этой температуры количество энергии определялось путем калибровки с использованием импульсного нагревателя.

Схематическое изображение измерительного штока, который вставляется в апертуру сверхпроводящего соленоида представлено на рис.1.

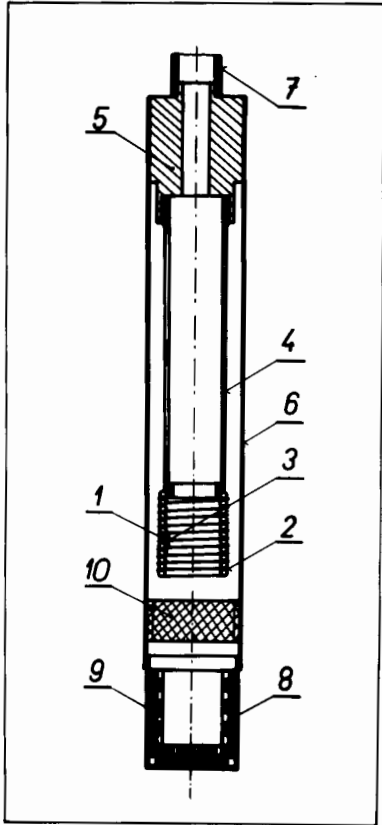


Рис.1. Схематическое изображение штока для измерения потерь в адиабатических условиях.

Образец из исследуемого сверхпроводника I, имеющий форму цилиндрической спирали, закреплен на тонкой текстолитовой подвеске 4 и помещен в откаумированную камеру 6. Все подводящие провода имеют тепловую развязку на лагунной втулке 5. Вакуум, измеряемый на теплом ($T=300\text{K}$) конце стальной трубки 7 (внутренний диаметр 10 мм, длина 1500 мм), составлял величину порядка 0,013 Па. Степень адиабатности определялась по временному падению температуры образца, характерный ход которой представлен на рис.2. За время от начала процесса до момента достижения максимальной температуры теплоотвод составлял не более 1% от выделившейся энергии.

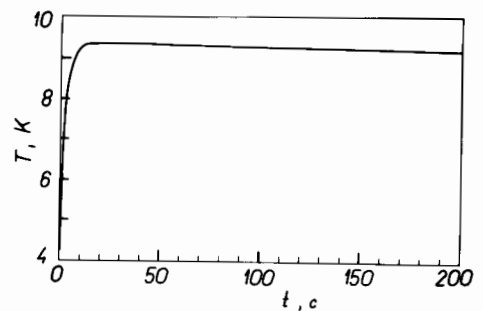
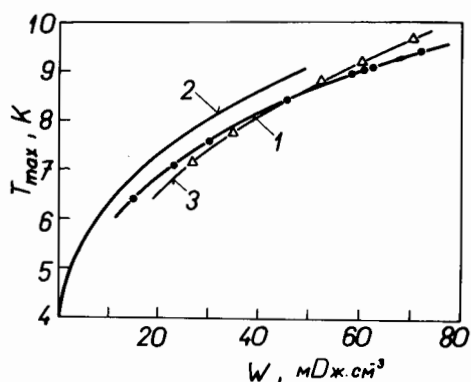


Рис.2. Температура образца, как функция времени ($t=0$ - начало теплового импульса).

Импульсы магнитного поля с экспоненциальным характером его поведения (имитирующим условия, в которых находится обмотка в процессе эвакуации энергии из СМ) создавались путем переключения СМ с источника тока на омические сопротивления разной величины. Внешнее магнитное поле направлено параллельно оси спирали образца.

Потери, возникающие в образце при изменении поля от начальной величины V_M до нуля, нагревают его до определенной максимальной фиксируемой температуры T_{max} . В качестве датчика температуры используется угольный резистор фирмы Аллен-Бредли (1/8 Вт, 1000 Ом при 4,2 К, измерительный ток 10 мкА), приклеенный на внутреннюю поверхность образца 3 (рис.1). На наружную поверхность соосно намотан бифилярный константановый проволочный нагреватель 2. С помощью серии разрядов известного количества энергии на эту нагревательную обмотку для каждого образца построены калибровочные кривые (T_{max} как функция энергии), см. рис.3.



На этом же рисунке приведена расчетная кривая $T_{max} = f(W)$ (кривая 2), вычисленная из экспериментальных значений теплоемкости образцов. Как и следовало ожидать, она лежит немного выше экспериментальной кривой (обе для $B=0$) за счет неучтенной дополнительной массы

Рис.3. Калибровочные кривые для образца № 3.
 1 - эксперимент ($B=0$);
 2 - расчет ($B=0$);
 3 - эксперимент ($B=4,6$ Т).

нагревателя и термометра.

По калибровочным кривым определялась энергия, необходимая для нагрева образца от 4,2 К до данной максимальной температуры

при выделении потерь. На рис.3 приведены две экспериментальные кривые; для $B=0$ (кривая 1) и для $B=4,6$ Т (кривая 3). Пересечение кривых 1 и 3 говорит о том, что существует максимальная температура при которой энтальпия образца в поле $B=0$ и $4,6$ Т одинакова. Это возможно благодаря тому, что с одной стороны удельная теплоемкость увеличивается с ростом поля, а с другой стороны с ростом поля снижается температура перехода образца в нормальное состояние.

Охлаждение образца до исходной температуры ($4,2$ К) осуществлялось остаточным газообразным гелием, который выделяли из угольного адсорбента 9 (рис.1) с помощью нагревателя 8. Текстолитовый вытеснитель 10, имеющий резьбу на своей поверхности, служит для двух целей. Во-первых, выделившийся из адсорбента теплый остаточный газ, проходя по резьбовому каналу и касаясь стенок камеры (6), охлаждается до гелиевой температуры. Во-вторых, этот резьбовой канал, имеющий определенное гидравлическое сопротивление, задерживает длительное время остаточный газ в верхней части камеры после выключения нагревателя угля и способствует более эффективному охлаждению образца.

При измерении выдерживался определенный режим так, чтобы соблюдались одинаковые условия каждого измерения (начальная температура $4,2$ К, степень адиабатики). После очередной подачи в нагреватель адсорбента определенной энергии, мы ожидали 15 минут до начала следующего измерения. Этот промежуток времени был определен экспериментально так, чтобы образец успевал охладиться до гелиевой температуры, а адсорбент- поглотить остаточный газ и тем самым создать необходимый для дальнейших измерений вакуум в камере штока.

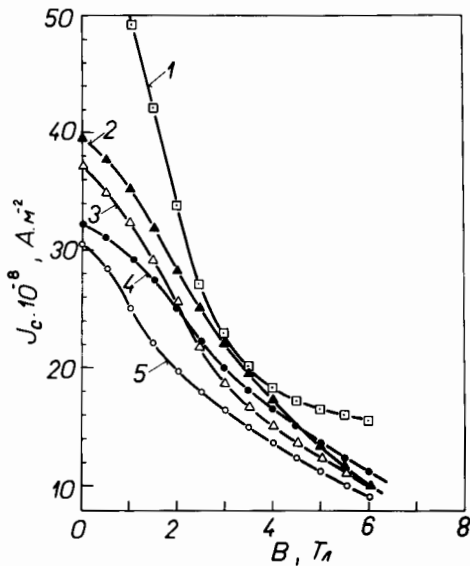
Суммарная погрешность измерений, по нашим оценкам, не хуже 5%.

4. Исследуемые образцы.

Исследованы образцы многожильных сверхпроводников с жилами из сплава Nb-50 [I9] (Nb-50 вес. \% Ti), в медной матрице. Параметры измеренных образцов приведены в таблице:

обр. №	Направл. магнитн. поля	Сечение образца мм	Коэфф. заплн.	Диаметр жил мм	Число жил	Шаг твиста мм	Критическ. температура К
1		$\varnothing 0,7$	0,50	65	61	25	9,60
2		$\varnothing 1,2$	0,49	110	61	25	9,40
3		$\varnothing 1,5$	0,47	140	61	25	9,40
4		3,5x2,0	0,26	80	361	30	9,36
5.		3,5x2,0	0,26	80	361	30	9,36

Прежде всего были измерены необходимые для дальнейшего расчета зависимости критической плотности тока от индукции магнитного поля при $T=4,2$ К (рис. 4).



Полученные результаты при расчете представлялись в виде таблицы $J_c(B)$ с интервалом $\Delta B = 0,5T$ и линейной интерполяцией промежуточных значений J_c . Такой способ описания $J_c(B)$ дает ошибку не выше 1%.

Для каждого образца при $B=0$ измерена температура, которая определялась по экспериментальной зависимости $R(T)$. В качестве T_c выбирали температуру,

Рис. 4. Зависимость критической плотности тока от индукции магнитного поля. Численное обозначение соответствует № образцов, приведенных в таблице.

соответствующую середине перехода, т.е. $R/R_N = 0,5$, где R_N - остаточное сопротивление сверхпроводника -рис.5.

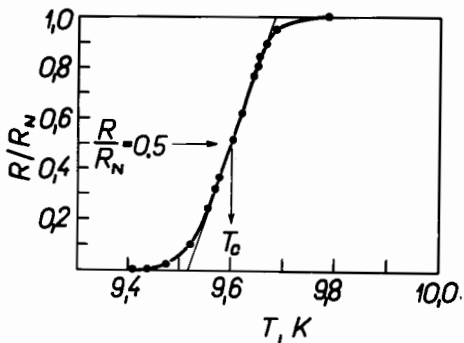


Рис.5 Зависимость относительного сопротивления обр. № I от температуры при $V=0$.

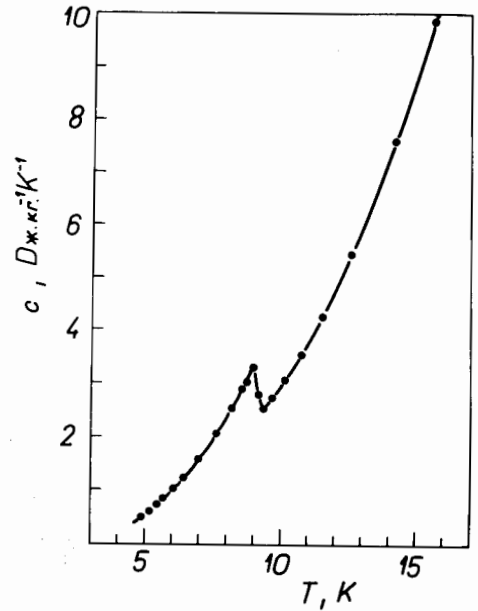


Рис.6 Зависимость удельной теплоемкости обр. № 3 от температуры при $V=0$.

Измерена температурная зависимость теплоемкости образцов при $V=0$. Например, для образца № 3 (рис.6) эту зависимость теплоемкости в диапазоне температур 4,2-20,0 К в нулевом магнитном поле можно описать следующими выражениями в зависимости от температурного диапазона:

$$\left. \begin{aligned}
 4,2\text{К} \leq T \leq 9,0\text{К} & \quad c(T) = 0,0045 T^3 \\
 9,0\text{К} < T < 9,4\text{К} & \quad c(T) = -2,075T + 21,955 \\
 9,4\text{К} \leq T \leq 20,0\text{К} & \quad c(T) = 0,04T + 0,0025 T
 \end{aligned} \right\} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right] \quad (13)$$

Зависимость теплоемкости от индукции магнитного поля, на основании измерений, приведенных в работе [14], аппроксимированы выражением:

$$c(T, B) \approx c(T)(1 + 0,05B) \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}; T \right] \quad (14)$$

Из результатов этой же работы следует, что зависимость критической температуры от магнитного поля можно аппроксимировать в виде:

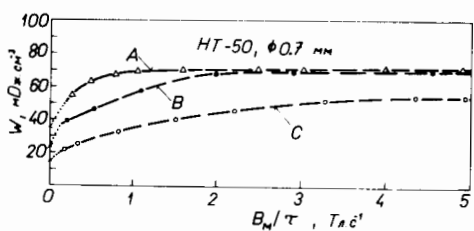
$$T_c(B) = T_c(0) - 0,34 B \quad (15)$$

При расчете потерь мы воспользовались этими уравнениями.

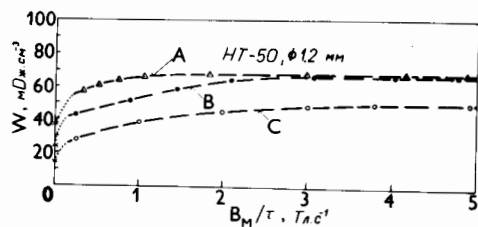
5. Экспериментальные результаты.

Измерены энергетические потери в многожильных сверхпроводниках без транспортного тока при экспоненциальном характере падения поперечного магнитного поля от максимальной величины поля B_M до нуля с временной постоянной τ . Исследованы зависимости потерь как от B_M , так и от начальной скорости B_M/τ . B_M менялось от 0,5 до 5 Т/с.

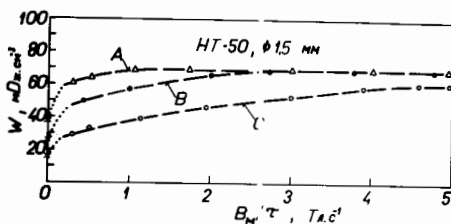
На рисунке 7 для всех образцов приведены зависимости потерь на единицу объема многожильного композитного сверхпроводника от B_M/τ при постоянных значениях амплитуды поля B_M . Насыщение кривой зависимости потерь от величины B_M/τ обусловлено достижением критической скорости изменения поля (7), которая по нашим оценкам составляет ~ 1 Тл/с. Рост $W(B_M/\tau)$ для прямоугольной шины при перпендикулярной широкой стороне (3,5 мм) ориентации поля (рис.7д) при $B_M/\tau \gtrsim 1$ Тл/с обусловлен переходом при этой скорости сверхпроводника в нормальное состояние из-за вихревых потерь, возникающих в меди.



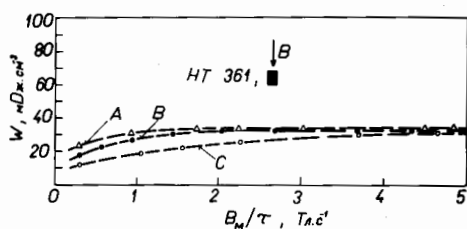
a



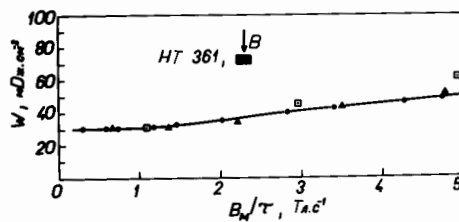
d



b



2



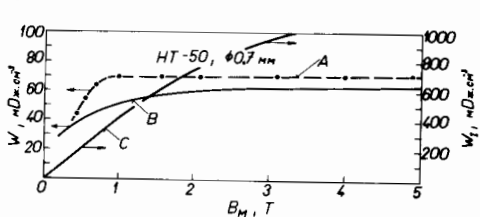
9

Рис. 7 Зависимость потерь от начальной скорости изменения поля.

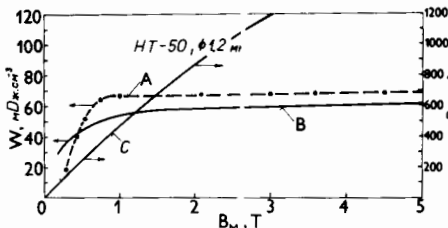
7а - обр. № 1, 7б - обр. № 2, 7в - обр. № 3, 7г - обр. № 4; кривые А, В и С соответствуют величинам $B_M/\tau = 3, 1$ и $0,5$ Т.

7д - обр. № 5; точки $\square, \triangle, \bullet$ соответствуют величинам $B_M = 5, 3$ и 1 Т.

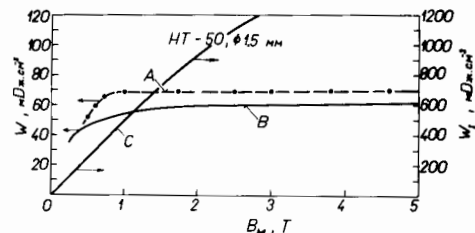
Зависимости потерь от амплитуды магнитного поля при постоянном значении B_M/τ приведены на рис. 8. Для всех образцов потери практически перестают зависеть от B_M , начиная с определенной его величины.



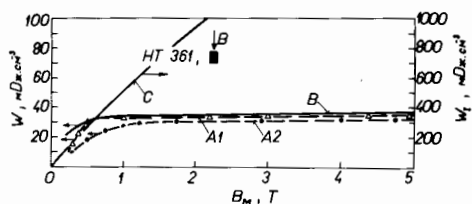
а



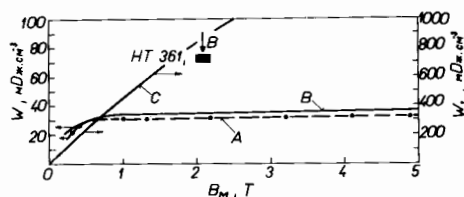
б



в



2



9

Рис. 8. Зависимость потерь от начального значения (амплитуды) поля. Кривые: А - эксперимент, В - расчет, С - расчет при изотермических условиях. 8а - обр. № 1, 8б - обр. № 2, 8в - обр. № 3; Для рис. 8 а, б, в: $B_M/\tau = 1$ Т/с. 8г - обр. № 4; Кривая: А1 - $B_M/\tau = 5$ Т/с, А2 - $B_M/\tau = 1$ Т/с. 8д - обр. № 5; $B_M/\tau = 1$ Т/с.

Причем важно заметить то, что фиксируемая максимальная температура образца в конце импульса поля не достигает своего критического значения. т.е. насыщение $W(B_M)$ не обусловлено переходом сверхпроводника в нормальное состояние. Расчет потерь (см. кривые В на рис.8) это подтверждает.

6. Расчет потерь.

Расчет потерь проведен с использованием формулы (II), которая верна при полном проникновении магнитного поля в объем сверхпроводника и скорости изменения магнитного поля выше критической. Если принять допущение, что теплообмен между медной матрицей и сверхпроводящими жилами идеален, то тепловой баланс в композите при эвакуации энергии в адиабатических условиях имеет следующий вид:

$$\gamma c(T, B) dT = dW, \text{ где} \quad (I6)$$

$c(T, B)$ - удельная теплоемкость композита; γ - плотность композита. С учетом выражения (II) при нулевом транспортном токе получаем закон роста температуры композита при изменении магнитного поля:

$$\frac{dT}{dB} = \frac{2}{3\pi} D \lambda \frac{J_c(B, T)}{\gamma c(T, B)} \quad (I7)$$

Для расчета на ЭВМ энергетических потерь создана программа, в которой учитываются реальные зависимости критической плотности тока и теплоемкости композитного сверхпроводника как от температуры, так и от индукции магнитного поля. Расчет проведен следующим образом. В начальный момент образец имеет температуру $T = 4,2$ К и находится в магнитном поле B_M . При уменьшении поля на величину dB температура образца увеличивается на величину dT , которая определяется из дифференциального уравнения (I7). Для температуры $T + dT$ и

поля $B_M - dB$ по формуле (IO) определяется критическая плотность тока $J_c(B_M - dB, T + dT)$. Далее по формуле (II) определено приращение энергии dW . Полные потери найдены суммированием полученных приращений dW в интервале изменения поля от B_M до нуля и, соответственно, температуры образца от 4,2 К до T_{max} .

Потери в прямоугольной шине вычислены таким же образом, как для проводов круглого сечения. При этом прямоугольное сечение заменено эффективным круглым сечением с диаметром, равным размеру зоны со сверхпроводящими жилами, перпендикулярному магнитному полю. Эффективный коэффициент заполнения определен из условия неизменности количества сверхпроводника в шине и проводе эффективного диаметра. Вычисленные потери затем пересчитаны на единицу объема шины.

Результаты проведенных расчетов представлены на рисунке 8 - кривые В. Там же для сравнения приведен результат расчета потерь в изотермическом случае, т.е. когда критический ток меняется только из-за уменьшения поля ($T = 4,2$ К) - кривые С.

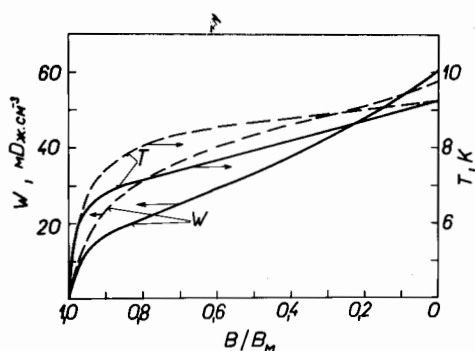
Различие в характере экспериментальных и расчетных кривых $W(B_M)$ (см. рис. 8) в области малых начальных значений поля обусловлено тем, что формула (II) справедлива только для случая полного проникновения магнитного поля в композит. В области же малых B_M ($B_M \lesssim IT$) это условие не выполняется.

Аналогичным образом вычислены гистерезисные ($B_M/\tau \rightarrow 0$) потери в многожильных сверхпроводниках в адиабатических условиях. Для этого использована формула (II), в которой диаметр композита D заменен на диаметр жилы d и эффективная критическая плотность тока $\lambda J_c(B, T)$ на $J_c(B, T)$. Полученные результаты в виде расчетных точек представлены на рис. 7а, б, в. Экспериментальные кривые экстраполированы к этим расчетным значениям пунктирными кривыми.

7. Обсуждение полученных результатов.

Величина потерь и характер их зависимости от амплитуды индукции магнитного поля B_M в адиабатических условиях значительно отличаются от соответствующих величин потерь и зависимостей в изотермических условиях (см.рис.8). Причиной насыщенного характера амплитудной зависимости потерь является наличие обратной связи между выделяющейся энергией и приростом температуры. Из-за быстрого прироста температуры, несмотря на уменьшающееся магнитное поле,

$J_c(B,T)$ быстро падает. В итоге прирост потерь, который пропорционален $J_c(B,T)$ уменьшается. Полученная из расчета динамика выделения потерь и роста температуры образца № 2 для двух амплитуд поля представлена на рисунке 9. Для $B_M=5$ Т (сплошные линии) мощность



выделения потерь в начале процесса меньше, чем для $B_M=2$ Т (пунктирные линии), т.к. в этом случае меньше критическая плотность тока. По мере увеличения температуры $J_c(B,T)$ начинает падать и мощность потерь уменьшается. Разогрев комозита в начале процесса при $B_M=2$ Т

Рис. 9 Динамика выделения потерь и роста температуры образца № 2.

Сплошные линии: $B_M=5$ Т,
пунктирные линии: $B_M=2$ Т

происходит более интенсивно, и поэтому мощность потерь уменьшается быстрее, чем при $B_M=5$ Т.

Начиная с определенного момента, мощность потерь при $B_M=2$ Т становится меньше мощности $B_M=5$ Т. Суммарная же энергия, как это видно из рис.9, получается почти одинаковой для двух различных амплитуд поля.

При этом важно подчеркнуть, что как в расчете, так и в эксперименте, температура сверхпроводника не достигает своего критического значения, а лишь приближается к нему. По мере приближения температу-

ры к T_c , критическая плотность тока стремится к нулю и, как следствие, мощность потерь, пропорциональная $J_c(B, T)$, также стремится к нулю.

Нами был проведен расчет для определения влияния различных факторов на величину потерь в адиабатических условиях. Выбрав в качестве исходного образец № 2, мы исследовали зависимость потерь от характеристики и свойств композиционного сверхпроводника.

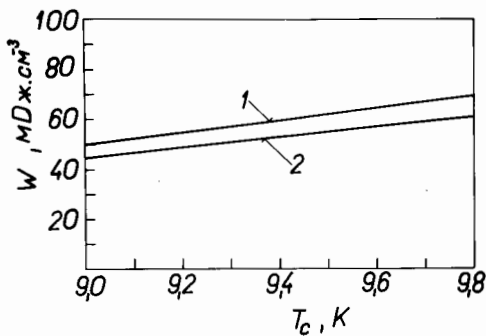


Рис. I0. Зависимость потерь обр. № 2 от критической температуры. Кривая 1: $B_M = 5$ Т, кривая 2: $B_M = 1$ Т.

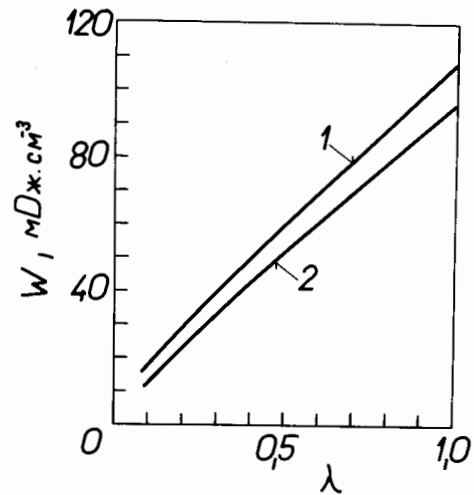


Рис. II. Зависимость потерь обр. № 2 от коэффициента заполнения многожильного сверхпроводника. Кривая 1: $B_M = 5$ Т, кривая 2: $B_M = 1$ Т.

На рисунках I0 и II представлены зависимости $W(T_c)$ и $w(\lambda)$. Критическая температура T_c и коэффициент заполнения λ образцов существенно влияют на величину потерь. При расчете учтено, что с изменением λ будут меняться теплоемкость и плотность композита. На рис. I2 представлена зависимость потерь от K , где $K = J_c(B) / J_{c0}(B)$ и $J_{c0}(B)$ - измеренная критическая плотность тока образца № 2 при 4,2 К. Наибольшая зависимость наблюдается в области малых значений K .

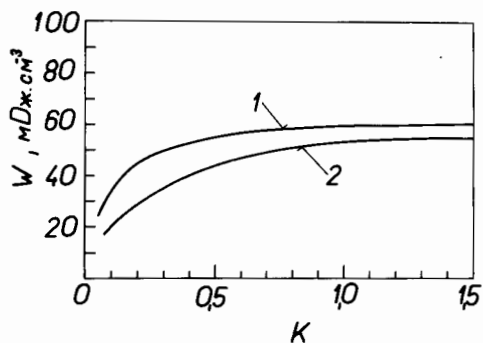


Рис. 12 Зависимость потерь обр. № 2 от $K = J_c(B) / J_{c0}(B)$ где $J_{c0}(B)$ - измеренная критическая плотность тока при 4,2 К. Кривая 1: $B_M = 5$ Т, кривая 2: $B_M = 1$ Т.

Проведен расчет зависимости потерь от диаметра композитного провода - D . Результат вместе с тремя экспериментальными точками представлен на рис. 13.

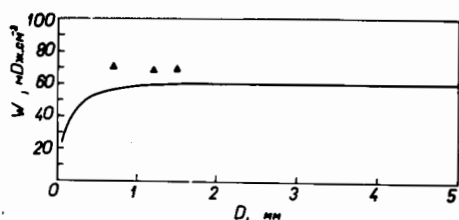


Рис. 13 Зависимость потерь от диаметра многожильного сверхпроводника. $B_M = 5$ Т, $B_M / \tau = 3$ Т/С.

▲ - экспериментальные точки.

Отличие характера расположения экспериментальных точек от расчёта обусловлено разницей в свойствах образцов ($T_c, \lambda, J_c(B, T)$), (см. таблицу и рис. 4). Насыщение зависимости удельных потерь от диаметра провода D можно также объяснить наличием обратной связи между приростом потерь и ростом температуры образца.

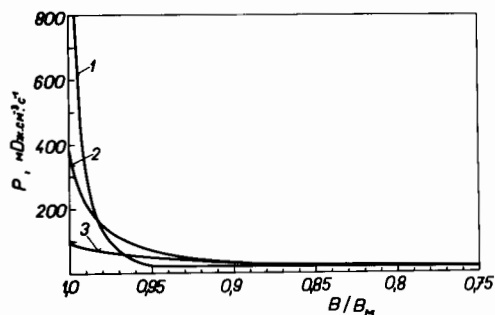


Рис. 14 Динамика мощности
 потерь, кривая 1: $D = 5$ мм,
 кривая 2: $D = 1,2$ мм, кривая 3:
 $D = 0,3$ мм.

На рисунке 14 изображена расчетная динамика выделения мощности потерь для проводов диаметра 5; 1,2 и 0,3 мм ($B_M = 5$ Т, $B_M/\tau = 3$ Т/с). Для провода с большим D , в соответствии с уравнением (II) мощность потерь в начале процесса велика. Затем, по мере разогрева композита в соответствии с падением $J_c(B, T)$, она резко уменьшается и в какой-то момент становится меньше мощности в проводах с малыми диаметрами. Причем, по мере увеличения D ^{влияние} обратной температурной связи на величину потерь становится более эффективным. В связи с этим суммарные потери, начиная с определенного диаметра, практически перестают от него зависеть.

Чтобы оценить уровень и возможный вклад вихревых потерь в случае перехода образца в нормальное состояние проведен расчет таких потерь по уравнению (I2) - рис.15.

8. Влияние потерь на стабильность обмотки СМ при эвакуации энергии.

Как уже отмечалось выше, при быстром падении магнитного поля нагрев обмотки сверхпроводящего магнита с высокой средней плотностью тока происходит в условиях, близких к адиабатическим. Такое

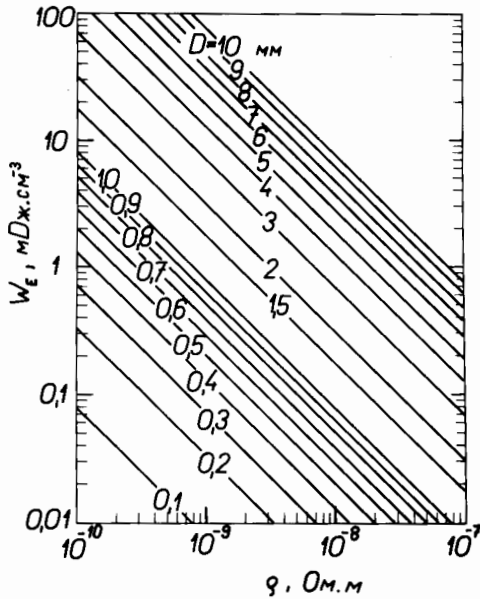


Рис. 15 Зависимость вихревых потерь в многожильном сверхпроводнике в нормальном состоянии от эффективного удельного сопротивления для различных диаметров провода.

быстрое падение магнитного поля происходит во время эвакуации энергии из СМ. В некоторых работах, например [15], рассмотрена качественная сторона влияния потерь на переходные процессы.

В этой части статьи проведено экспериментальное и расчетное доказательство возможности перехода обмотки СМ, не имеющей криостатической стабилизации с высокой средней плотностью тока без каналов для охлаждения ("плотная" обмотка) в нормальное состояние из-за потерь, возникающих при эвакуации энергии. Эксперименты проведены на лабораторном соленоиде при различных амплитудах и скоростях изменения магнитного поля (скорость эвакуации) во время вывода запасенной в нем энергии. Разработана методика расчета полей перехода обмотки. Показано, что при определенных условиях поле перехода обмотки не зависит от скорости эвакуации.

8.1. Экспериментальные результаты

Эксперименты проведены на Лабораторном "плотном" секционированном сверхпроводящем соленоиде ($B_{oc}=8$ Т, $I_c=147$ А, $J_{c\text{ ср}}=0,8\div 2,3 \cdot 10^8$ А/м²; $W_c=40$ кДж, $L=4,8$ Гн) [2]. Семь секций обмотки состоят из многожильных Nb-50 вес.% Ti проводов с медной матрицей диаметрами 0,7; 0,85 и 1,2 мм; с коэффициентом заполнения ~ 50%, шагом твиста 25 мм и диаметром жил 65, 75 и 110 мкм соответственно. Эвакуация энергии проводилась на омическое сопротивление R_o (0,5 - 6,0 Ом). Фиксация появления нормальной зоны в обмотке в процессе эвакуации осуществляется детектором, выполненным по схеме мостика со вспомогательной катушкой. Сигналы с диагоналями мостика подаются на электронный блок, где после усиления проводится их селекция по амплитуде и длительности для отстройки от помех и скачков магнитного потока. Детектор срабатывает при повышении порога напряжения, регулируемого в пределах 50÷200 мВ и 1÷10 мс [16].

Экспериментально исследованы зависимости индукции магнитного поля (поле, в котором находятся внутренние слои обмотки) в момент перехода ($B_{пер.}$) от начального значения ($B_{нач.}$) и от скорости изменения индукции поля \dot{B} при эвакуации. На рисунке 16 представлены зависимости $B_{пер.}$ от \dot{B} для различных значений $B_{нач.}$. Интересно отметить экспериментальный факт, что для каждого значения $B_{нач.}$ существует определенная критическая \dot{B}_c^* , начиная с которой $B_{пер.}$ очень слабо зависит от \dot{B} .

Сплошная кривая на рисунке 17 представляет собой экспериментальную зависимость $B_{пер.}$ от начальной индукции магнитного поля $B_{нач.}$ при $\dot{B} \gg \dot{B}_c^*$ ($\dot{B} \approx 8$ Т/с). Выбирая $B_{пер.}$ для данного начального значения поля $B_{нач.}$ при максимальных скоростях \dot{B} , мы

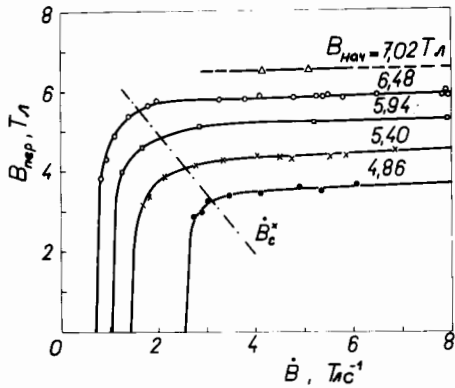


Рис. I6 Зависимость магнитного поля перехода обмотки в нормальное состояние от начальной скорости изменения поля при различных начальных значениях индукции.

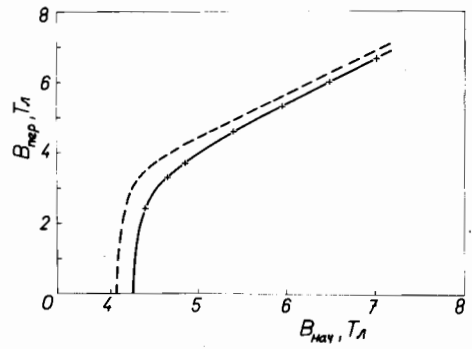


Рис. I7 Зависимость магнитного поля перехода обмотки в нормальное состояние от начального значения индукции. Сплошная кривая - эксперимент, пунктирная кривая - расчет.

таким образом приближаем условия эксперимента к адиабатическому процессу.

8.2. Расчет полей перехода обмотки СМ в нормальное состояние. Обсуждение результатов.

Внутренние слои обмотки выполнены из сверхпроводника наибольшего диаметра ($D = 1,2$ мм) и находится в максимальном магнитном поле, следовательно, при эвакуации именно в них выделяется наибольшее количество тепла. Оценка, проведенная по формуле (7) показывает, что при скоростях $\dot{B} \approx 1$ Т/с наступает полное насыщение многожильного сверхпроводника, причем при $\dot{B} > \dot{B}_c^*$ потери не зависят от \dot{B} . Потери определяются в этом случае выражением (II). Возрастание температуры композита в падающем магнитном поле, как это следует из выражений (II) и (I6), происходит по следующему закону:

$$\frac{dT}{dB} = \frac{2}{3\pi} D \lambda \frac{J_c(B, T)}{r_c(T, B)} \left[1 + \left(\frac{J_{th}(t)}{J_c(B, T)} \right)^2 \right] \quad (I8)$$

Расчет полей перехода СМ в нормальное состояние проведен аналогично расчету потерь в адиабатических условиях (см. выше) с учетом дополнительного вклада транспортного тока. При каждом значении изменяющегося магнитного поля (шаг изменения $\Delta B = 0,005 \text{ Т}$) рассчитанный критический ток сравнивался с транспортным током. Сверхпроводник перейдет в нормальное состояние, если $I_c(B, T)$ равен или меньше уменьшающегося транспортного тока.

Результаты расчета представлены на рисунке I7 пунктирной кривой. Некоторые расхождения экспериментальных и расчетных данных обусловлены, по-видимому, неабсолютной адиабатикой процесса. Аналогичные расчеты проведены для остальных четырех секций соленоида. Показано, что внутренняя секция имеет при эвакуации наибольшую вероятность перехода в нормальное состояние, обусловленного потерями в многожильном сверхпроводнике.

Из выражений (II) и (I6) следует, что поле перехода перестает зависеть от скорости изменения магнитного поля при условии полного насыщения композита, т.е. когда $\dot{B} > \dot{B}_c^*$. Экспериментально подобное насыщение наблюдается на рисунке I6. Незначительный наклон при $\dot{B} > \dot{B}_c^*$ объясняется неабсолютной адиабатикой процесса и некоторым, хотя и незначительным, вкладом вихревых потерь. Таким образом, при $\dot{B} > \dot{B}_c^*$ увеличение скорости эвакуации слабо влияет на величину потерь в композитном сверхпроводнике и в это же время увеличивает её эффективность [2].

Приведем расчет удельных потерь в композитном сверхпроводнике при адиабатических условиях и $\dot{B} > \dot{B}_c^*$, за время от начала эвакуации до момента перехода обмотки в нормальное состояние, как функция начального магнитного поля. Результат представлен на рис. I8 сплошной кривой. Для сравнения на этом же рисунке пунктиром нанесён результат расчета аналогичных потерь, но в изотермических

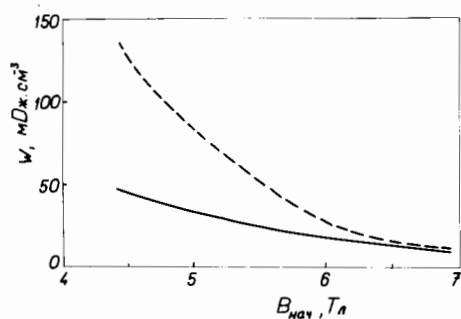


Рис.18 Зависимости потерь (выделенных от начала эвакуации до момента перехода) от начального магнитного поля.

Сплошная кривая – адиабатические условия, пунктирная кривая – изотермические условия.

условиях.

На рисунке 19 показан результат вычисления температуры композита в момент перехода, как функция начального поля соленоида.

9. Выводы:

1. Разработана методика измерения энергетических потерь в сверхпроводниках при адиабатических условиях.

2. Измерены потери в многожильных сверхпроводниках в зависимости от амплитуды и скорости экспоненциально спадающего поперечного магнитного поля ($B_M \leq 5 Т; B_M / \tau \leq 5 Т/с$).

3. Разработана методика расчета потерь. Получена удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных результатов.

4. Обнаружена значительная разница, как по величине, так и в характере зависимостей потерь в адиабатических условиях по сравнению с потерями в изотермических условиях.

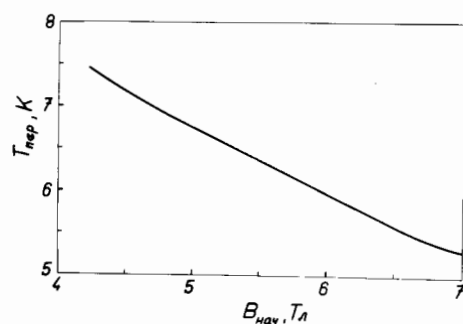


Рис.19 Температура многожильного сверхпроводника внутренней секции ($\varnothing = 1,2 мм$) в момент перехода, как функция начального значения индукции магнитного поля.

5. При значениях амплитуды магнитного поля B_M выше определенной величины, потери в адиабатических условиях практически не зависят от амплитуды. Приведено объяснение этому явлению.

6. Исследовано влияние различных факторов и свойств многожильных сверхпроводников на величину потерь в адиабатических условиях. Величинами, решающим образом определяющими уровень потерь, являются критическая плотность тока, критическая температура, теплоемкость и коэффициент заполнения.

7. Экспериментальным и расчетным путем показано, что потери, возникающие в обмотке лабораторного соленоида с высокой средней плотностью тока при эвакуации энергии могут перевести часть соленоида в нормальное состояние.

8. Расчетным и экспериментальным путем показано, что при определенных условиях эвакуации величина магнитного поля перехода обмотки в нормальное состояние не зависит от скорости эвакуации. Поле перехода определяется свойствами многожильного сверхпроводника и начальным магнитным полем.

9. Эксперименты и расчеты показали, что температура образцов при выделении потерь в адиабатических условиях приближается к их критической температуре (на $0,1-0,2$ К). Это дает возможность интегрированием удельной теплоемкости в пределах от $4,2$ К до

$\sim T_c$ оценить величину потерь.

Кобак

Лунд -

Семин

ЛИТЕРАТУРА

- Luppov V. G. et al., *Cryogenics*, Vol. 20, No. 10, October 1980, 571.
- Kabat D. et al., *Cryogenics*, Vol. 19, No. 7, July 1979, 382.
- Stiening R. et al., *Proc. Applied Superconductivity Conf.*, Pittsburgh, September 1978, 670.
- Zenkevitch V.B., Romaniuk A.S., *IEEE Transaction on Magnetism*, Vol. MAG-13, No. 1, January 1977, 567.
- Shen S.S., Schwall R.E., *IEEE Transaction on Magnetism*, Vol. MAG-15, No. 1, January 1979, 232.
- Murphy J.H., Walker M.S., *Advances in Cryogenics Engineering*, Vol. 24, Plenum Press, N.Y., 1978, 406.
- Superconducting Magnet Group, *RHEL Preprint RPP/A 73*, Chilton, November 1969, Paper I., 33.
- Hlásnik I., *Proc. 6-th Int. Conf. Magnet Technology*, Bratislava, August 1977, 575.
- Kim Y.B. et al., *Phys. Review*, Vol. 131, 1963, 2486.
- См. литер. 7, стр. 207.
- Hampshire R.G. et al., *Proc. Conf. Low Temperatures and Electric Power*, London, 1969, 69.
- Khalaf-Allah K., *Culham Lab. Preprint CLM-R 139*, Abingdon, September 1974.
- Никулин А.Д. и др., *Труды Конференции по техническому использованию сверхпроводимости*, Крым, Алушта, 1975, том 4, с. 5. Атомиздат, Москва 1977.
- Леяровски Е. и др., *Сборник аннот. трудов 18-ого Всесоюзного совещания по физике низких температур*, Киев, сент. 1974, с. 93. Изд. ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1974.
- Mulhall B.E., *Cryogenics*, Vol. 16, No. 2, February 1976, 113.
- Hora J., Lipský V., *Zborník BEZ Transformátory*, č. 3, 1979, s. 5.