

05;12

Исследование потерь на намагничивание в сверхпроводящем геликоиде

© С.Л. Круглов

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

(Послупило в Редакцию 23 октября 1995 г.)

Исследовались потери энергии на намагничивание (гистерезисные) в сверхпроводящем геликоиде, который представляет собой плоскоструктурную обмотку. Каждый плоский виток геликоида включал в себя 15 параллельных композитных сверхпроводников. Посредством измерения потерь в стационарном режиме при фиксированном транспортном токе была получена вольт-амперная характеристика геликоида. Результаты измерений потерь в динамическом режиме сделали возможным реальную оценку коэффициента теплоотдачи в жидкий гелий — важной теплофизической характеристики теории динамической стабильности сверхпроводников. Сравнение потерь в геликоиде с потерями в отдельном сверхпроводнике из его состава позволили определить "масштаб массивности" геликоида как сверхпроводящей композитной структуры. В геометрическом приближении геликоида бесконечным изотропным полым цилиндром с азимутальным направлением транспортного тока получено выражение для потерь на намагничивание, хорошо описывающее экспериментальные результаты.

Введение

Сверхпроводящий геликоид [1] является принципиально новой конструкцией сверхпроводящей обмотки и служит альтернативой традиционным обмоткам в крупных сильноточных стационарных установках, в частности в сверхпроводящих магнитных системах (СМС) токамаков [2]. Простейший геликоид представляет собой множество отдельных параллельных композитных сверхпроводников, гальванически и механически соединенных в единое целое по винтовой спирали, например спаянных (рис. 1). Геликоид имеет ряд преимуществ по сравнению с обычными СМС — повышенную конструктивную плотность тока и гораздо более высокую механическую жесткость. К настоящему моменту исследованы основные электрофизические и теплофизические свойства

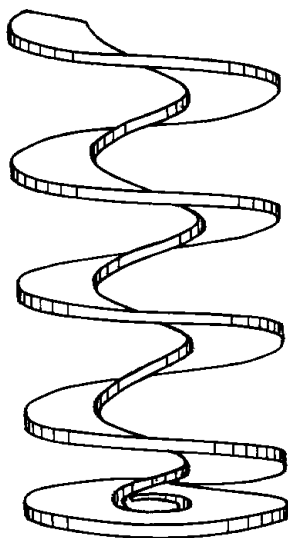


Рис. 1. Сверхпроводящий геликоид.

сверхпроводящего геликоида [3]. Недостатком геликоида как массивной сверхпроводящей композитной структуры является высокий уровень электрических потерь энергии на намагничивание сверхпроводника (гистерезисных), сравнимый с уровнем запасенной магнитной энергии в геликоиде. Точное знание этих потерь крайне важно для практического использования геликоида, так как они определяют необходимую интенсивность охлаждения в режимах ввода и вывода тока. Кроме того, проблема представляет и теоретический интерес, поскольку позволяет проверить экспериментально правильность представлений о механизме потерь в массивном сверхпроводнике.

Экспериментальная установка

В экспериментах использовался геликоид лабораторного масштаба, содержащий 71 плоский виток с внутренним диаметром 24 мм, внешним 54 мм, выботой 62 мм. Каждый виток содержал 15 композитных сверхпроводников (медная матрица, 0.5 мм, коэффициент заполнения сверхпроводящим материалом 50%) и 15 медных проводов $\varnothing 0.5$ мм, чередующихся между собой и спаянных по винтовой спирали по технологии, описанной в [4]. В качестве межвитковой изоляции использовались разрезанные кольца из полиимидной пленки толщиной 40 мкм. Геликоид был размещен в герметичной теплоизолированной камере, соединенной длинным капилляром с измерительным газгольдером. Потери в геликоиде определялись калориметрическим способом посредством измерения объема испаренного из камеры газообразного гелия, который пропорционален выделившейся тепловой энергии. Ошибка метода при калибровке не превышала 3%.

Потери в стационарном режиме

Для исключения стационарной составляющей потерь, связанной с наличием спаев на токовводах, исследовалась зависимость мощности потерь P от времени в стационарном режиме при фиксированном значении тока I в геликоиде после остановки ввода. Эти зависимости для трех значений тока и двух скоростей ввода представлены на рис. 2. Максимально достижимый ток исследуемого геликоида, соответствующий "критическому состоянию" [5] центральных витков геликоида, составляет 3820 А [3]. Это состояние означает, что в каждой точке ток протекает с критической плотностью, заполняя все сечение центральных витков. Такой процесс получил название естественной оптимизации обмотки по плотности тока. При токах, далеких от максимального, по измерениям постоянных значений мощности P_{ef} из соотношения

$$R = \frac{P_{ef}}{I^2} \quad (1)$$

можно определить эффективное сопротивление геликоида. Это сопротивление равно сопротивлению двух спаев $2.06 \cdot 10^{-8}$ Ом везде, кроме области $I > 3500$ А. В этой области токов из-за размытости вольт-амперной характеристики сверхпроводников [6] в них появляется электрическое сопротивление, которое увеличивает электрическое сопротивление геликоида (например, при $I = 3700$ А, $R = 4 \cdot 10^{-8}$ Ом). В дальнейшем при измерениях паразитную составляющую потерь, связанную со спаями, необходимо исключать. Выход мощности на постоянное значение (рис. 2) означает установление равновесного распределения электри-

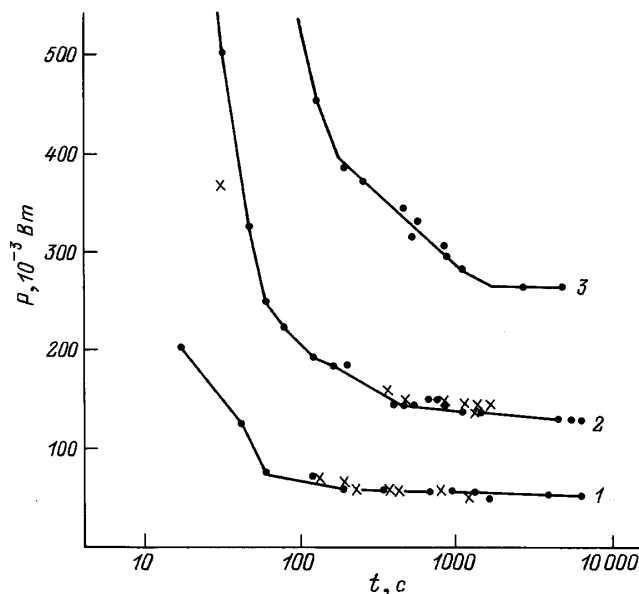


Рис. 2. Зависимость мощности потерь в геликоиде от времени в стационарном режиме после остановки ввода тока. \dot{I} А/с: ● — 30, × — 3; I , А: 1 — 1500, 2 — 2500, 3 — 3400.

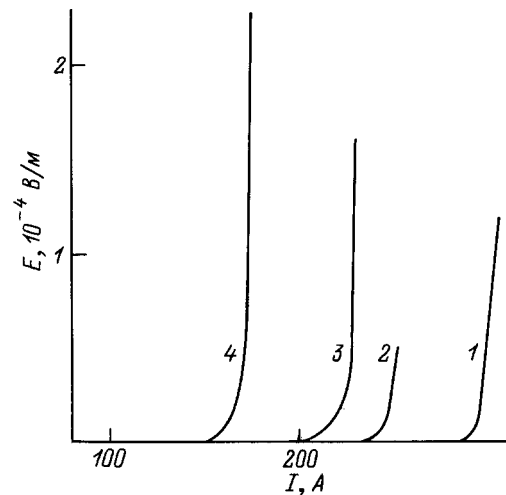


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики сверхпроводника (1, 3, 4) и геликоида (2). В, Тл: 1 — 1, 3 — 2, 4 — 4.

ческого поля и прекращение перераспределения тока по сечению плоских витков геликоида.

Вычитая из мощности стационарных потерь мощность, теряемую на спаях и используя выражение

$$E = \frac{P - P_{ef}}{IL}, \quad (2)$$

где E — продольное электрическое поле, L — длина проводника в геликоиде, можно получить стационарную вольт-амперную характеристику (ВАХ) геликоида. На рис. 3 представлены ВАХ геликоида, приведенная к одному сверхпроводнику (в плоском витке их 15), а также ВАХ короткого образца одного из сверхпроводников составляющих геликоид, в разных магнитных полях. Верхние точки ВАХ сверхпроводника соответствуют тепловому срыву, а верхняя точка ВАХ геликоида — максимально достижимому току.

Интересным фактом является хорошее совпадение ВАХ геликоида и ВАХ сверхпроводника в магнитном поле с индукцией 1.67 Тл, которое в точности определяет среднюю интегральную по индукции магнитного поля плотность тока в геликоиде. Это совпадение позволяет в дальнейшем при проектировании заменять стационарную ВАХ геликоида на ВАХ короткого образца сверхпроводника. Первая требует длительных дорогостоящих измерений, вторая нет. Правильный выбор рабочего тока в геликоиде диктует необходимость знания стационарной ВАХ геликоида. Например, из ВАХ геликоида видно, что превышение тока 3510 А (234 А на один сверхпроводник и 92% от максимально достижимого тока) приводит к появлению в геликоиде стационарного электрического поля и соответствующих электрических потерь. Так, при токе 3780 А (99% от максимального) мощность потерь составляет значительную величину в 20 кВт/м³. Отсюда следует важный практический вывод: чтобы

избежать больших потерь жидкого гелия при работе геликоида из ниобий-титана, его рабочий ток не должен превышать 92% от максимально достижимого (по-видимому, для ниобий-олова эта цифра должна быть еще ниже).

Потери в динамическом режиме

На рис. 4 представлена зависимость суммарных электрических потерь в геликоиде от величины тока при разных скоростях ввода. Потери практически не зависят от скорости ввода тока. Крайне слабая зависимость объясняется небольшим фоном (6.08 мВт), связанным с теплопритоком по капилляру, который соединяет камеру с измерительным газгольдером.

Интересным вопросом является определение соотношения между потерями в геликоиде и потерями в отдельном композитном сверхпроводнике в аналогичных условиях. Это сравнение характеризует "масштаб массивности" геликоида как сверхпроводящей структуры по отношению к составляющим его отдельным композитным сверхпроводникам. На рис. 5 представлено сравнение зависимости потерь, нормированных на объем сверхпроводящего материала, от индукции магнитного поля для геликоида в собственном поле и композитного сверхпроводника в перпендикулярном, изменяющемся с постоянной скоростью магнитном поле [7]. В отличие от геликоида потери в сверхпроводнике зависят от скорости изменения поля, что связано с твистированием (скручиванием) сверхпроводящих жил. Поэтому чистыми потерями на намагничивание сверхпроводника

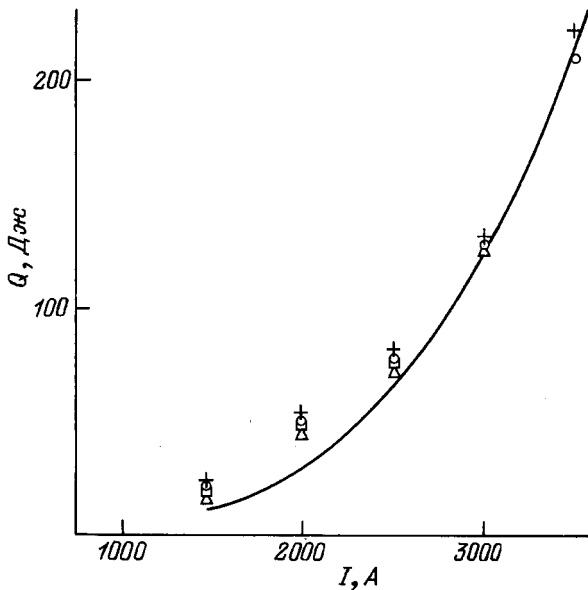


Рис. 4. Зависимость электрических потерь в геликоиде от транспортного тока при разных скоростях ввода. I , А/с: + — 3, o — 9, Δ — 15, □ — 30; сплошная кривая — теория.

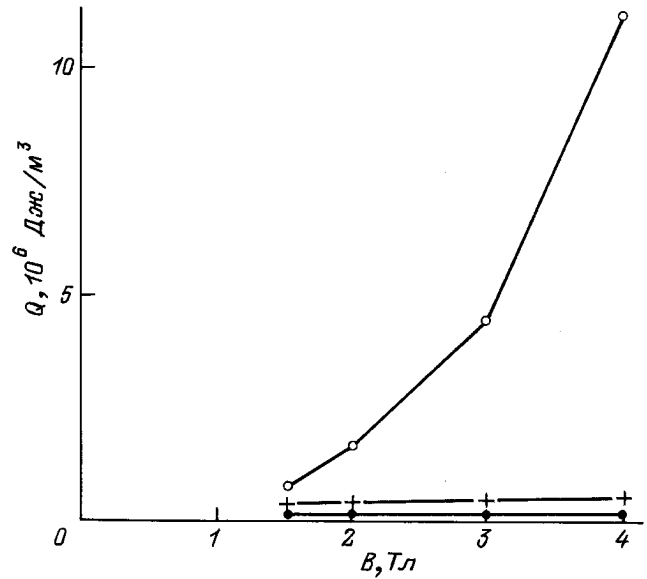


Рис. 5. Зависимость удельных к сверхпроводнику электрических потерь от индукции магнитного поля для геликоида (o) и одиночного сверхпроводника при $\dot{B} = 0.18$ Тл/с +, 0 •.

являются только потери, измеряемые практически с нулевой скоростью ($\dot{B} = 0$). "Масштаб массивности" геликоида можно оценить отношением потерь геликоид/проводник. В области токов, близких к максимальному (90%), это отношение равно 50. Пояснить эту цифру можно таким примером: при вводе тока в геликоид и в обычную сверхпроводящую обмотку с одними и теми же размерами и объемом сверхпроводника потери в геликоиде примерно в 50 раз больше.

Знание зависимости потерь в динамическом режиме от тока $Q(I)$ позволяет реально оценить важнейшую теплофизическую характеристику — коэффициент теплоотдачи с поверхности геликоида h . Как правило, он используется в расчетах как подгоночный параметр. Сравняя $Q(I)$ с зависимостью тока перехода в нормальное состояние от скорости ввода тока $I_q(\dot{I})$ [3], можно определить тепловой поток q с поверхности геликоида S непосредственно перед скачками магнитного потока в геликоиде, приводящими к тепловому срыву (кризису кипения),

$$q = \frac{1}{S} \left(\frac{dQ}{dT} \right) \dot{I}. \tag{3}$$

Оказывается, q не зависит от скорости ввода и является универсальной величиной

$$q = (150 \pm 10) \text{ Вт/м}^2. \tag{4}$$

При малых тепловых напорах коэффициент теплоотдачи является функцией тепловой нагрузки. В монографии [8] на основе большого количества экспериментальных данных для кипения гелия на

металлических поверхностях при атмосферном давлении получено аппроксимирующее соотношение

$$h = 758q^{0.356}. \quad (5)$$

Среднеквадратичные отклонения от (5) не превышают 50%, поэтому, используя (4), получаем интервал, в котором лежит реальное значение h ,

$$h = (4500 \pm 2200) \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}. \quad (6)$$

Теория

Рассмотрим модельное представление геликоида полым бесконечным изотропным цилиндром при вводе в него транспортного тока в азимутальном направлении (рис. 6). В соответствии с "моделью критического состояния" (эмпирический закон, неоднократно подтвержденный в эксперименте) ток в сверхпроводнике протекает либо с критической плотностью, либо с нулевой. Зависимость критической плотности тока j_c от индукции магнитного поля B в композитных сверхпроводниках, составляющих геликоид, хорошо описывается соотношением Кима-Андерсена [9]

$$j_c = \frac{\alpha_c}{B + B^*}, \quad (7)$$

где α_c и B^* — постоянные, $\alpha_c = 9.89 \cdot 10^8 \text{ А} \cdot \text{Тл/м}^2$ (усреднено по сечению геликоида), $B^* = 2.07 \text{ Тл}$.

Запишем второе уравнение Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (8)$$

в цилиндрических координатах с граничным условием на внутреннем радиусе r_1

$$\frac{dB}{dr} = -\mu_0 \frac{\alpha_c}{B + B^*}, \quad B(r_1) = B_0, \quad (9)$$

B_0 — магнитное поле в отверстии геликоида от транспортного тока I .

Необходимо заметить, что ввод транспортного тока в цилиндр (геликоид) в азимутальном направлении

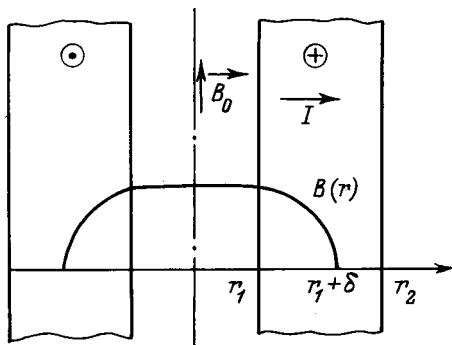


Рис. 6. Модельное представление геликоида бесконечным полым цилиндром.

совершенно аналогичен случаю экранирования толщи цилиндра от изменяющегося с постоянной скоростью магнитного поля в отверстии цилиндра. В этой ситуации транспортный ток становится экранирующим. Решение (9) запишем

$$B(r) = -B^* + (2\mu_0\alpha_c)^{1/2} \left[a - (r - r_1) \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где

$$a = \frac{(B_0 + B^*)^2}{2\mu_0\alpha_c}. \quad (11)$$

Используя (10), можно определить длину проникновения магнитного поля в толщу цилиндра

$$B(r_1 + \delta) = 0, \quad \delta = \frac{B_0(B_0 + 2B^*B_0)}{2\mu_0\alpha_c}. \quad (12)$$

Распределение электрического поля найдем, решив первое уравнение Максвелла,

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\dot{\mathbf{B}} \quad (13)$$

с нулевым граничным условием на длине проникновения магнитного поля (справа от радиуса $(r_1 + \delta)$ тока нет)

$$\frac{dE}{dr} + \frac{E}{r} = -\frac{a^{1/2}\dot{B}_0}{[a - (r - r_1)]^{1/2}}, \quad E(r_1 + \delta) = 0, \quad (14)$$

Его решение

$$E(r) = \frac{2a^{1/2}}{3r} \dot{B}_0 \left[(a + r_1 - r)^{1/2} (2a + 2r_1 + r) - (a - \delta)^{1/2} (2a + 3r_1 + \delta) \right]. \quad (15)$$

Мощность потерь определится интегрированием джоулева тепловыделения

$$\dot{Q} = \int_V j_c E dV. \quad (16)$$

Учитывая осевую и азимутальную однородность

$$\dot{Q} = 2\pi l \int_{r_1}^{r_1+\delta} r j_c(r) E(r) dr, \quad (17)$$

где l — длина реального геликоида.

Раскрывая (17), получаем

$$\dot{Q} = \frac{\pi l r_1 B_0^3 (1 + B^*/B_0) \dot{B}_0}{\mu_0^2 \alpha_c} \left[1 + \frac{2a}{3r_1} + \frac{\delta}{6r_1} \left(1 - \frac{2B^*}{B_0} \right) \right]. \quad (18)$$

Суммарные потери при изменении поля от 0 до B_m

$$Q = \int_t \dot{Q} dt = \int_0^{B_m} \frac{\dot{Q}}{\dot{B}_0} dB_0, \quad (19)$$

$$Q = \frac{\pi l r_1 B_m^4}{4\mu_0^2 \alpha_c} \left(1 + \frac{4B^*}{3B_m} + \frac{15B_m^2}{18\mu_0 \alpha_c r_1} + \frac{13B^* B_m}{15\mu_0 \alpha_c r_1} + \frac{2B^{*2}}{3\mu_0 \alpha_c r_1} \right). \quad (20)$$

Для того чтобы сравнить полученное выражение (20) с экспериментом необходимо задать конкретный коэффициент связи транспортного тока и осевой составляющей поля на обмотке геликоида (на радиусе r_1)

$$B_m = kI. \quad (21)$$

Коэффициент k определяется геометрическими размерами и конструктивными особенностями каждого геликоида. Величина k своя для каждого плоского витка геликоида. Она максимальна в центральной плоскости геликоида и минимальна на его торцевой поверхности. Строго говоря, k в геликоиде зависит и от транспортного тока в отличие от обычных обмоток. Измерения k_{\max} (центр) и k_{\min} (торец) в исследуемом геликоиде для всего диапазона транспортного тока были выполнены в работе [3]. Для примера приведем их значения для трех значений транспортного тока: $I = 1000, 2000, 3000$ А; $k_{\max} = 1.04 \cdot 10^{-3}, 1.15 \cdot 10^{-3}, 1.16 \cdot 10^{-3}$ Тл/А; $k_{\min} = 5 \cdot 10^{-4}, 7.8 \cdot 10^{-4}, 9.7 \cdot 10^{-4}$ Тл/А. Для сравнения теории и эксперимента k определим как среднее между k_{\max} и k_{\min}

$$k = \frac{k_{\max} + k_{\min}}{2}. \quad (22)$$

Используя (20)–(22) и учитывая небольшой фон, получим расчетную зависимость потерь на намагничивание в геликоиде от транспортного тока. Эта зависимость приведена на рис. 4. Видно вполне удовлетворительное согласие эксперимента и расчета, что позволяет впоследствии использовать полученное выражение для потерь на намагничивание в геликоиде при проектировании.

Основные результаты

Измерены электрические потери на намагничивание (гистерезисные) в геликоиде в стационарном и динамическом (ввод тока) режимах. Получена стационарная вольт-амперная характеристика геликоида. Показана возможность ее замены на вольт-амперную характеристику одиночного композитного сверхпроводника из состава геликоида в магнитном поле с индукцией соответствующей среднему интегральному значению критической плотности тока. Из измерений потерь в динамическом режиме сделана реальная оценка коэффициента теплоотдачи в жидкий гелий — важной теплофизической характеристики теории динамической стабильности сверхпроводников.

Из сравнения потерь в геликоиде и сверхпроводнике из его состава определен "масштаб массивности" геликоида как сверхпроводящей структуры. Объединение 15 композитных сверхпроводников в единый плоский виток геликоида увеличивает потери примерно в 50 раз. В геометрическом приближении геликоида бесконечным изотропным полым цилиндром с азимутальным направлением транспортного тока получено выражение для потерь на намагничивание, хорошо описывающее экспериментальные результаты.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 94-02-03562-а).

Список литературы

- [1] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 303. № 6. С. 1366–1370.
- [2] Keilin V.E., Kovalev I.A., Kopeikin N.F. et al. // J. Fus. Energy. 1992. Vol. 11. P. 1–6.
- [3] Ковалев И.А., Круглов С.Л. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 11. С. 150–158.
- [4] Кейлин В.Е., Ковалев И.А., Круглов С.Л. и др. // А.С. СССР. № 1325587.
- [5] Bean C.D. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 8. N 6. P. 250–253.
- [6] Dorofeev G.L., Imenitov A.B., Klimenko E.Yu. // Cryogenics. 1980. Vol. 20. P. 307–312.
- [7] Агапов Ю.П., Дудин В.И. и др. // Препринт ИАЭ. № 2913. 1977. 25 с.
- [8] Кириченко Ю.А., Русанов К.В. Теплообмен в гелии I в условиях свободного движения. Киев: Наукова думка, 1983. 155 с.
- [9] Anderson P.W., Kim Y.B. // Rev. Mod. Phys. 1964. Vol. 36. N 1. P. 39–43.