

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

IFVE - ОУНК - 89 - 213

ИФВЭ 89-213

ОУНК, Омск

А. Г. Абрамов, А. И. Агеев, А. Б. Балухов,
Ю. Г. Божко, А. Г. Дайковский, А. В. Жирнов,
А. В. Тарасов

РАСЧЕТ ТРЕХМЕРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ
И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ
В СП-ДИПОЛЕ УНК ПРИ ЕГО ЗАХОЛАЖИВАНИИ

Серпухов 1989

Аннотация

Абрамов А.Г. и др. Расчет трехмерных температурных полей и термомеханических напряжений в СП - диполе УНК при его захолаживании: Препринт ИФВЭ 89-213. - Серпухов, 1989.-12 с., 6 рис., библиогр.: 9.

Представлена методика численного расчета трехмерных нестационарных температурных полей в СП-диполе УНК при его захолаживании от температуры 290 до 4,5 К. В основу методики положены одномерные уравнения для газа и двумерное уравнение теплопроводности для поперечного сечения диполя, записанное с учетом взаимосвязи элементов вдоль продольной оси. По температурным распределениям определялись термомеханические напряжения в трубах гелиевого криостата.

Проводится сопоставление результатов расчета с экспериментальными данными.

Abstract

Abramov A.G. et al. On calculation of 3-Dimensional Temperature Fields and Thermomechanical Stresses in the UNK SC-Dipole under Its Cool-Down: IHER Preprint 89-213. Serpukhov, 1989.- p. 12, figs. 6, refs.: 9.

The computational method is presented for the 3-dimensional nonstationary temperature field in the UNK SC-dipole during its cool-down from 290 to 4.5 K. The method uses 1-dimensional equations for gas and a 2-dimensional heat conductivity equation for the dipole cross-section. The latter equation takes into account the interplay between the elements along the longitudinal axis. The temperature distributions were used in determining the thermomechanical stresses in the helium cryostate tubes.

The computational results are compared with experimental data.

Анализ процессов захлаживания и отогрева сверхпроводящих (СП) магнитов ускорительно - накопительного комплекса (УНК) ИФВЭ ранее осуществлялся с помощью раздельного изучения продольных и поперечных тепловых процессов^{1,2}. Такой подход был обоснован благодаря тому, что продольные и поперечные тепловые процессы в плече из 110 СП-магнитов существенно отличались по продолжительности. Однако при анализе работы системы криогенного обеспечения стенда серийной калибровки СП-магнитов УНК необходимо рассчитывать процессы захлаживания и отогрева одиночного диполя, когда продольные и поперечные тепловые процессы становятся соизмеримыми по времени. Кроме того, при реализации этих режимов в трубах гелиевого криостата развиваются термомеханические напряжения, обусловленные появляющимися температурными градиентами. Величины этих напряжений могут превысить допустимые, что, в свою очередь, приведет к разрушению криостата.

В данной работе представлена методика расчета трехмерных нестационарных температурных полей и механических напряжений в СП-диполе УНК в режимах захлаживания и отогрева.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Температурное поле в твердом теле при отсутствии источников тепловыделений описывается в общем виде уравнением^{1,2}

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \text{div}(\lambda \text{ grad } T), \quad (1)$$

где ρ и c - плотность и теплоемкость материала; λ - коэффициент теплопроводности; T - температура; τ - время.

Тепловые процессы в элементах конструкции СП-диполя и конвективный теплообмен в каналах охлаждения (рис.1) взаимосвязаны: граничные условия на стенках каналов заранее неизвестны и зависят как от режима течения хладагента, так и от теплофизических свойств стенки. Таким образом, совместно с уравнением теплопроводности (1) должны рассматриваться уравнения энергии, движения и неразрывности потоков. При этом необходимо также учесть, что потоки гелия в обводных и центральном каналах имеют гидравлическую связь: на входе и выходе каналов потоки объединяются (рис.2), а по трубам двухфазного потока может направляться гелий, который будет теплообмениваться с гелием в обводных каналах.

Ранее выполнявшийся анализ^{1,2} тепловых процессов в СП-диполе показал, что продольный тепловой поток существенно меньше поперечного. Это обусловлено тем, что бандаж обмотки и магнитное ярмо (рис.1) набираются из пластин небольшой толщины - около 3 мм.

Тогда естественно предположить, что для уравнения (1) будет справедливо соотношение

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right] + \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] \gg \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right], \quad (2)$$

где z - продольная координата.

Правая часть уравнения (2) есть изменение плотности теплового потока вдоль z -координаты для элементарного объема

$$\frac{\partial}{\partial z} q_z = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) = f. \quad (3)$$

Принимая f в качестве объемного источника тепловыделений и с учетом (2) уравнение (1) теперь запишется в виде

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + f. \quad (4)$$

СП-дипольный магнит УНК в продольном направлении можно представить как совокупность k участков единичной длины, а взаимосвязь соседних вдоль оси z участков учесть через источниковый член f . Таким образом, нет необходимости решать трехмерное уравнение в чистом виде и задача определения нестационарных температурных полей в СП-магните сводится к совместному решению одномерных уравнений энергии, движения и неразрывности для газа

$$\frac{\partial T_{\alpha j}}{\partial z} = \frac{\alpha_j}{G_j C_{p j}} \int_{\Omega_j} [T(\Omega_j) - T_{\alpha j}] d\Omega,$$

$$\frac{\partial P_j}{\partial z} = -\xi_j \frac{\rho_{\alpha j} W_j^2}{2d_{\alpha j}}$$

$$G_j = \rho_{\alpha j} W_j f_{\alpha j}.$$

и уравнения (4). Здесь: Ω - теплоотдающий периметр j -го канала, P - давление, α - коэффициент теплоотдачи; G , w и C_p - расход, скорость и теплоемкость хладагента; d_{α} - эквивалентный диаметр; ξ - коэффициент трения; f_{α} - площадь поперечного сечения канала охлаждения.

Граничные условия:

на поверхности каналов охлаждения

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} \Big|_{\alpha j} = -\alpha_j (T - T_{\alpha j});$$

на торцах магнита

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\alpha_0 (T - T_{\alpha вх}),$$

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} = \alpha_L (T - T_{\alpha вых}),$$

где L - длина магнита, $T_{\alpha вх}$ и $T_{\alpha вых}$ - температуры газа на входе и выходе магнита. На поверхности гелиевой обечайки и на внутренней поверхности апертурной трубы

$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = 0.$$

Необходимо также записать условие сопряжения температурных полей для термических сопротивлений в поперечном направлении:

$$\lambda \frac{\partial T^-}{\partial n} = \lambda \frac{\partial T^+}{\partial n} = \frac{1}{R} [T^+ - T^-],$$

где $R = \lambda_0(T_0) / \delta$ - проводимость, δ - толщина термического сопротивления.

Для уравнений энергии, движения и неразрывности начальные условия на каждом шаге по времени могут переопределяться, поэтому их удобно задать в виде функций от времени:

$$T_{\text{ож}}(0, \tau) = T_{\text{ож}}(\tau),$$

$$P_j(0, \tau) = P_{\text{ож}}(\tau),$$

$$G_{\Sigma}(0, \tau) = G_{\Sigma}(\tau),$$

где G_{Σ} – общий расход хладагента через магнит.

Для учета гидравлической связи между каналами охлаждения необходимо записать также уравнения баланса расходов:

$$G_{\Sigma}(\tau) = \sum_{j=1}^n G_j(\tau)$$

и равенства потерь на трение:

$$\Delta P_j(\tau) = \Delta P_{j+1}(\tau).$$

Коэффициент теплоотдачи к хладагенту при критерии Рейнольдса $Re > 7000$ определяется по зависимости [2]

$$\alpha = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \frac{\lambda_{\text{ж}}}{d_{\text{ж}}} C_{\Phi} C_L C_T,$$

где Pr – критерий Прандтля;

$$C_{\Phi} = 1 - 0.45 / [(2.4 + Pr) (r_1 / r_2)]^{0.4} -$$

коэффициент формы канала; r_1 и r_2 – радиусы внутренней и наружной поверхности канала;

$$C_L = 0.86 + 0.54 \left(\frac{d_{\text{ж}}}{z}\right)^{0.4} \left[1 + 0.48 \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{0.37}\right] -$$

коэффициент, учитывающий теплообмен на начальном участке;

$$C_T = \left(\frac{T_{\text{ж}}}{T}\right)^{0.57} - \text{температурный коэффициент.}$$

При $Re < 7000$ в переходной и ламинарной областях надежных данных для нашего случая нет. Поэтому при выполнении расчетов нами учитывались также результаты экспериментального моделирования на полномасштабном СП-диполе, оснащенный температурными датчиками.

Коэффициенты трения в каналах охлаждения определялись по известным зависимостям^{'3'}:

$$\bar{\xi} = \frac{1}{(1.82 \lg Re - 1.64)^2} - \text{ для гладких труб и}$$

$$\bar{\xi} = 0.1 (1.46 \bar{\Delta} + 100/Re)^{0.25} - \text{ для шероховатых каналов,}$$

где $\bar{\Delta}$ - относительная шероховатость стенок.

Теплофизические свойства гелия вычислялись с помощью пакета подпрограмм HEL^{'4'}.

Расчет термических напряжений в трубах криостата выполнялся по формуле

$$\sigma_z = (\Delta l_z - \Delta l_{00}) E / L,$$

где $\Delta l_z = \int_0^1 \bar{\beta}(T_z) [T_0 - T_z(z)] dz$

и $\Delta l_{00} = \int_0^1 \bar{\beta}_{00}(T_{00}) [T_0 - T_{00}(z)] dz -$

соответственно удлинения труб и обечайки криостата; $\bar{\beta}$ - среднеинтегральный температурный коэффициент линейного расширения от температуры окружающей среды T_0 до текущей; E - модуль упругости нержавеющей стали.

Теплофизические и механические свойства материалов в зависимости от температуры вычислялись по данным работ^{'5-6'}.

МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для расчета тепловых процессов в каждом из k участков СП-диполя, так же, как и в работе^{'7'}, использовался метод конечных элементов.

Аппроксимация решения задачи была представлена в виде

$$T \approx \tilde{T} = \sum_{m=1}^M \psi_m T_m, \quad m=1, 2, \dots, M,$$

где ψ_m - пространственная базисная функция, \tilde{T} - аппроксимирующая функция, M - количество узлов.

Совокупность функций ψ_m , отличных от нуля только в узлах

конечно-элементной сетки, описывающей геометрию поперечного сечения СП-магнита, образует систему пространственных базисных функций $\{\psi_m\}$. В результате дискретизации по координатам была получена система нелинейных уравнений вида

$$[B]\left\{\frac{\partial T}{\partial \tau}\right\} + [D]\{T\} = [F],$$

где

$$[B] = \int_V \rho c \psi_m \psi_n dV,$$

$$[D] = \int_V \lambda \nabla \psi_m \nabla \psi_n dV + \begin{cases} 0 \\ \int_S \lambda \psi_m \psi_n ds \\ \int_S (\psi_m^- \psi_n / R) ds - \int_S (\psi_m^+ \psi_n / R) ds, \end{cases}$$

$$[F] = \begin{cases} \int_S \alpha T_a \psi_n ds \\ 0 \end{cases} + \int_V f \psi_n dV.$$

Производная по времени в (5) заменяется конечной разностью

$$\begin{aligned} [B(T^n)] \left(\frac{\bar{T}^{n+1} - T^n}{\Delta \tau} \right) + [D(T^n)] \left((1-\delta) T^n + \delta \bar{T}^{n+1} \right) &= \\ = [(1-\delta) F^n + \delta \bar{F}^{n+1}] \\ [B((1-\delta) T^n + \delta \bar{T}^{n+1})] \left(\frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta \tau} \right) + [D((1-\delta) T^n + \delta \bar{T}^{n+1})] * \\ * \left((1-\delta) T^n + \delta \bar{T}^{n+1} \right) &= [(1-\delta) F^n + \delta \bar{F}^{n+1}], \end{aligned}$$

где $0 < \delta < 1$ - весовой коэффициент; \bar{T}^{n+1} - промежуточное значение температуры по схеме предиктор-корректор; n - предыдущий слой по времени.

Источниковый член f аппроксимировался по методу контрольного объема [7]:

$$f = \frac{\partial}{\partial z} q_m \approx \frac{q_{z2} - q_{z1}}{0.5(l_{k-1} + l_k)},$$

где

$$q_{z1} = \frac{2\lambda_k \lambda_{k-1}}{(\lambda_k + \lambda_{k-1}) l_{k-1}} (T_k^n - T_{k-1}^n)$$

и

$$q_{z2} = \frac{2\lambda_k \lambda_{k+1}}{(\lambda_k + \lambda_{k+1}) l_k} (T_{k+1}^n - T_k^n) -$$

тепловые потоки на границах контрольного объема; λ_k и T_k - теплопроводность и температура k -го сечения.

Вычислительная программа так же, как и в работе [7], была

реализована с помощью пакета HAST'97. Интегрирование уравнений энергии и движения для хладагента осуществлялось методом Рунге-Кутты четвертого порядка точности.

Расчет выполнялся в следующей последовательности. Первоначально по параметрам гелиевых потоков определялись граничные условия и решалась плоская конечно-элементная задача для k -го сечения. Затем определялась тепловая нагрузка для потоков и производилось интегрирование уравнений движения и энергии для хладагента. После расчета температурных полей и усадок для всех сечений рассчитывались температурные напряжения в трубах криостата. При этом для каждого из Δt_{n+1} шагов по времени вычислялись новые значения расходов гелия по каналам. Программа, реализующая такой алгоритм расчета, при работе на ЭВМ ICL-1906A требует для сетки из 8000 узлов около 150 Кслов оперативной памяти. Расчет одного шага по времени занимает ~ 150 с процессорного времени.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проверки расчетной методики и отработки режимов захлаживания и отогрева одиночного СП-магнита был изготовлен полномасштабный диполь, в котором было установлено более 200 температурных датчиков. Наличие температурных датчиков в элементах СП-магнита позволило уточнить граничные условия, значения термических сопротивлений и гидравлических характеристик гелиевых каналов и т.д. Так, например, на первом этапе захлаживания от 290 до 80 К при расходе до 0.035 кг/с газообразного гелия только по каналам прямого потока величина коэффициентов теплоотдачи с торцов на входе и выходе составила около 100 и 50 Втм⁻²К⁻¹. На втором этапе - от 80 до 4.5 К при расходе до 0.014 кг/с - соответственно 20 и 10 Втм⁻²К⁻¹. Переход ко второму этапу захлаживания осуществляется после достижения в наиболее теплой точке магнита температуры менее 150 К.

На рис.3 представлены расчетные и измеренные продольные температурные распределения для точки 23 диполя (рис.1) в различные моменты времени. Изменение температур гелия на выходе из магнита, в первом и последнем сечениях показано на рис.4.

Видно, что в обоих случаях получено удовлетворительное совпадение результатов. Расхождение кривых на начальном участке объясняется принятым допущением о постоянстве коэффициентов теплоотдачи на торцах магнита. Максимальный продольный

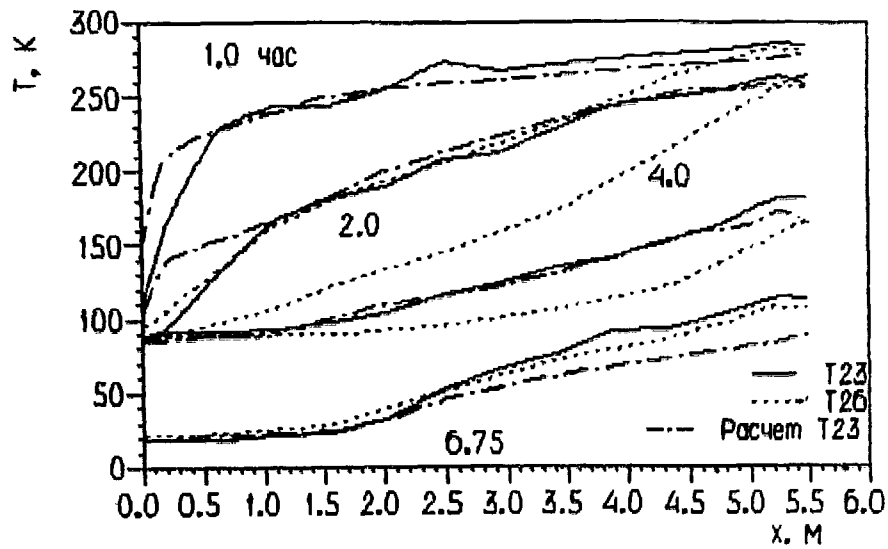


Рис.3. Измеренные и расчетные продольные распределения температур для точек T_{23} (рис.1) при захлаживании диполя.

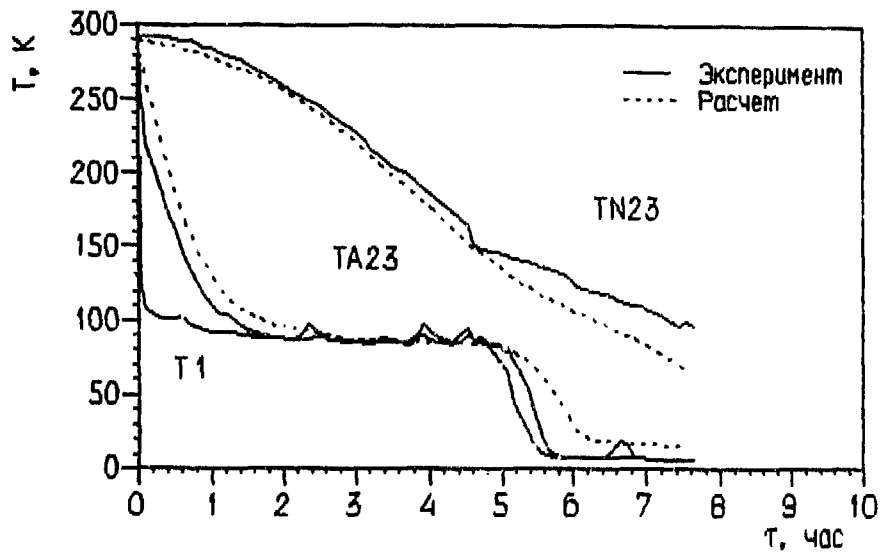


Рис.4. Изменение во времени измеренных и расчетных температур для точек T_{23} (рис.1) первого (А) и последнего (N) сечения СП-диполя в режиме захлаживания. T_1 - температура потока на входе в диполь.

температурный перепад по магниту достигается в течение первого часа и составляет ~ 180 К. При расчетном моделировании захлаживания в диапазоне температур $T < 50$ К возможно появление осцилляций температурного поля, что обусловлено значительным изменением теплофизических свойств материалов СП-магнита в этом диапазоне температур. Для фиксированной координатной сетки гладкое решение можно получить соответствующим выбором шага по времени. Изменение температур по углу на радиусе 135 мм и по радиусу на угле 75° дано на рис.5. Как видно, расхождения не превышают 20%. Следует отметить, что радиальные и азимутальные перепады температур сравнительно не велики. Это объясняется существенным влиянием на формирование поперечных температурных полей теплоотдачи на торцевой поверхности магнита.

На рис.6 представлены результаты численного расчета термомеханических напряжений в трубах гелиевого криостата и напряжений, определенных по экспериментально измеренным распределениям температур, для режима, когда охлаждение осуществлялось только по каналам прямого потока. Причем для апертурной трубы показаны возможные напряжения, так как она при этих измерениях не имела жесткой связи с фланцами гелиевой обечайки. Как видно, численная модель в целом хорошо описывает особенности реальных тепловых процессов в СП-диполе УНК для режимов захлаживания.

Из полученных результатов также следует, что при реализации технологических режимов с использованием для охлаждения только каналов прямого потока термомеханические напряжения в апертурной трубе, жестко связанной с фланцами криостата, могут превысить допустимые величины. Причем в трубах обратного потока развивающиеся напряжения остаются почти в два раза меньше, чем в апертурной трубе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданная методика расчета позволяет избежать решения непосредственно трехмерного уравнения нестационарной теплопроводности. Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных позволяет перейти далее к более детальному исследованию процессов захлаживания и отогрева магнитов для условий плеча УНК и стенда серийной калибровки СП-магнитов.

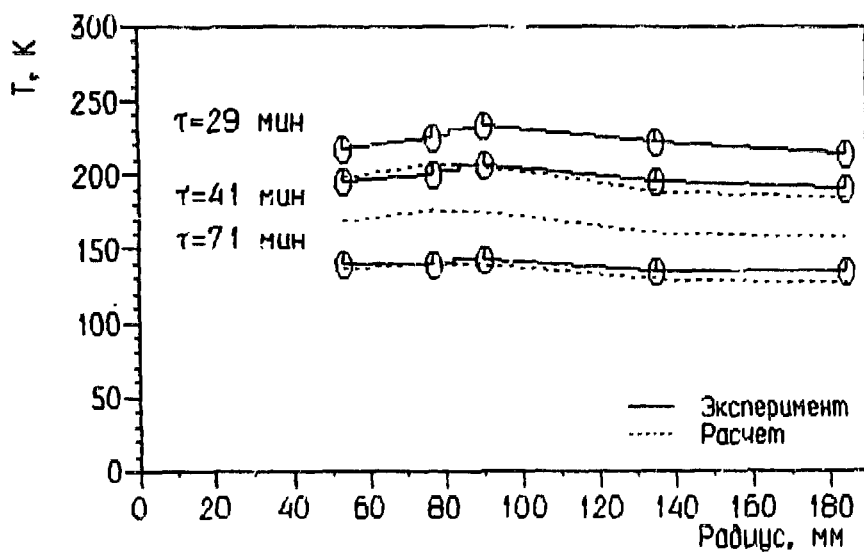
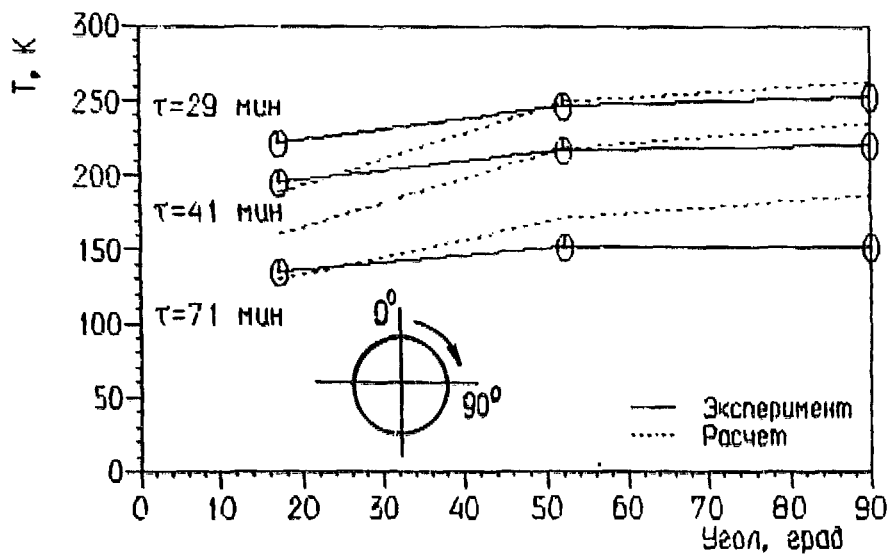


Рис. 5. Измеренные и расчетные температурные распределения при захлаживании СП-диполя:
 а- по углу на радиусе 135 мм, $z=0.18$ м
 б- по радиусу на угле 75° , $z=0.18$ м.

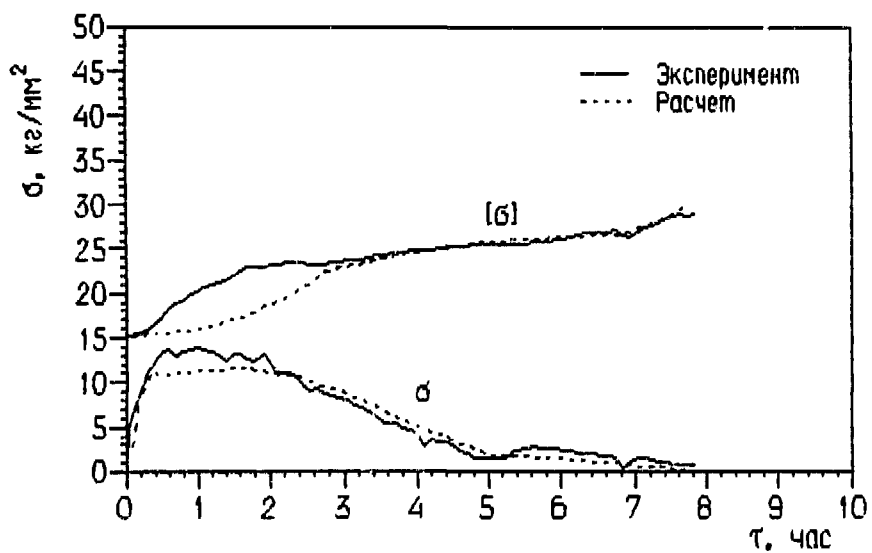
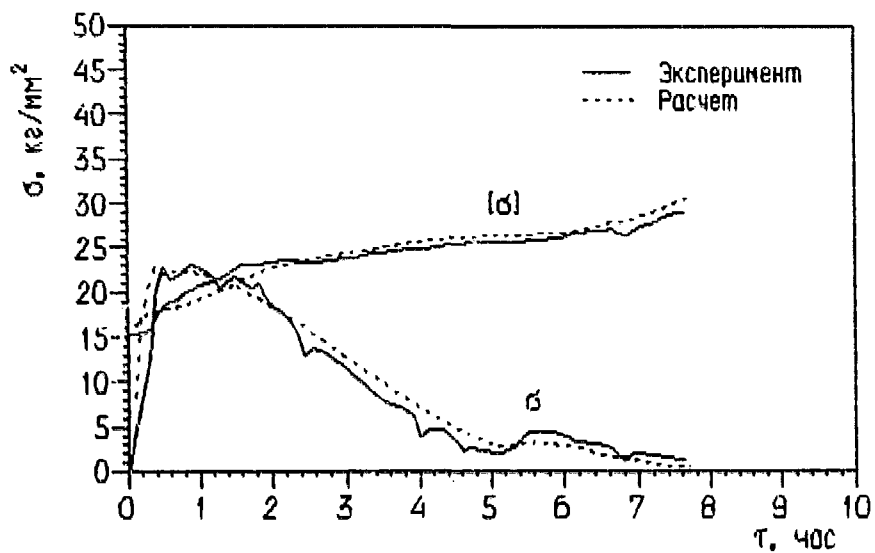


Рис. 6. Изменение термомеханических напряжений в апертурной трубе (а) криостата и в трубе двухфазного потока (б) в режиме захлаживания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов А.Г. и др. Моделирование процессов захлаживания и отогрева СП-дипольных магнитов УНК // Труды 10 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. -Дубна, 1986.Т.2.С.296-299.
2. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Костюк В.В. и др. Методы расчета сопряженных задач теплообмена. -М. : Машиностроение, 1983.
3. Идельчик И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. -Госэнергоиздат. - Ленинград, 1960.
4. Божко Ю.Г. и др. Пакет подпрограмм HEL для вычисления свойств гелия-4: Препринт ИФВЭ 84-27. - Серпухов, 1984.
5. Кожевников И.Г., Новицкий Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах/ Справочник. - М. : Машиностроение, 1982.
6. Солнцев Ю.П., Степанов Г.А. Материалы в криогенной технике. Справочник. -Л.: Машиностроение, 1982.
7. Абрамов А.Г. и др. Расчетный анализ поперечных тепловых процессов в СП-магнитах УНК в режимах захлаживания и отогрева: Препринт ИФВЭ 87-174. - Серпухов, 1987.
8. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. -М.: Энергоатомиздат, 1984.
9. Абрамов А.Г. и др. Программное обеспечение для расчета температурных полей и деформаций конструкций ускоряющих структур: Препринт ИФВЭ 84-64. - Серпухов, 1984.

Рукопись поступила
30 июня 1989 г.

А.Г.Абрамов и др.

Расчет трехмерных температурных полей и термомеханических напряжений в СП-диполе УНК при его захлаживании.

Редактор М.Л.Фоломеева. Технический редактор Л.П.Тыжкина.

Подписано к печати 26.10.89. Т-17202. Формат 60x90/16.
Объемная печать. Печ.л. 0,88. Уч.-изд.л. 0,95. Тираж 260.
Заказ 638. Индекс 3649. Цена 14 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов
Московской обл.

14 коп.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 89-213, И Ф В Э, 1989.
