

## Измерение поперечного сопротивления и вихревых электрических потерь в проводнике типа „кабель-в-оболочке“

© В.Е. Кейлин,<sup>1</sup> И.А. Ковалев,<sup>1</sup> С.Л. Круглов,<sup>1,3</sup> С.А. Лелехов,<sup>2</sup> А.А. Ильин,<sup>1</sup> А.В. Наумов,<sup>1</sup>  
В.И. Щербаков,<sup>1</sup> К.А. Шутов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>2</sup> ИТЭР-Центр,  
123182 Москва, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,  
115409 Москва, Россия

<sup>4</sup> ОАО „ВНИИКП“,  
111024 Москва, Россия

e-mail: naumovandrej.isssph@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 5 сентября 2014. В окончательной редакции 2 марта 2015 г.)

Проводник катушек тороидального поля (ТП) в токамаках при срыве тока плазмы подвержен воздействию импульсного спадающего магнитного поля (ИСМП), параллельного оси проводника. Для изучения устойчивости проводника типа „кабель-в-оболочке“ к ИСМП, был использован новый экспериментальный метод исследования различного вида потерь, основанный на высокой чувствительности температуры и давления газа в замкнутом объеме к подведенной энергии. Метод позволяет достаточно точно измерять гистерезисные потери (при малых скоростях измерения ИСМП) и сумму гистерезисных потерь с потерями на вихревые токи (при больших скоростях изменения ИСМП). Экспериментальная установка для определения поперечного (окружного) сопротивления и измерения потерь была создана в НИЦ КИ. Образец российского Nb<sub>3</sub>Sn проводника катушек ТП Международного экспериментального термоядерного реактора (ИТЭР) подвергался воздействию ИСМП с различными амплитудой и характерным временем. В результате экспериментально определены электромагнитная постоянная времени и удельное поперечное электрическое сопротивление проводника. Рассчитана максимальная температура стрендов при воздействии ИСМП.

### Введение

В соответствии со статистическим анализом работы действующего токамака в ИТЭР (Международный экспериментальный термоядерный реактор) частота срыва тока плазмы — каждый 5–6-й импульс. Необходимым условием для Nb<sub>3</sub>Sn проводника (табл. 1, рис. 1) катушек тороидального поля (ТП) является сохранение сверхпроводящего состояния при таких срывах. При срыве проводник подвергается воздействию импульса спадающего магнитного поля (ИСМП), параллельного оси проводника. Расчетный порог критической температуры перераспределения тока  $T_{cs}$  составляет до 5.7 К. Запас по температуре при рабочей температуре 4.5–4.6 К составляет 1.1–1.2 К. Более того, после 500 s работы с плазмой температурный запас снижается до 0.7–0.8 К из-за нагрева проводника быстрыми нейтронами. Для проводников токамаков T-7 [1], T-15 [2] и SST-1 [3] пороги стабильности были ранее исследованы в ИСМП. В случае быстрого спада тока плазмы в ТП ИТЭР электромагнитная постоянная времени —  $\tau_c = 16$  ms [4] ( $B = B_0 \exp(-t/\tau_c)$ ) и  $B_0 = 2.5$  Т в области максимального поля ТП (12 Т) при токе плазмы 15 МА. Катушки ТП поля ИТЭР заключены в массивные корпуса из нержавеющей стали, электромагнитная постоянная времени которых —  $\tau_s = 300$ –400 ms (в случае монолитного корпуса). Благодаря экранирующему эффекту

корпусов постоянная времени спада поля в проводнике  $\tau_s$  повышается до такого же значения 300–400 ms ( $B = B_0 \exp(-t/\tau_s)$ ), поскольку  $\tau_c \ll \tau_s$ . Вихревые токи нагревают корпус и проводник. Тепло, генерируемое в корпусе, частично отводится циркулирующим в нем гелием, а частично проникает в обмотку. Этот процесс был рассчитан для сценария медленного срыва тока

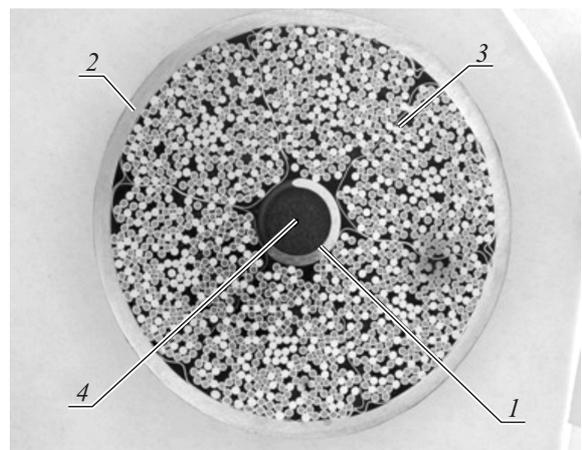


Рис. 1. Сечение проводника до отжига: 1 — центральная спираль, 2 — внешняя оболочка, 3 — пучок проводов и стрендов, 4 — центральный канал.

Таблица 1. Характеристики образца

Внешний диаметр образца	43.7 mm
Внешний диаметр пучка проводов и стрендов	39.7 mm
Внутренний диаметр пучка проводов и стрендов	10 mm
Толщина внешней оболочки из нержавеющей стали	2 mm
Центральная трубка из нержавеющей стали	$\varnothing 10 \times 1$ mm
Количество медных проводов $\varnothing 0.81$ mm, покрытых $2 \mu\text{m}$ слоем хрома	522
Количество сверхпроводящих ( $\text{Nb}_3\text{Sn}$ ) стрендов $\varnothing 0.81$ mm, покрытых $2 \mu\text{m}$ слоем хрома	900
Длина образца	156 mm
Доля свободного пространства для гелия с учетом центрального канала	30%
Схема скручивания проводов и стрендов в пучке	$(2sc + 1Cu) \times 3 \times 5(5 + 1Cu) \times 6$
Коэффициент укрутки	1.042
Рабочий ток в поле $B = 12$ T	78 kA

плазмы —  $\tau_s = 700$  ms в работе [5]. Тепло, генерируемое непосредственно в проводнике при быстром сценарии, может заметно нагреть сверхпроводящие стренды пучка. В настоящей работе исследован процесс нагрева проводника катушек ТП вихревыми электрическими токами при ИСМП разной амплитуды и времени спада.

## Цели работы

1. Экспериментальное определение электромагнитной постоянной времени и поперечного (окружного) удельного электрического сопротивления проводника в зависимости от температуры.

2. Экспериментальное определение энергии, генерируемой внутри образца, подверженного воздействию ИСМП.

3. Верификация пакета программ СИСС4, предназначенного для расчета энергии, температуры стрендов и гелия внутри проводника типа „кабель-в-оболочке“ (английская аббревиатура СИСС — cable-in-conduit-conductor), подверженного воздействию ИСМП.

4. Расчетное исследование максимальной температуры проводника в зависимости от амплитуды ИСМП и электромагнитной постоянной времени.

Конечным результатом данного экспериментально-расчетного исследования является ответ на вопрос: „Превысит ли максимальная температура нагрева стренда температуру перераспределения токов  $T_{cs}$  при воздействии ИСМП“.

## Методика эксперимента. Установка и образец

В результате наших расчетов [6] и экспериментальных [2] исследований циркуляционных проводников на

основе кабелей были обнаружены некоторые интересные особенности, в частности:

1) потери от вихревых токов являются основными, если импульсное магнитное поле параллельно оси проводника,

2) коэффициент теплоотдачи не зависит от расхода хладагента в импульсных режимах работы (нестационарный режим теплоотдачи),

3) процесс нагрева гелия, находящегося в пустотах проводника, близок к изохорическому ( $V = \text{const}$ ).

Эти особенности позволили создать простую и дешевую установку.

### А. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Используемая экспериментальная методика основана на высокой чувствительности давления и температуры газа в замкнутом объеме к подведенной к нему энергии.

Измеряя увеличение давления и/или температуры гелия в замкнутом образце СИСС при ИСМП можно

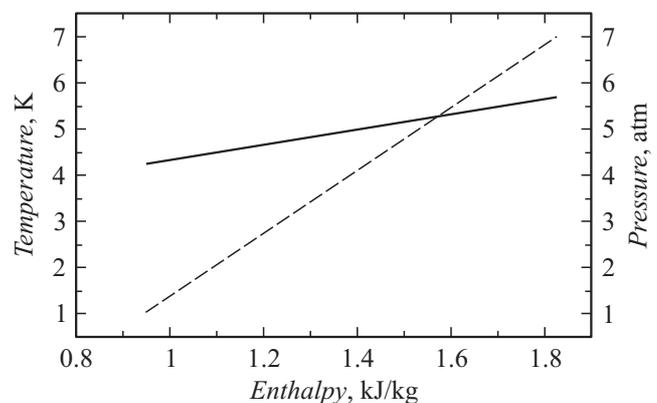
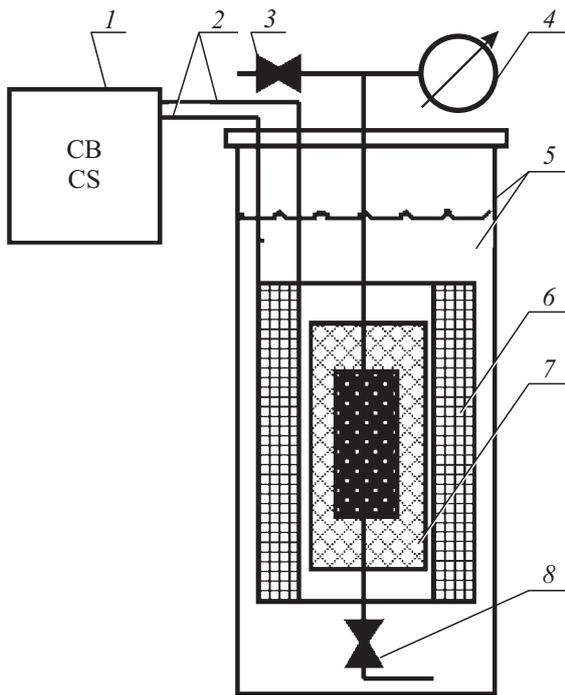


Рис. 2. Зависимости давления (штриховая линия) и температуры (сплошная линия) в замкнутом объеме от подведенной извне энергии.



**Рис. 3.** Схематическое изображение экспериментальной установки: 1 — конденсаторная батарея или источник питания, 2 — токовые вводы, 3 — выпускной вентиль, 4 — электронный манометр, 5 — криостат с жидким гелием, 6 — сверхпроводящий соленоид, 7 — термоизоляция образца, 8 — напускной вентиль.

достаточно точно определить величину подведенной энергии — электрических потерь от вихревых экранирующих токов (рис. 2) [7].

#### Б. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схематическое изображение экспериментальной установки представлено на рис. 3. Образец, окруженный термоизоляцией, помещен коаксиально внутри сверхпроводящего соленоида. В зависимости от целей эксперимента соленоид запитывается либо от конденсаторной батареи, либо от источника тока. Напуск холодного и выпуск теплого газа в замкнутый объем внутри образца осуществляется при помощи вентиля. Все элементы установки погружены в криостат с жидким гелием. Установка оснащена электронным манометром, термометром, датчиками Холла и системой сбора и обработки данных. Методика обработки экспериментальных данных описана ниже.

Схематическое изображение и фотография образца представлены на рис. 4, А и В.

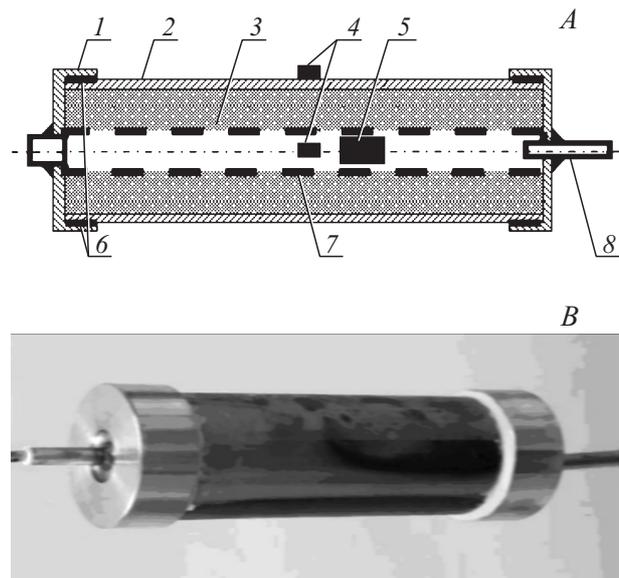
Чтобы каналы для хладагента в образце СИСС свободно заполнялись жидким гелием, между пробками и торцами пучка проводов предусмотрены торцевые зазоры 1.2 мм. Диффузионный отжиг выполнен в соответствии с требованиями ИТЭР для проводника ТП. Предварительным электромагнитным нагружением образец не подвергался. Термометр и датчики Холла размещены внутри центральной спирали и снаружи образца. Резьба

на оболочке и внутри пробок заполнялась криогенным клеем, после чего детали герметично соединялись. Последней операцией было нанесение термоизоляции на образец. Образец теплоизолировался, для чего он помещался в пластиковый контейнер, который заполнялся специальной пеной. После отверждения пены контейнер удалялся.

### Порядок проведения и результаты экспериментов

#### А. ПОПЕРЕЧНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРОВОДНИКА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Первая серия экспериментов была предпринята для определения важной характеристики проводника — удельного поперечного сопротивления  $\rho_{\perp}$ . Рассчитать ее из-за множества неопределенных факторов, появляющихся в процессе изготовления проводника, практически не представляется возможным. Она необходима, в первую очередь, для определения энергии потерь, для расчета максимальной температуры проводника при ИСМП, а также характерного электромагнитного времени кабеля в поперечном направлении. Эксперименты заключались в измерении разницы  $\Delta B$  индукции магнитного поля вне и внутри образца (рис. 4) при разряде батареи конденсаторов на соленоид внешнего поля при разных температурах образца (77, 21, 4.2 К). Характеристики колебательного контура сведены в табл. 2. Зависимость  $\Delta B$  от времени в разрядах при трех разных температурах приведены на рис. 5. Существование  $\Delta B$  обусловлено экранирующим эффектом вихревых кольцевых токов, наводящихся в проводнике при разряде. Легко

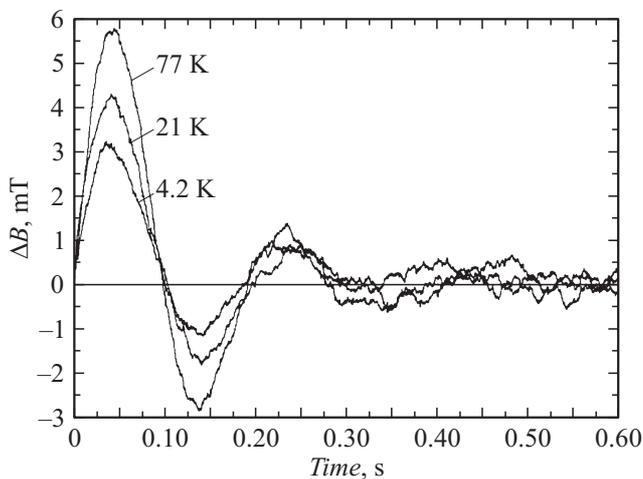


**Рис. 4.** А) продольное сечение образца: 1 — герметичные пробки, 2 — оболочка, 3 — кабель, 4 — датчики Холла, 5 — термометр, 6 — резьба, заполненная клеем, 7 — центральная спираль, 8 — капиллярная трубка к электронному манометру. В) фотография образца.

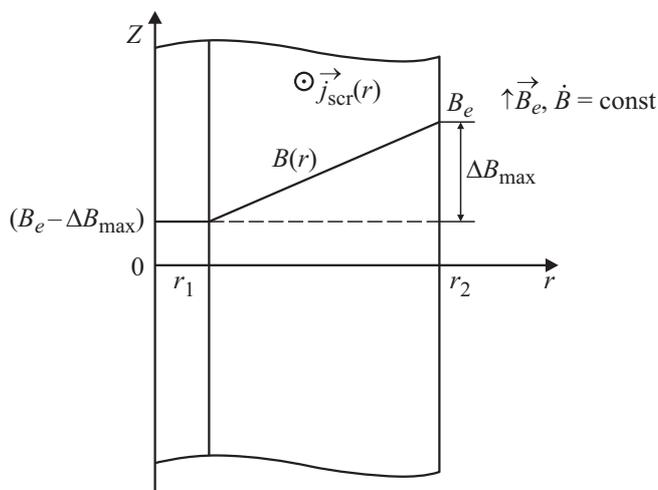
связать  $\Delta B$  с  $\rho_{\perp}$  в модели проводника как бесконечного полого цилиндра во внешнем, изменяющемся с постоянной скоростью поле (стационарная задача).

Поскольку характерное электромагнитное время проводника в поперечном направлении (время установления или затухания экранирующих токов) заведомо меньше 10 ms, а время первой полуволны разряда 50 ms, вполне оправдано усреднение по времени скорости роста поля в 1-й полуволне (рис. 5), что сводит задачу к стационарной. Кроме усреднения по времени необходимо усреднение по длине образца с учетом неоднородности внешнего магнитного поля ( $-13.5\%$  на концах по отношению к центру).

Используемая модель проводника представлена на рис. 6, где  $r_{1,2}$  — внутренний и внешний радиусы пучка сверхпроводящих стрендов и медных проводов,



**Рис. 5.** Разница в показаниях датчиков Холла (волна с самой высокой амплитудой соответствует 4.2 К, со средней — 21 К и с самой маленькой — 77 К).



**Рис. 6.** Модель проводника как изотропного бесконечного полого цилиндра во внешнем поле, изменяющемся с постоянной скоростью.

**Таблица 2.** Характеристики колебательного контура

Сопротивление	12.7 Ω
Емкость	1.18 mF
Индуктивность соленоида	0.83 H
Частота	5 Hz
Характерное время затухания	0.13 s
Напряжение на емкости	400 V
Максимальный ток	10.34 A
Средняя скорость нарастания магнитного поля соленоида в первой полуволне колебаний	4.86 T/s
Коэффициент поле/ток	19.2 mT/A

$B_e$  — внешнее магнитное поле,  $\Delta B_{\max}$  — разность индукций внешнего и внутреннего магнитных полей в образце (измеряемая в экспериментах амплитуда  $\Delta B$  в 1-й полуволне электромагнитных колебаний при разряде (рис. 5));  $\dot{B}$  — скорость нарастания магнитного поля, усредненная по длине образца и по времени в 1-й полуволне при разряде (табл. 2, рис. 5);  $j_{\text{scr}}$  — плотность экранирующих (вихревых) токов.

Радиальное распределение электрического поля найдем, решив первое уравнение Максвелла в интегральной форме:

$$\oint_L (\mathbf{E} d\mathbf{l}) = -\dot{\phi}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  — напряженность вихревого электрического поля,  $L$  — замкнутый проводящий контур в толще проводника,  $\dot{\phi}$  — скорость изменения магнитного потока (в нашем случае  $\dot{\phi} = \pi r^2 \dot{B}$ ).

Его решение

$$E(r) = -\dot{B}r/2 \quad (2)$$

(знак минус означает проекцию вектора  $\mathbf{E}$  на единичный вектор угла  $\phi_{\perp}$ , который имеет противоположное направление).

Соответствующее радиальное распределение плотности экранирующих токов определяем из закона Ома (материальное уравнение)

$$\mathbf{E} = \rho_{\perp} \mathbf{j}_{\text{scr}}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_{\text{scr}}(r) = r\dot{B}/2\rho_{\perp}, \quad (4)$$

где  $\rho_{\perp}$  — поперечное (окружное) удельное электрическое сопротивление.

Чтобы найти  $\Delta B_{\max}$ , измеряемую экспериментально, а затем важнейшую характеристику проводника  $\rho_{\perp}$ , необходимо решить второе уравнение Максвелла

$$\begin{cases} \text{rot} \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}_{\text{scr}}, \\ B(r_2) = B_e. \end{cases} \quad (5)$$

**Таблица 3.** Зависимость поперечного удельного электрического сопротивления от температуры

Температура, К	Сопротивление, $\Omega \cdot m$
77	$17.4 \cdot 10^{-8}$
21	$12.9 \cdot 10^{-8}$
4.22	$9.7 \cdot 10^{-8}$

**Таблица 4.** Характеристики разрядов

$B, T$	$\tau, s$	$\dot{B}, T/s$	$B^2/2\tau, T^2/s$	$\Delta T, K$	$\Delta P, atm$
3.044	5.38	0.566	0.86	0.014	$\sim 0$
3.118	1.6	1.95	3.035	0.083	0.07
3.654	1.55	2.3	4.1	0.09	0.15
2.5	0.42	5.95	7.44	0.13	0.35
3.489	0.54	6.46	11.27	0.28	0.492
4.195	0.4	10.49	22	0.5	0.89
4.121	0.35	11.77	24.26	0.55	0.94
5.398	0.235	23	62	0.97	3.3

В цилиндрической системе координат с использованием выражения (4) получаем решение

$$B(r) = B_e - \frac{\mu_0 \dot{B}}{4\rho_{\perp}}(r_2^2 - r^2). \quad (6)$$

Отсюда находим  $\Delta B_{\max}, \rho_{\perp}$  и характерное электромагнитное время проводника в поперечном направлении  $\tau_{\perp}$ :

$$\Delta B_{\max} = B_e - B(r_1) = \frac{\mu_0 \dot{B}}{4\rho_{\perp}}(r_2^2 - r_1^2), \quad (7)$$

$$\begin{cases} \rho_{\perp} = \frac{\mu_0 \dot{B}(r_2^2 - r_1^2)}{4\Delta B_{\max}}, \\ \tau_{\perp} = \frac{\mu_0(r_2 - r_1)^2}{\rho_{\perp}}. \end{cases} \quad (8)$$

Результаты экспериментального исследования представлены в табл. 3.

Экранирующий эффект кабеля незначителен и соответственно характерное электромагнитное время проводника —  $\tau_{\perp}$  при  $T = 4.22 K$  составляет всего 5 ms.

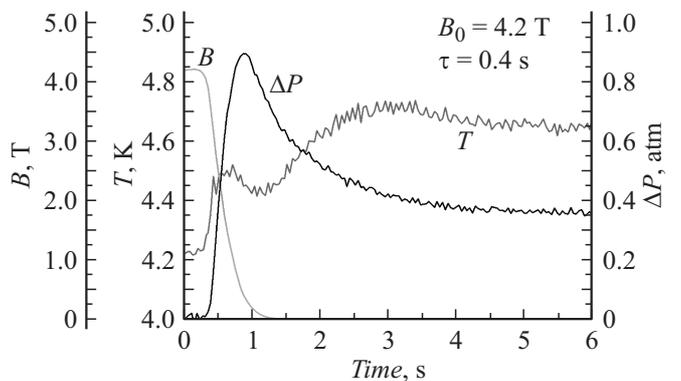
**Б. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ВНУТРИ ОБРАЗЦА**

Методика эксперимента заключается в следующем: в сверхпроводящий соленоид внешнего параллельного поля вводится ток от источника питания, после чего обмотка разряжается на сопротивление с постоянной времени  $\tau$ . Перед разрядом образец через напускной вентиль (рис. 3) заполнялся жидким гелием, после чего вентили 8 и 3 закрывались. Во время разряда записывались следующие величины: индукция магнитного поля в центре образца, температура и давление гелия в центральном канале образца. Типичные временные диаграммы этих величин при ИСМП представлены на

рис. 7. Независимо от скоростей разрядов (0.57–23 T/s) картина временного хода этих характеристик (поле, давление и температура) была одинакова. Различались лишь значения максимумов давления и температуры.

Отличие в поведении временных зависимостей давления и температуры гелия в объеме образца, которые должны были иметь одинаковый ход со временем в соответствии с законом Шарля (одновременные увеличения или уменьшения), объясняется особенностями экспериментального образца. Система измерения давления в образце включает дополнительный к образцу паразитный объем (объем капиллярной трубки до манометра плюс объем его резервуара), у которого характерное тепловое время — время выравнивания температуры по сечению ( $\sim 0.1 s$ ) — существенно меньше характерного теплового времени образца ( $\sim 2 s$ ) и его теплоизоляции ( $\sim 6 s$ ). Поэтому у паразитного объема теплообмен с окружающим холодным гелием начинается существенно раньше, чем у образца с теплоизоляцией, что приводит к быстрому снижению давления гелия в образце (в отличие от температуры). Поэтому в дальнейшем для расчета поглощенной тепловой энергии гелием использовался максимальный рост температуры (рис. 2). Наличие у временной зависимости показаний термометра в центре образца (температуры гелия) двух максимумов, по всей вероятности, объясняется неоднородностью магнитного поля внешнего соленоида по длине образца ( $-13.5\%$ ). При разряде в центре образца тепла выделяется больше, чем на его концах. Поэтому при конвективном перемешивании гелия в центральной трубе до момента выравнивания температуры по длине образца происходит уменьшение температуры гелия в центре образца. Таким образом, появляется 1-й максимум на временной диаграмме показаний термометра.

Характерные величины всех разрядов: магнитное поле  $B$ , постоянная времени разряда  $\tau$ , средняя скорость спада поля, тепловая нагрузка  $B_0^2/2\tau$  при экспоненциальном уменьшении поля ( $\int_0^{\infty} \dot{B}^2(t) dt$  — величина,



**Рис. 7.** Типичная зависимость температуры и давления гелия в центре образца при воздействии ИСМП ( $B_0 = 4.2 T, \tau = 0.4 s$ ).

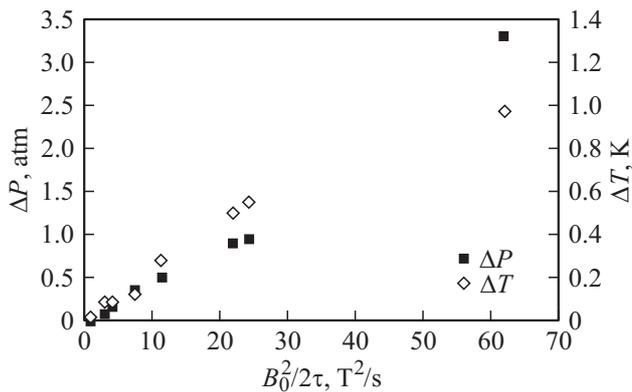


Рис. 8. Зависимость роста давления ■ и увеличения температуры гелия ◇ в образце от тепловой нагрузки (экспериментальные результаты).

определяющая потери энергии на вихревые токи), максимальный нагрев гелия, рост давления сведены в табл. 4.

На рис. 8 приведены зависимости максимального нагрева гелия (вторые максимумы см. рис. 7) и роста давления в объеме образца от тепловой нагрузки при разрядах соленоида внешнего поля.

## Результаты расчетов

Пакет программ СИСС4, описанный в [6], использовался для определения температуры гелия в образце, которая измерялась в экспериментах, а также температуры пучка проводов и стрендов во время воздействия ИСМП. В расчетах использовалось экспериментально определенное удельное поперечное (окружное) сопротивление пучка скрученных проводов ( $\rho_{\perp} = 9.65 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{m}$ ). Учитывались только вихревые электрические потери как в пучке, так и в отдельных сверхпроводящих стрендах и медных проводах. Расчетные оценки и анализ экспериментальных данных показали, что гистерезисные потери в волокнах сверхпроводящего материала ничтожно малы ( $\sim 0.1\%$  от вихревых).

На рис. 9 представлено сравнение экспериментальных и расчетных данных по росту температуры гелия в центре образца от тепловой нагрузки при ИСМП. Видно хорошее совпадение. В экспериментах измерялась только температура гелия, а не температура проводов. В работе [6] показано, что разница между температурами стрендов и гелия может быть значительной.

В качестве примера на рис. 10 приведены результаты расчета температур проводов и гелия в зависимости от времени при  $B_0 = 4.12 \text{ T}$  и  $\tau = 0.35 \text{ s}$ . Максимальная температура нагрева проводов сильно зависит от реальной электромагнитной постоянной времени (ЭПВ) корпуса. В соответствии с нашим предыдущим опытом ЭПВ электромагнитного экрана Т-7 и корпусов Т-15 были значительно меньше (в 3–4 раза), чем для монолитной

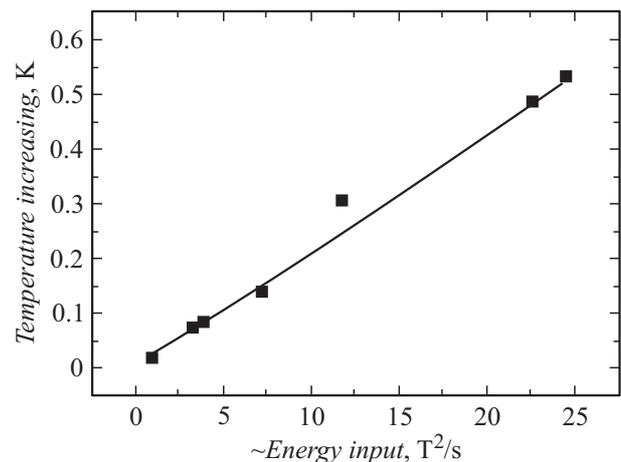


Рис. 9. Увеличение температуры гелия в образце в зависимости от тепловой нагрузки  $B_0^2/2\tau$  (квадратные символы — эксперимент, сплошная линия — расчет).

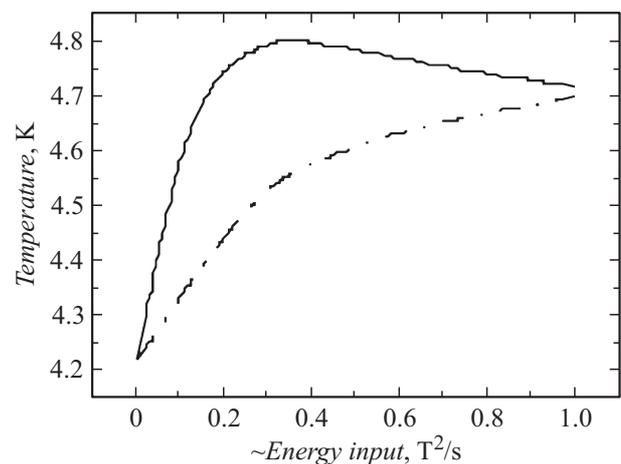


Рис. 10. Температуры стрендов (сплошная) и гелия (штрихпунктир) в зависимости от времени.

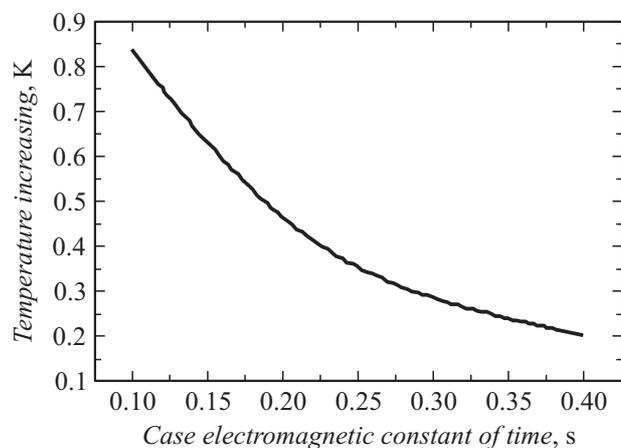


Рис. 11. Максимальное увеличение температуры проводов в зависимости от характерной электромагнитной постоянной времени корпуса ( $B_0 = 2.5 \text{ T}$ ).

конструкции. Обе конструкции состояли из двух частей и плотно соединены при помощи болтов.

Тип соединения для ИТЭР ТП корпусов не определен до сих пор. Поэтому полезно рассчитать зависимость максимальной температуры нагрева стрендов —  $\Delta T_m$  от ЭПВ корпуса. Результаты расчетов  $\Delta T_m(\tau_c)$  при  $B_0 = 2.5 \text{ Т}$  показаны на рис. 11.

Очевидно, что максимальная температура проводника в процессе срыва тока плазмы может превысить температуру распределения токов —  $T_{cs}$ , если ЭПВ корпуса меньше, чем 100 ms.

Интересным вопросом является соотношение вихревых электрических потерь энергии в пучке проводов как в целом, так и в отдельных сверхпроводящих стрендах и медных проводах, составляющих пучок. Поскольку характерные электромагнитные времена пучка проводов (5 ms), сверхпроводящего Nb<sub>3</sub>Sn-стренда (0.15 ms) и медного провода (1 ms) существенно меньше, чем времена ИСМП (0.2–5 s), то собственными магнитными полями вихревых токов в них можно пренебречь. Тогда в моделях бесконечных полого (пучок, Nb<sub>3</sub>Sn-провод) и сплошного (медный провод) цилиндров, находящихся во внешнем изменяющемся во времени магнитном поле, параллельном оси цилиндров, тепло от потерь описывается простыми соотношениями [8]

$$Q = \frac{\pi(r_2^2 - r_1^2)}{8\rho} \int_0^\infty \dot{B}^2(t) dt \text{ [J/m]}, \quad (9)$$

где для пучка проводов и стрендов  $r_2$  и  $r_1$  — внешний и внутренний радиусы пучка,  $\rho = \rho_\perp$  — удельное электрическое поперечное (окружное) сопротивление, определенное экспериментально ( $\rho_\perp = 9.65 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{м}$ ); для сверхпроводящего Nb<sub>3</sub>Sn-провода  $r_2$  и  $r_1$  — внешний и внутренний радиусы стабилизирующей медной оболочки,  $\rho$  — сопротивление оболочки, для медного провода  $r_2$  — радиус провода ( $r_1 = 0$ ),  $\rho$  — сопротивление провода.

При экспоненциальном спаде  $B_i = B_0 \exp(-t/\tau)$ :

$$\int_0^\infty B_i^2(t) dt = B_0^2/2\tau \quad (10)$$

где  $B_0$  — максимальное значение внешнего поля,  $\tau$  — характерное время разряда.

Поэтому соотношение (9) преобразуется к виду

$$Q = \frac{\pi(r_2^2 - r_1^2)}{8\rho} \left( \frac{B_0^2}{2\tau} \right) \text{ [J/m]}. \quad (11)$$

На рис. 12 сопоставлены экспериментальная и расчетная зависимости для удельного тепловыделения от вихревых электрических потерь ( $B_0^2/2\tau$ ). Экспериментальные значения определялись суммой поглощенной гелием в образце энергии, вычисляемой по экспериментальному значению его нагрева  $\Delta T$  с учетом температурной зависимости энтальпии гелия при изохорическом

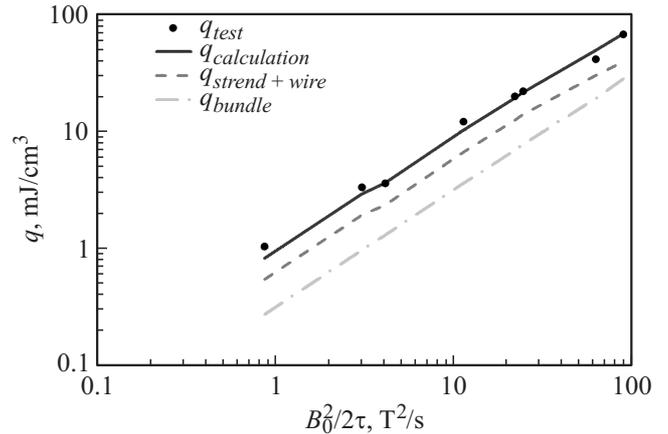


Рис. 12. Зависимость удельного тепла  $q$  (мДж/см<sup>3</sup>) в проводнике от тепловой нагрузки.

процессе (рис. 2) и разности энтальпии металла образца перед ИСМП и после него

$$q_{\text{exp}} = \frac{\Delta H m}{V} + \sum_{i=1}^3 \int_{T_0}^{T_0+\Delta T} x_i c_i(T) dT, \quad (12)$$

где  $\Delta H$  — разность энтальпий гелия от  $T_0$  до  $(T_0 + \Delta T)$  ( $T_0 = 4.22 \text{ К}$ ),  $m$  — масса гелия в образце ( $m = 13.125 \text{ г}$ ),  $V$  — объем образца ( $V = 234 \text{ см}^3$ ),  $x_i$  — объемные доли нержавеющей стали, меди, сверхпроводника Nb<sub>3</sub>Sn,  $c_i$  — температурные зависимости теплоемкостей, составляющих металл образца.

Второе слагаемое (тепло в металле) в (12) по отношению к первому (тепло в гелии) в зависимости от тепловой нагрузки составляет 23–24%. Такое высокое значение обусловлено значительной долей нержавеющей стали в металле образца (~ 46% с учетом крышек) и ее высокой теплоемкостью (в 17 раз выше, чем у меди при 4.2 К). Расчеты показали интересную особенность: суммарные вихревые потери в отдельных стрендах и проводах выше потерь в их скрученном пучке примерно в 1.8 раза, что обусловлено высоким электрическим поперечным (окружным) сопротивлением пучка как целого (в 600 раз выше, чем у меди образца при  $B = 0$  и  $T = 4.2 \text{ К}$ ).

## Заключение

В экспериментах по исследованию экранировки образцом колебаний магнитного поля при разряде батареи конденсаторов на соленоид внешнего поля рассчитаны значения удельного электрического поперечного (окружного) сопротивления при температурах 77, 21 и 4.2 К. При  $T = 4.2 \text{ К}$  получено очень высокое значение  $\rho_\perp = 9.65 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{м}$  (сопротивление чистого хрома при этой температуре равно  $5.5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{м}$ ). При таком большом значении  $\rho_\perp$  характерная электромагнитная

постоянная времени мала ( $\tau_{\perp} = 5$  ms). Это означает, что экранирование ИСМП от срыва тока плазмы в ИТЭР будет сильно ослаблено и будет осуществляться на уровне отдельных медных проводов и сверхпроводящих стрендов с гораздо меньшей интенсивностью.

В работе был также исследован процесс нагрева проводника катушек ТП вихревыми электрическими потерями при ИСМП разной амплитуды и времени. Определенная полная энергия, генерируемая в оболочке, стрендах и проводах в процессе срыва тока плазмы ( $B_0 = 2.5$  Т,  $\tau_c = 400$  ms), достаточно мала  $\sim 7$  мДж/см<sup>3</sup> (нормировка на объем образца). Расчеты роста температуры гелия в образце при разных ИСМП хорошо согласуются с экспериментальными данными. Это позволило рассчитать максимальное увеличение температуры стрендов —  $\Delta T_m = 0.2$  К ( $\tau_c = 400$  ms). Определено также минимальное значение электромагнитной постоянной времени корпусов катушек ТП в  $\tau_c = 100$  ms, при котором в процессе срыва тока плазмы ( $B_0 = 2.5$  Т) максимальная температура стрендов может превысить температуру перераспределения тока  $T_{cs} = 5.7$  К.

## Список литературы

- [1] Chernoplekov N.A. Superconducting magnet systems for tokamaks / Moscow, IzdAt, 1997. P. 15.
- [2] Anashkin I. et al. // Atomic Energy, 1984. Vol. 57. P. 401–404.
- [3] Keilin V. et al. // IEEE Trans On Appl. Superconductivity. 2002. Vol. 12. N 1. P. 567–570.
- [4] Sugihara M. // Nucl. Fusion. 2007. Vol. 47. P. 337–352
- [5] Bassette D. // IEEE Trans On Appl. Superconductivity. 2006. Vol. 16. N 2. P. 795–798.
- [6] Lelekhov S. // Cryogenics. 2006. Vol. 46. N 1. P. 1–8
- [7] NBS TECHNICAL NOTE 631. Thermophysical properties of Helium -4 from 2 to 1500K with pressure to 1000 Atmospheres issued November. 1972.
- [8] Трохачев Г.В. Сводка формул для расчета экранирования и потерь энергии на вихревые токи в проводящих телах различной геометрической формы. Препринт НИИЭФА П-Б-0428. 1973. Ленинград,