

На правах рукописи

Логинов Владимир Степанович

**Приближенные методы
теплового расчета активных элементов
электрофизических установок**

Специальность – 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая
теплотехника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико – математических наук

Томск – 2003

Работа выполнена в Томском политехническом университете

Научный консультант : доктор технических наук, профессор Чахлов В.Л.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор Васенин И.М.

доктор технических наук, профессор Евстигнеев В.В.

доктор технических наук, профессор Иванов В.В.

Ведущая организация – Новосибирский государственный технический университет

Защита состоится “ 3 “ июня 2003 г. в 15 часов в 228 аудитории 10 корпуса на заседании диссертационного Совета ДС 212.025.01 при Томском политехническом университете. Адрес: 634050, г. Томск, пр.Ленина, 30.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Томского политехнического университета.

Автореферат разослан “26 “ апреля 2003 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

д.т.н., профессор

Орлов А.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Стремительное развитие новых энергосберегающих технологий в различных областях техники в настоящее время сложно представить без использования ускорителей заряженных частиц (У) – наиболее совершенных и непростых с точки зрения управления и эксплуатации электрофизических установок. Жесткие требования к пучкам заряженных частиц и различное их практическое использование привело к производству уникальных установок, например, известного синхрофазотрона в г.Дубне (36000 т – один магнитопровод) и серийных малогабаритных ускорителей. Для создания таких ускорителей важно располагать надежной информацией, которую можно получить или на основе дорогостоящих экспериментальных исследований, или из расчетов по известному аналитическому решению классической, или численной задачи теплообмена.

Восстановление температурного поля по известным из опыта избыточным стационарным или нестационарным температурам (разности температур в теле и окружающей среды) на поверхности твэла представляет практический интерес при эксплуатации энергетического оборудования – ядерные реакторы, турбогенераторы, У и т.д. Это особенно важно для тех случаев, когда сложно “проникнуть” во внутреннюю область твэла. Более того, в течение длительной эксплуатации такого оборудования в результате необратимых процессов могут возникать нежелательные перераспределения внутренних источников теплоты, условий охлаждения, теплофизических свойств и т.п. Такие необратимые изменения в активной зоне твэла могут привести к возникновению недопустимых локальных перегревов и к выходу из строя дорогостоящего оборудования.

Диссертационная работа выполнялась в НИИ ЯФ при ТПУ, НИИ ИН при ТПУ, кафедрах теоретической и общей теплотехники, теплофизики и гидромеханики по темам научных исследований, проводимых в Томском политехническом университете (институте) в соответствии с координационным

планом 1984 г. АН СССР в создании уникальных образцов; тема 3.14.91- Разработка перспективных типов индукционных ускорителей электронов с применением новых материалов-1991-1995 г.г.; тема 3.3.96- Разработка индукционных ускорителей нового типа- 1996-2000 г.г.. По утвержденной межвузовской целевой программе работ на 1981- 1985 годы “Разработка и применение методов и средств неразрушающего контроля качества промышленных изделий”; по государственной программе “Технические университеты”(п.2.2. “Новые методы и средства экономии энергоресурсов и экологические проблемы энергетики” – Тема 6.191 ”Совместный тепло- и массоперенос в элементах теплоутилизационных установок” 1994- 1997 г.г.). Тема IX-06- Разработка малогабаритного медицинского бетатрона с выведенным электронным пучком на энергию 12 МэВ для интраоперационной лучевой терапии- 2001г. по программе сотрудничества Министерства образования РФ и Министерства атомной энергии РФ по направлению научно-инновационное сотрудничество.

Целью данной работы является разработка инженерных методов теплового расчета активных элементов электрофизических установок.

Научная новизна работы состоит в следующем:

- разработаны приближенные методы решения стационарных и нестационарных линейных задач теплопроводности с внутренними источниками теплоты, которые неравномерно распределены в пространстве и времени;
- обоснован экспресс- анализ физических полей по информации на границе области в различных энергетических установках (распределение температур, напряженности электромагнитного поля в воздушном зазоре Э, относительного распределения нейтронов в активной зоне ядерного реактора);
- на основе сформулированных и доказанных теорем установлен дискретный диапазон геометрических размеров твэла с учетом энерготеплофизических свойств материалов, условий охлаждения, распределения внутренних

источников теплоты для проведения надежной диагностики теплового состояния конкретного активного элемента;

- установлены критерии качества аналитического расчета многомерных задач теплообмена, применение которых необходимо при проведении моделирования тепловых и других процессов в дорогостоящем энергетическом оборудовании в широком диапазоне изменения различных параметров.

Положения, выносимые на защиту:

1. Приближенные методы решения линейных задач стационарной и нестационарной теплопроводности с заданной погрешностью расчета.
2. Формулировки и доказательства трех теорем о точном выполнении закона связи избыточных стационарных и нестационарных температур в твэлах различного энергетического оборудования.
3. Способы контроля тепловых потерь в активных частях Э.
4. Критерии качества аналитического расчета нестационарных температурных полей в активных элементах энергетического оборудования.
5. Инженерные методы тепловых расчетов активных элементов с минимальными энергозатратами (плавка гололеда-изморозевых образований электрическим током на ВЛ, прерывистые температурные режимы обмоток Э ускорителей заряженных частиц, выбор диэлектрических прокладок в центральных вкладышах).
6. Результаты тепловых испытаний опытных образцов малогабаритных бетатронов ПМБ-3, ПМБ-6, МИБ-6, Миб-4 и др., по которым установлены тепловыделения в активных элементах.

Научная и практическая ценность работы заключается в :

- выборе температурного режима работы Э или У, который связан со временем нагрева, паузы-охлаждения и технологическим временем (плавка гололеда, время экспозиции обнаружения дефекта в сварочных швах);
- контроле теплового состояния действующего энергооборудования с учетом установленного выбора геометрических размеров активных элементов;

- расширении области применения результатов работы при проектировании традиционных объектов с точки зрения нестационарных процессов (малогабаритных конденсаторов, парогенерирующих устройств).
- обобщении учебного материала для студентов физико-энергетических, электромеханических специальностей в курсах “Теоретические основы теплотехники”, “Теплообмен в ядерных энергетических установках”, “Экстремальные условия теплообмена”, “Теплообмен в электрических машинах”.

Личный вклад автора в разработку проблемы. Все основные положения, результаты и выводы принадлежат лично автору. Им выполнены постановка проблемы и задач исследований, разработка приближенных методов решения задач теплопроводности, формулировки и доказательства теорем, проведение и обобщение результатов тепловых испытаний опытных и серийных образцов малогабаритных бетатронов. По всем разработкам, выполненным в соавторстве, имеются совместные публикации, ссылки на которые приведены в тексте диссертации.

Апробация работы. Содержание и основные результаты исследований в период с 1970 г. по 2002 г. доложены и рассмотрены на Всесоюзных, Российских, международных и региональных конференциях, совещаниях и семинарах: Всесоюзная конференция по ускорителям заряженных частиц (5-7 сентября, 1972 г., г. Томск); Всесоюзная конференция: ” Разработка и практическое применение электронных ускорителей” (3-5 сентября 1975г., Томск); Областная конференция: “ Молодые ученые и специалисты Томской области в 9-й пятилетке (г. Томск, 1975 г); Второе Всесоюзное совещание: ”Применение ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве” (1 – 3 октября 1975 г., г. Ленинград); IV Всесоюзное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве (28-30 сентября 1982 г., г. Ленинград); Всесоюзное совещание :”Аналитические методы расчета процессов тепло -и массопереноса” (12-14 ноября 1986 г., г. Душанбе); Шестое Всесоюзное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве (октябрь 11-13, 1988 г., г. Ленинград); Респуб. Конференция: “ Системы управления подвижными объектами “(май, 1990 г., г. Томск); VI Республикан. научно - практ. конференция “Неразрушающий контроль-90” (Рига: Рижский техн. университет, 1990 г.); VIII Всесоюзная конференция по трансформаторам (14-16 сентября 1990г., г. Запорожье); Heat and Mass Transfer in Technological Processes Abstracts of Reports of International Conference (Jurmala, 1991 г.); Всесоюзное совещание –

конференция по диагностике турбогенераторов (16- 20 сентября 1991 г., г. Кузнецовск Ровенской обл.); Международная теплофизическая школа - “Теплофизические проблемы промышленного производства”, (21 – 24 сентября 1992г., Тамбов, ТИХМ); Региональная научно- техническая конференция: “Повышение эффективности производства и использования энергии в условиях Сибири” (г. Иркутск- Иркутский политехн. ин- т, 1993 г.); Научн. Техн. семинар:” Энергетика, Экология, Надежность” (27-29 октября 1994 г., г.Томск – Томский политехн. ун-т); Международный форум “ Тепло – и массообмен” (Минск: ТМО им. А.В.Лыкова май, 1996 г.); IV Всероссийский научно- технический семинар: “Энергетика, экология, надежность, безопасность (г. Томск: ТПУ, 1998 г.); V Всероссийская научно- техническая конференция: “Энергетика: экология, надежность, безопасность (г. Томск: ТПУ, 1999 г.); II – ой семинар вузов Сибири и Дальнего Востока по теплофизике и теплоэнергетике (24- 25 октября 2001 г., г. Томск); Объединенный семинар в институте Теплофизики СО РАН (11 июля 2002 г., г.Новосибирск); Международная конференция “Сопряженные задачи механики, информатики и экологии” (15-20 сентября 2002 г., г. Томск: ТГУ); VIII Всероссийская научно- техническая конференция: “Энергетика: экология, надежность, безопасность (г. Томск: ТПУ, 4-6 декабря 2002г.).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 36 статей, 4 учебных пособия и 21 тезисов докладов.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и списка цитируемой литературы из 313 работ отечественных и зарубежных авторов. Она содержит 317 страниц машинописного текста, включая 26 примеров, 35 рисунков и 36 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается актуальность проблемы, ее научная, практическая значимость и формулируются задачи исследований.

Первая глава посвящена обзору литературы по устройству, нагреву и охлаждению активных элементов электрофизических установок. Анализ литературных данных показывает о большом многообразии конструкций ускорителей заряженных частиц (У), созданных к настоящему времени. При этом можно выделить такие У, в которых проблемы теплофизики играют первостепенное значение. К ним относятся сильноточные ускорители электронов (СЭУ) и малогабаритные бетатроны. В СЭУ при плотностях тока выше допустимых по нагреву наступает взрывное разрушение острия катода с

резким возрастанием тока на два – три порядка. Вторая группа У имеет малую массу и габаритные размеры, но активные элементы по нагреву достигают температуры выше допустимых при непрерывной электромагнитной нагрузке с повышенной частотой следования импульсов тока. Поэтому для обоснования и выбора конкретного теплового режима У необходимо наряду с электродинамической задачей решать вопросы теплообмена. В названных ускорителях заряженных частиц внутренние источники теплоты распределены неравномерно в пространстве и во времени. Поэтому следует ожидать появления резкого неравномерного распределения температуры и термоупругих напряжений в активном элементе. Авторы [Л1] правильно подметили, что “ наиболее трудна для аналитического решения нестационарная задача теплопроводности с неоднородным распределением источников внутреннего тепловыделения даже при нулевых начальных условиях”.

Ускорители заряженных частиц, особенно их первые образцы, относятся к дорогостоящим установкам. В создании известных У принимали участие коллективы многих исследователей: ФИАН СССР им. П.Н.Лебедева, ИАЭ им.И.В.Курчатова, МОТЭЗ (г.Москва), НИИЭФЭА им.Д.В.Ефремова (г.Ленинград), ИЯФ СО АН СССР (г.Новосибирск), НИИЯФ ТПИ, НИИИН ТПИ, ИСЭ СО АН СССР (г.Томск), НИРФИ (г.Горький) и др. отечественных научных учреждений. История создания первых У показывает об эффективном использовании накопленного практического опыта по разработке конкретных конструкций электрических машин (ЭМ).

Приведенный в работе обзор литературы свидетельствует о следующем:

1. В настоящее время достигнуты определенные успехи в создании специализированных электрофизических установок большой мощности.
2. Разработка ускорителей заряженных частиц нового поколения часто ведется методом проб и ошибок. В литературе недостаточно рассмотрены вопросы, связанные с диагностикой теплового состояния активного элемента ЭМ. Отсутствуют практические рекомендации по выбору геометрических размеров, распределения источников тепловыделения, теплофизических

характеристик и связи их с локальными перегревами. Не учет таких зависимостей зачастую приводит к “пожарам” и выходу из строя ЭМ.

3. Методы решения линейных многомерных задач математической физики позволяют формально найти аналитические решения. Такие решения из-за слабой сходимости рядов зачастую приводят к неверным результатам расчетов. Поэтому улучшить их сходимость до абсолютной и равномерной вплоть до границы области представляет актуальную проблему. Она исследована недостаточно полно из-за отсутствия рассмотрения практических примеров применительно к энергетическим установкам, работающих в широком диапазоне изменения термодинамических и теплофизических параметров.

4. Решения задач теплообмена в области малых чисел Фурье сложны и мало пригодны для анализа в инженерной практике. Поэтому для таких случаев необходимо обоснование простого способа оценки теплового состояния активного элемента с известной погрешностью расчета.

5. Расчёт теплового состояния разрабатываемой конкретной конструкции основан на результатах математического моделирования и сравнения, расчётных с опытными данными действующих единичных образцов. В литературе отсутствует инженерная методика проверки самих численных результатов, полученных при исследовании в широком диапазоне изменения параметров ЭМ.

6. Применение газового, непосредственного или глубокого охлаждения (в сочетании температур жидкого азота и гелия) активных частей ЭМ позволяет в ряде случаев уменьшить расход ценных и дорогих металлов. Однако при этом возникает проблема в разумном обосновании и использовании экономически оправданной системы охлаждения.

Во второй главе рассмотрены одномерные задачи теплопроводности с внутренними источниками теплоты. В учебной литературе по теплообмену рассмотрены задачи стационарной теплопроводности, при решении которых дается обоснование и определение коэффициента

теплопередачи, термического сопротивления стенки и эффективного коэффициента теплообмена.

Представляет интерес в обобщенном использовании выше названных коэффициентов при расчете температурного поля в твэле с $q_V(\xi)$. Пример с гетерогенным твэлом. Пусть известны геометрические размеры твэла с оболочкой и равны ξ_1 и ξ_2 . Коэффициенты теплопроводности материалов являются постоянными величинами - λ_1 и λ_2 . Источник теплоты - $q_V(\xi)$, который является функцией, по крайней мере, дважды дифференцируемой и интегрируемой в пределах линейного размера от 0 до ξ_1 . При $\xi \rightarrow 0$ значение $q_V(\xi) \leq M$ - ограниченная величина. Внутри оболочки источники теплоты отсутствуют. Ее наружная поверхность омывается средой с постоянной температурой $T_{ж}$. Задан постоянный во времени и по координатам коэффициент теплообмена - α , то есть теплообмен между оболочкой и окружающей средой осуществляется по закону Ньютона.

Система уравнений, описывающая стационарный процесс теплопроводности, с учетом известного обобщения, имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\xi^n} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^n \lambda_1 \frac{dT_1}{d\xi} \right) + q_V(\xi) &= 0, \quad 0 < \xi < \xi_1; \\ \frac{1}{\xi^n} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^n \lambda_2 \frac{dT_2}{d\xi} \right) &= 0, \quad \xi_1 < \xi < \xi_2 \\ \frac{dT_1(0)}{d\xi} &= 0, \quad T_1(0) \neq \infty, \quad T_1(\xi_1) = T_2(\xi_1), \\ \lambda_1 \frac{dT_1(\xi_1)}{d\xi} &= \lambda_2 \frac{dT_2(\xi_1)}{d\xi}; \quad -\lambda_2 \frac{dT_2(\xi_2)}{d\xi} = \alpha [T_2(\xi_2) - T_{ж}]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Решение поставленной задачи имеет вид:

$$T_1(\xi) = T_{ж} + N(\xi_1) + \varphi(\xi_1) - \varphi(\xi), \quad 0 < \xi < \xi_1; \quad (2.2)$$

$$T_2(\xi) = T_{ж} + N(\xi), \quad \xi_1 < \xi < \xi_2. \quad \text{Здесь } N(\xi) = AR(\xi);$$

$$\varphi(\xi) = \int \frac{E(\xi)}{\lambda_1 \xi^n} d\xi ; A = \lambda_1 \xi_1^n \frac{d\varphi(\xi_1)}{d\xi} ; E(\xi) = \int q_V(\xi) \xi^n d\xi ;$$

$$R(\xi) = \frac{1}{K(\xi)} = \frac{1}{\alpha \xi_2^n} + \frac{1}{\lambda_2} [\Psi(\xi_2) - \Psi_1(\xi_1)] \quad - \text{текущее термическое}$$

сопротивление оболочки на расстоянии ξ от начала координат ; $K(\xi)$ -

коэффициент теплопередачи ; $\Psi(\xi) = \int \frac{d\xi}{\xi^n}$; ξ - обобщенная координата.

Случай $n = 0$ $\xi = x$ - отвечает неограниченной пластине; $n = 1$ $\xi = r$ - цилиндрическому стержню; $n = 2$ $\xi = r$ - шару. Полученное решение удовлетворяет исходной задаче и соответствует принятой математической модели. Из обобщенного решения можно получить ряд известных в литературе зависимостей. Максимальная температура в твэле равна

$$T_1(0) = T_{жс} + N(\xi_1) + \varphi(\xi_1) - \varphi(0) . \quad (2.3)$$

С учетом зависимости (2.3.), распределение температур можно представить в виде *)

$$T_1(\xi) = T_1(0) + \varphi(0) - \varphi(\xi) . \quad (2.4)$$

*)- Примечание. Сложно измерить максимальную температуру, например, в высоковольтной обмотке ускорителя заряженных частиц. Поэтому возможен контроль температуры на поверхности доступной для размещения термодатчика, а затем по зависимостям аналогичным (2.4) найти $T_1(0)$.

Плотность теплового потока на наружной поверхности твэла, согласно закону теплопроводности Фурье и решению (2.2), будет равна

$$q = -\lambda_1 \frac{dT_1(\xi_1)}{d\xi} = \frac{E(\xi_1)}{\xi^n} .$$

Среднеинтегральное значение тепловыделения находится из выражения

$$\bar{q}_V = \frac{1}{V} \int_{(V)} q_V dV = \frac{n+1}{\xi_1^{n+1}} [E(\xi_1) - E(0)] , \text{ здесь } V - \text{объем тела.}$$

В частности для шарового твэла ($n = 2$, $\xi_1 = r$)

$$\bar{q}_V = \frac{3}{r_1^2} [E(r_1) - R(0)]$$

При таком постоянном источнике теплоты распределение температуры определяется по зависимостям (2.2), в которые подставляются, например, для шарового твэла

$$\bar{E}(r) = \frac{\bar{q}_V}{3} r^2, \quad \bar{\varphi}(r) = \frac{\bar{q}_V r^2}{6\lambda_1}, \quad \frac{d\varphi(r)}{dr} = \frac{\bar{q}_V r}{3\lambda_1}.$$

Для рассматриваемого случая максимальная температура твэла вычисляется по формуле

$$T_1(0) = T_{жс} + \frac{\bar{q}_V}{3} r_1^2 \left(R + \frac{1}{2\lambda_1} \right),$$

где $R = \frac{1}{\alpha r_2^2} + \frac{1}{\lambda_2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$ - есть аналог термического сопротивления

шаровой оболочки. Замена $q_V(\xi)$ приводит к некоторой погрешности расчета, выражаемой относительной ошибкой

$$\Delta = \frac{T_1(0) - \bar{T}_1(0)}{T_1(0)} 100\%.$$

Во втором параграфе рассмотрены пять важных практических примеров, которые иллюстрируют о необходимости, во-первых, учитывать геометрическую форму твэла с точки зрения минимальной величины его максимальной температуры при одинаковых тепловых потерях, объеме тела, теплофизических свойствах материалов, условий охлаждения. Самая высокая температура наблюдается у пластинчатого твэла. Если принять, что у всех твэлов одинаковая максимальная температура, а также постоянные тепловые потери, то пластинчатый твэл будет в 7,3 раза больше чем шаровой твэл. При всех равных условиях поверхность шара в 3 раза больше, чем у пластины. Во-вторых, замена реального распределения мощности тепловыделения на постоянное значение может привести к неверному определению максимальной

температуры. В-третьих, наличие циркониевой оболочки толщиной 0,5 мм приводит к заметному росту максимальной температуры в твэле на 98,1 °С при тех же тепловых потерях $Q = 1,989$ кВт. В-четвертых, с точки зрения критического диаметра тепловой изоляции радиус шарового твэла (5,5 мм) в примере больше критического радиуса 1,15 мм, поэтому применение циркониевой оболочки нецелесообразно из-за роста температуры на 7,2%.

В третьем параграфе показана возможность обобщения решения на случай многослойной системы тел, состоящей из произвольного числа твэлов и диэлектрических тел, которые взаимосвязаны в тепловом отношении друг с другом. В таких элементах внутренние источники теплоты распределены неравномерно по координатам. Из этого решения можно получить ряд частных зависимостей. Пусть внутренние источники теплоты отсутствуют в многослойной стенке. Тогда обобщенное температурное поле в составной стенке подчиняется зависимости:

$$\frac{t_{c1} - t_j(\xi)}{t_{c1} - t_{c2}} = K \left\{ \eta_j(\xi) - \eta_1(\xi_1) + \frac{1}{\alpha_1 \xi_1^n} + \sum_{i=2}^j [\eta_{i-1}(\xi_i) - \eta_i(\xi_i)] \right\}, \quad (2.6)$$

где K - коэффициент теплопередачи для составной стенки,

$$K = \left(\frac{1}{\alpha_1 \xi_1^n} + \sum_{i=1}^m [\eta_i(\xi_{i+1}) - \eta_i(\xi_i)] + \frac{1}{\alpha_2 \xi_{m+1}^n} \right)^{-1}.$$

Из этого решения получаются известные зависимости [Л2], минуя раскрытие неопределенности типа 0/0 - например, для составной цилиндрической стенки

$$n=1, \quad \xi=r, \quad \eta_i = \frac{\ln r}{\lambda_j}, \quad r_j \leq r \leq r_{j+1}.$$

Показано, что в составной стенке из гетерогенных твэлов существуют точки, в которых плотность теплового потока равна нулю, а температура в каждом слое принимает соответственно максимальное значение. При этом координаты максимального тепловыделения и температуры не совпадают друг с другом. Для интенсификации теплопередачи все геометрические размеры для цилиндрических и сферических активных элементов в многослойной структуре

должны подчиняться условию $\xi_i \leq \xi_{кр}$. Это обстоятельство необходимо учитывать при конструировании электромагнитов.

Одним из известных путей получения высокой средней мощности тормозного излучения бетатрона является повышение частоты тока, питающего ускоритель, которая лимитируется потерями энергии в активных элементах Э. Поэтому на ранней стадии проектирования электромагнитных устройств важно стремиться равномерно, распределять источники теплоты. Как показывают экспериментальные исследования, в тепловом отношении наиболее нагруженной частью является магнитопровод или обмотка. Данную задачу можно решить, если установить связь между допустимыми потерями по нагреву и параметрами импульсов тока. Потерям в магнитопроводе и обмотке электромагнита свойственна различная их зависимость от параметров возбуждающих импульсов тока. Задача определения допустимых потерь с учетом всех факторов является сложной, так как необходимо учитывать тепловое влияние одного элемента на другой. На основе решения стационарной задачи теплопроводности в составном одномерном теле с различными внутренними источниками теплоты, коэффициентами теплопроводности и условиями охлаждения были найдены координаты максимальных температур: для обмотки $X_1 = 1.0$, а для магнитопровода $X_2 = -R$. Принимая максимальные температуры в этих точках равными допустимым значениям для материалов, из которых выполнен, например, электромагнит МИБ –3-200 были найдены допустимые по нагреву электрические потери в обмотке $P_1 = 368$ Вт и в магнитопроводе $P_2 = 400$ Вт.

Предложены простые приближенные способы решения задач теплопроводности для малых ($Fo < 0.001$) и больших чисел Фурье ($Fo > 0.5$).

Пусть искомое температурное поле в пластине описывается уравнением энергии:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q_V(\tau)}{\rho c_p}, \quad \tau > 0, \quad 0 < x < \delta, \quad (2.7)$$

при начальных и граничных условиях: при $\tau = 0$ $T(x,0) = T_o$; при $x = 0$ $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$;

при $x = \delta$ $-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) = \alpha (T - T_{жс})$.

Приближенное решение задачи (2.7) имеет вид

$$T(x, \tau) = T_o + \varphi(\tau) - \varphi(0) - \left[\frac{T_o - T_{жс} + \varphi(\tau) - \varphi(0)}{1 + 1/(Bi\sqrt{Fo})} \right] \exp \left[- \left(\frac{(1-X)}{\sqrt{Fo}} \right) \right]. \quad (2.8)$$

Здесь $X = x / \delta$. $Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda}$; $Fo = \frac{a \tau}{\delta^2}$, $\varphi(\tau) = \int p(\tau) d\tau$.

Выражение для плотности теплового потока

$$q = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) \Big|_{x=\delta} = \frac{\lambda}{\sqrt{a\tau}} \left[\frac{T_o - T_{жс} + \varphi(\tau) - \varphi(0)}{1 + 1/(Bi\sqrt{Fo})} \right] \exp \left[- \left(\frac{(1-X)}{\sqrt{Fo}} \right) \right]. \quad (2.9)$$

Были выполнены расчеты температурного поля в пластине по формуле (2.8) при задании различных законов функции внутренних источников теплоты. Результаты расчетов по аналитической формуле сопоставлялись с численным расчетом температурного поля в обмотке индукционного малогабаритного бетатрона типа МИБ - 6 - 200. Пример такого расчета показан на рис.1. Здесь сплошными линиями представлены результаты расчета по формуле (2.8), а точками - численный расчет, выполненный А.Р.Дороховым по явной разностной схеме. Видно, что при изменении значения функции тепловыделения на несколько порядков в пределах исследуемого промежутка времени имеет место хорошее согласие численного и аналитического расчетов. Формулы (2.8), (2.9) могут быть использованы при $Bi \leq 15$. Рассмотрим случай больших чисел Фурье. Будем использовать при решении задачи метод интегральных преобразований Г.А.Гринберга, при реализации которого ядро интегрального преобразования отыскивается в результате решения вспомогательной задачи:

$$\frac{d^2 G}{dX^2} = -2\mu^2, \text{ при } X = 0 \quad \frac{dG}{dX} = 0; \text{ при } X = 1 \quad \frac{dG}{dX} = -BiG. \quad (2.10)$$

Решение уравнения (2.10) имеет вид

$$G(X) = \mu^2 \left(1 + \frac{2}{Bi} - X^2\right), \text{ где } \mu^2 = \frac{5Bi(3 + Bi)}{2(2Bi^2 + 10Bi + 15)}. \quad (2.11)$$

Значение μ , рассчитанное из уравнения (2.11), мало отличается от точного значения первого собственного числа. Далее, следуя методу конечных интегральных преобразований, получим окончательное решение задачи.

Для случая $q_v = 0$ оно имеет вид

$$\Theta(X, Fo) = \mu^2 \left(1 + \frac{2}{Bi} - X^2\right) \exp(-2\mu^2 Fo). \quad (2.12)$$

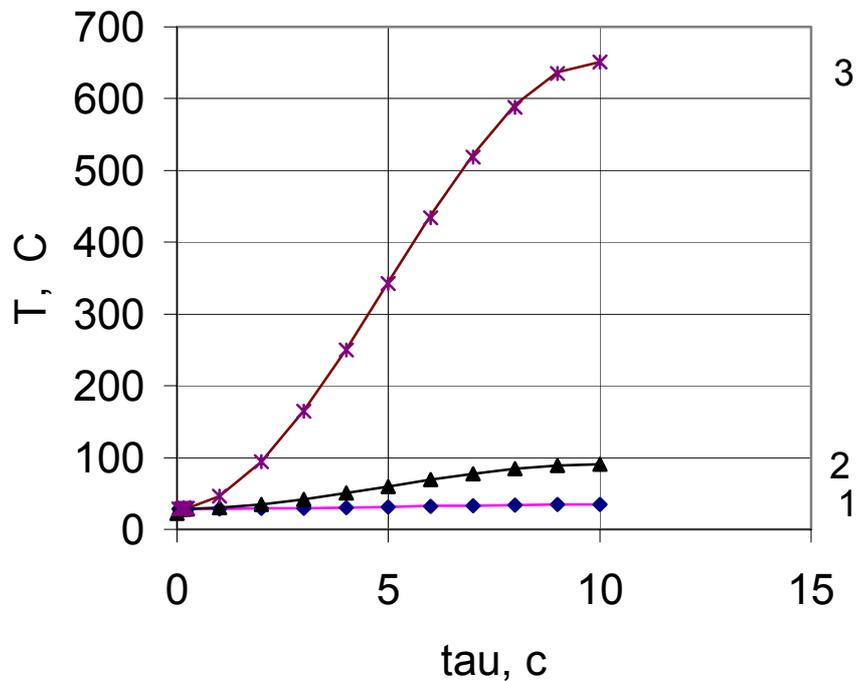


Рис.1. Зависимость максимальной температуры пластины от

времени $q_V = 4q_{V0} \left[\frac{\tau}{\tau_0} - \left(\frac{\tau}{\tau_0} \right)^2 \right]$, $\tau_0 = 10$ с; 1 - 3 - $q_{v0} = 4.05 \cdot 10^6, 4.05 \cdot 10^7,$

$4.05 \cdot 10^8$ Вт/м³; $R = 0.048$ м, $C_p \cdot \rho = 3.47 \cdot 10^6$ Дж/(м³·К), $\lambda = 1.56$ Вт/(м·К), $Bi = 0.788$, $T_0 = 28.4$ °С, $T_c = 31.2$ °С.

В отличие от известного решения [Л2] задачи здесь нет необходимости в решении трансцендентного уравнения для определения собственных чисел и в

проведении исследования сходимости суммы ряда. Сравнение результатов расчетов по формуле (2.12) с точным решением [Л2] показывает на их удовлетворительное совпадение (относительная ошибка меньше 2%) при числах $Fo > 0.5$.

Третья глава посвящена решению двумерных задач стационарной теплопроводности с внутренними источниками теплоты. На основе анализа известных в литературе экспериментальных данных установлено, что функция тепловыделения может быть представлена в виде

$$q_V(x, y) = q_{V_0} \psi_1(x) \psi_2(y), \quad (3.1)$$

где $\psi_{1,2}$ - известные дважды дифференцируемые и ограниченные функции в области изменения соответствующих координат.

Систему уравнений, описывающих процесс стационарной теплопроводности в анизотропном брусе, запишем в безразмерной форме:

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + Po_0 W_1(X) W_2(Y) = 0, \quad (3.2)$$

$$0 < X < 1, \quad 0 < Y < H;$$

при граничных условиях:

$$\left[\frac{\partial \Theta}{\partial X} + Bi_1 \Theta \right]_{X=1} = 0, \quad \left[\frac{\partial \Theta}{\partial X} - Bi_2 \Theta \right]_{X=0} = 0; \quad (3.3)$$

$$\left[\frac{\partial \Theta}{\partial X} + Bi_3 \Theta \right]_{Y=R} = 0, \quad \left[\frac{\partial \Theta}{\partial X} - Bi_4 \Theta \right]_{Y=0} = 0.$$

Решение системы уравнений (3.2), (3.3), полученное методом конечных интегральных преобразований Кошлякова – Гринберга с учетом равномерной сходимости ряда имеет вид

$$\Theta(X, Y) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\tilde{\Theta}(\mu_n, Y) K(\mu_n, X)}{\int_0^1 K^2(\mu_n, X) dX}. \quad (3.4)$$

$$\text{Здесь } \tilde{\Theta}(\mu_n, Y) = \frac{Po_o \Phi(\mu_n)}{\mu_n^2} L(\mu_n, Y). \quad (3.5)$$

$$L(\mu_n, Y) = \Psi(Y) + C_1 n_1(Y) + C_2 n_2(Y),$$

$$\varphi(Y) = -\exp(-\mu_n Y) \int \xi(Y) \exp(2\mu_n Y) dY,$$

$$\xi(Y) = \int \frac{d^2 W_2}{dY^2} \exp(-\mu_n Y) dY, \quad C_1 = \frac{1}{d} \left[\frac{d\Psi(0)}{dY} - Bi_4 \Psi(0) \right],$$

$$C_2 = -\frac{1}{d} \left[\frac{d\Psi(R)}{dY} + Bi_3 \Psi(R) \right], \quad m = \exp(-2\mu_n R),$$

$$n_1(Y) = (\mu_n + Bi_3) \exp(-\mu_n Y) - (\mu_n - Bi_3) \exp[-\mu_n(2R - Y)],$$

$$n_2(Y) = (\mu_n + Bi_4) \exp[-\mu_n(R - Y)] + (\mu_n - Bi_4) \exp[-\mu_n(R + Y)],$$

$$d = \mu_n (Bi_3 + Bi_4) (1 + m) + (\mu_n^2 + Bi_3 Bi_4) (1 - m).$$

$$\int_0^1 K^2(\mu_n, X) dX = \frac{1}{2} \left\{ \mu_n^2 + Bi_2^2 + \frac{\mu_n^2 - Bi_2^2}{\sin 2\mu_n} + Bi_2 (1 - \cos \mu_n) \right\};$$

$$K(\mu_n, X) = \mu_n \cos(\mu_n X) + Bi_2 \sin(\mu_n X) - \quad (3.6)$$

- ядро конечного интегрального преобразования. Собственные числа μ_n

$$\text{находятся из уравнения } ctg \mu = (\mu^2 - Bi_1 Bi_2) / [\mu (Bi_1 + Bi_2)]. \quad (3.7)$$

Решение (3.4) с учетом всех выражений (3.5) – (3.7) строго удовлетворяет системе уравнений (3.2), (3.3) и было проверено на расчете температурных полей в нажимных плитах турбогенераторов. Отметим, что число членов ряда в (3.4) зависит от значения чисел Био и заданной погрешности расчета. Аналитические выражения (3.4)- (3.7) сложны и малоприспособны для инженерных расчетов. Поэтому возникла необходимость в разработке приближенного метода расчета температурного поля в Э. Рассмотрим кратко предлагаемый приближенный метод решения системы уравнений (3.2), (3.3) при $Po = Const$. Вначале решается вспомогательная задача для бесконечной

пластины, у которой отношение количества теплоты, выделяемой внутри тела, к количеству теплоты, переносимой вследствие теплопроводности, равно единице. Эта задача описывается дифференциальным уравнением и граничными условиями

$$\frac{d^2 K}{dX^2} = 1, \left[\frac{dK}{dX} + Bi_{1x} K \right]_{X=1} = 0, \left[\frac{dK}{dX} - Bi_{2x} K \right]_{X=0} = 0, \quad (3.8)$$

где x - индекс у чисел подобия означает, что в качестве определяющего размера взята величина $l_o = b$ в направлении оси x . Решение системы уравнений (3.8) имеет вид

$$K(X) = -\frac{X^2}{2} + A_1(1 + Bi_{2x} X), \text{ где } A_1 = \frac{2 + Bi_{2x}}{2(Bi_{1x} + Bi_{2x} + Bi_{1x} Bi_{2x})}. \quad (3.9)$$

Выражение (3.9) используется в качестве ядра конечного интегрального преобразования по координате X и далее, следуя методу Кошлякова – Гринберга, получим окончательное решение задачи (3.2), (3.3) при $Po = Const$. Оно имеет вид

$$\Theta(X, Y) = Po_x \left\{ 1 + \frac{Bi_{4x}}{p} sh(pY) + C_1 \left(ch(pY) + \frac{Bi_{4x}}{p} sh(pY) \right) \right\} Z,$$

$$Z = -\frac{X^2}{2} + A_1(1 + Bi_{2x} X),$$

$$p^2 = \frac{\int_0^1 \Theta(X, Y) dX}{\int_0^1 \Theta(X, Y) K(X) dX} = \frac{\int_0^1 K(X) dX}{\int_0^1 K^2(X) dX} =$$

(3.10)

$$= \frac{-\frac{1}{6} + A_1 \left(1 + \frac{Bi_{2x}}{2} \right)}{\frac{1}{20} - A_1 \left(\frac{1}{3} + \frac{Bi_{2x}}{4} \right) + A_1^2 \left(1 + Bi_{2x} + \frac{Bi_{2x}^2}{3} \right)};$$

$$C_1 = - \frac{Bi_{3x} + Bi_{4x} \left(ch(pR_x) + \frac{Bi_{3x}}{p} sh(pR_x) \right)}{(Bi_{3x} + Bi_{4x})ch(pR_x) + (p^2 + Bi_{3x}Bi_{4x})sh(pR_x)} .$$

Решение (3.10) проще точного выражения (3.4). Проведен анализ решения (3.10): при $Bi_{2x}, Bi_{4x} \rightarrow 0$, $Bi_{1x}, Bi_{3x} \rightarrow \infty$ и $R_x \rightarrow \infty$, которое преобразуется в соотношение для одномерного распределения

$$\Theta(X) = \frac{Po_x}{2}(1 - X^2), \quad (3.11)$$

которое совпадает с точным решением. Применив к дифференциальному уравнению (3.4) при $Po = Const$ преобразование только по координате Y , можно получить другое окончательное решение. Это решение при малых значениях $0.2 \leq R_x \leq 1$ дает близкое к точному аналитическому решению (3.4) распределение температур. Было проведено сопоставление различных методов расчета температурного поля в магнитопроводе трансформатора – бетатрона. Получено хорошее совпадение значений температур, рассчитанных по точному и по приближенной зависимостям. Приближенные зависимости представляют собой произведения двух функций - $f(X)\varphi(Y)$ и отличаются от них тем, что по отношению к точному решению проводится конкретный расчет без усложнения решения в зависимости от заданной погрешности расчета (рис.2). Таким образом с небольшими затратами во времени можно сравнительно просто оценить тепловое состояние электромагнита в целом, не прибегая к сложным решениям. Он может быть рекомендован при разработке электромагнитов в установках с воздушным принудительным охлаждением. В таких Э неравномерность тепловыделения δ_{qv} не превосходит погрешности термометрического метода измерения потерь (по прямоугольному сечению ярма и в направлении оси z), равной $\pm 10\%$, а максимальная величина тепловыделения $q_v < 10^5$ Вт/ м³ при $0,2 \leq R_x \leq 10$; $0,5 \leq Bi \leq 10$; $Po \leq 30$. Этот диапазон установлен на основании известных в литературе опытных данных .

Усовершенствован приближенный метод В.Г.Данько [Л4] решения задачи подобной (3.2), (3.3), который нашел практическое применение при тепловых расчетах электрических машин. Окончательное приближенное решение исходной системы уравнений (3.2), (3.3) принимает вид

$$\Theta(X, Y) = P o_o \frac{L(p, Y)}{A} F(X), \quad (3.12)$$

где $F(X) = \left\{ [D_1 - (1 + Bi_1) D_2] (1 + Bi_2 X) + D_2 A X - A \Phi(X) \right\}$,

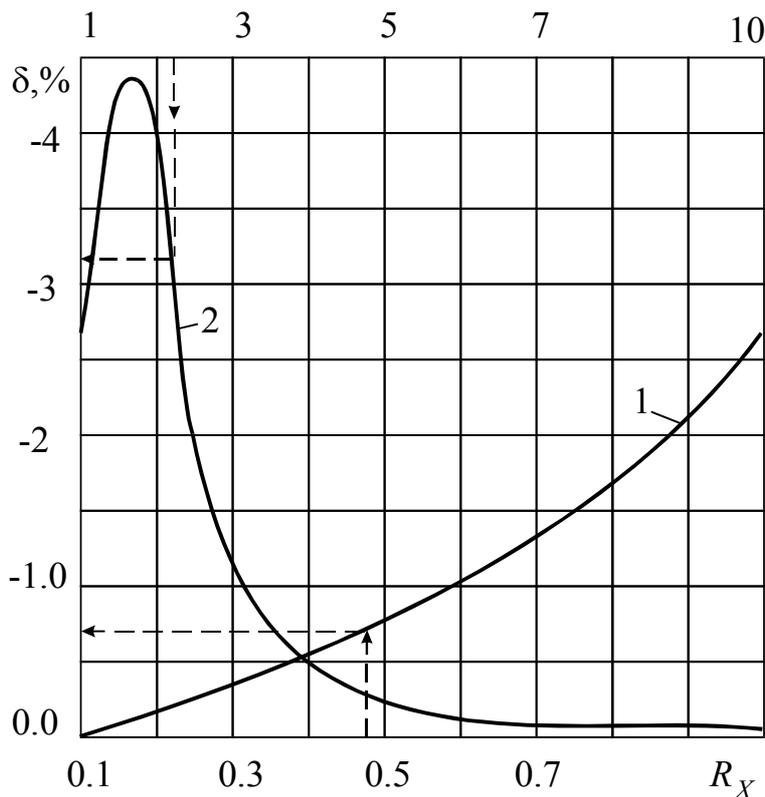


Рис.2. Относительная погрешность расчета максимальной температуры в магнитопроводе трансформатора - бетатрона при $Bi_1 = Bi_3 = 10^5$, $Bi_2 = Bi_4 = 10^{-7}$.

$$A = Bi_1 + Bi_2 + Bi_1 Bi_2, \quad D_1 = \frac{d\Phi(1)}{dX} + Bi_1 \Phi(1),$$

$$D_2 = \frac{d\Phi(0)}{dX} - Bi_2 \Phi(0), \quad \frac{d\Phi}{dX} = \int W_1(X) dX.$$

Решение (3.12) по своей записи почти ничем не отличается от формально записанного точного решения (3.7), но качественно они отличаются из-за выражения $L(\mu_n, Y)$. Сравнение этих приближенных и точных зависимостей показывает, что между ними имеется определенная связь. Численными

расчетами установлено, что при незначительных отклонениях тепловыделений от постоянной величины параметр $p \approx \mu_1$, где μ_1 - первое собственное число для краевой задачи (3.2), (3.3), которое находится из трансцендентного уравнения. Погрешность между точным и приближенным значениями максимальной температуры в Э с учетом распределения по координатам ВИТ не превышает аналогичной погрешности расчета между ними при наибольшей, но постоянной величине тепловыделения. Поэтому оценку погрешности расчета температур по упрощенному методу рекомендуется проводить по рисунку, аналогичному (рис.2). На примере нажимной плиты турбогенератора [Л4] показано, что при изменении безразмерного геометрического параметра R , влияющего на величину потерь $D = -1/R^2$ максимальная температура изменяется по экспоненциальному закону. В небольшом интервале изменения этого параметра ($2 \leq R \leq 4$) эту зависимость можно считать линейной. При данном распределении потерь аналогичная зависимость наблюдается между температурным полем и параметром R независимо от условий охлаждения и теплофизических свойств пакета. В работе изложена методика оценки координат максимальной температуры в активных элементах при резком изменении ВИТ по координатам. Так например, при равномерном распределении ВИТ: $W_1(X) = 1$ и линейной зависимости тепловыделения от координаты- $W_2(Y) = 1+MY$ координата максимальной температуры Y^* зависит от безразмерного параметра R . Если $R \rightarrow 0$, то величина $Y^* \rightarrow -0.5$, то есть у термически тонкого тела отсутствует КМТ. При $R \rightarrow \infty$ (практически $R \geq 2$) величина $Y^* \rightarrow 0$, что совпадает с точным решением. Если имеется параболическая зависимость $W_2(Y)=1+DY^2$, то получим $Y^*=0$, то есть КМТ не зависит от R .

В четвертой главе излагаются методы расчета тепловых потерь от активных элементов при стационарном тепловом режиме.

В [Л5] предложена связь между избыточными температурами в твэле.

$$\theta(X, Y) = \frac{t(x, y) - t_{жс}}{t_{жс}} = \frac{\theta(X^*, Y)\theta(X, Y^*)}{\theta(X^*, Y^*)}, \quad (4.1)$$

где $t(x, y) - t_{жс}$ - превышение температуры тела над температурой окружающей среды; $\theta(X^*, Y), \theta(X, Y^*)$ - безразмерные превышения температур на поверхности пакета, $\theta(X^*, Y^*)$ - соответственно в углу прямоугольника. На основе анализа опытных данных и известных решений задач теплопроводности, электромагнитного поля в воздушном зазоре электромагнитов показано, что связь (4.1) выполняется не всегда с заданной точностью, а только при строго определенном сочетании тепловых, геометрических и других параметров.

Теорема. Если функция внутренних источников теплоты

$$W(X, Y) = W_1(X)W_2(Y) \quad (4.2)$$

удовлетворяет дифференциальным уравнениям:

$$W_{1XX} = -\mu_i^2 W_1, \quad W_{2YY} = -\mu_i^2 W_2, \quad 0 < X < 1, \quad 0 < Y < R \quad (4.3)$$

с граничными условиями:

$$\left. \begin{aligned} W_X(0, Y) - Bi_2 W(0, Y) &= 0 \\ W_X(1, Y) + Bi_1 W(1, Y) &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (4.4) \quad \left. \begin{aligned} W_Y(0, X) - Bi_4 W(X, 0) &= 0 \\ W_Y(X, R) + Bi_3 W(X, R) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4.5)$$

и среди множества значений собственных чисел μ найдутся только такие μ_i , выполняющие одновременно два трансцендентных уравнения

$$ctg \mu_i = \frac{\mu_i^2 - Bi_1 Bi_2}{\mu_i (Bi_1 + Bi_2)}, \quad (4.6) \quad ctg \mu_i R = \frac{\mu_i^2 - Bi_3 Bi_4}{\mu_i (Bi_3 + Bi_4)}, \quad (4.7)$$

тогда и только тогда, когда уравнение температурного поля в тепловыделяющем элементе имеет вид

$$\Theta(X, Y) = \frac{1}{2\mu_i^2} Po_o W_1(X)W_2(Y), \quad (4.8)$$

причем данная функция удовлетворяет связи между избыточными температурами, уравнению Пуассона

$$\Theta_{XX} + \Theta_{YY} = -Po_o W_1(X)W_2(Y) \quad (4.9)$$

и граничным условиям третьего рода (3.5). В работе подробно приводится доказательство этой теоремы. **Обсуждение результатов.** В реальных случаях $W_1(X)$ и $W_2(Y)$, как правило, редко подчиняются условиям теоремы. Это

объясняется тем, что природа возникновения теплоты в твэлах может быть различной: выделение джоулевой теплоты при прохождении электрического тока в нормальных проводниках, тепловые потери от гистерезиса и вихревых токов в магнитной цепи электрической машины; теплота, выделяющаяся в результате ядерных реакций в атомных реакторах и т.д. Поэтому следует считать, что связь между избыточными температурами (4.1) выполняется с некоторой погрешностью

$$\varepsilon(X, Y) = \frac{\Theta(X, Y) - \Phi(X, Y)}{\Theta(X, Y)} 100 \ll \varepsilon_{\text{задан.}}, \% \quad (4.10)$$

где $\Theta(X, Y)$ - безразмерная температура, найденная из опыта или вычисленная по точному решению; $\Phi(X, Y)$ - соответственно по связи или по приближенному решению, если, например, в выражении (3.4) ограничиться одним первым членом ряда. Для практики представляют интерес только такие варианты твэлов, когда максимальная величина $\varepsilon(X, Y) \leq \varepsilon_{\text{задан.}}$. Их можно проверить на наличие связи (4.1) по опытным поверхностным температурам твэла. Однако это связано с “перебором” различных твэлов, то есть для одних из них погрешность $\varepsilon \leq \varepsilon_{\text{задан.}}$, а для других $\varepsilon \geq \varepsilon_{\text{задан.}}$. Найдем минимальную погрешность восстановления температурного поля по связи (4.1). Обозначим невязки между левыми и правыми частями выражений (4.6), (4.7) соответственно через Δ_1 и Δ_2 . Численными расчетами (табл.1) установлено, что для каждого μ_i существует дискретный ряд значений R , причем $R_1 < R_2 < R_3 < \dots < R_i$, при которых $\Delta_1, \Delta_2 \rightarrow 0$. Это позволяет на стадии проектного варианта выбора твэла заранее провести выбор предпочтительных его размеров (табл.1-3) с последующей опытной или численной проверками связи. Это открывает возможность в получении достоверной информации о тепловом состоянии, например, нажимной плиты турбогенератора [Л4] (табл.4). Для твэлов, у которых выполняется связь (4.1) можно по опытной информации на границе области найти тепловые потери, отводимые с каждой поверхности в окружающую среду, т.е. по уравнению теплового баланса проверить суммарные тепловые потери и тепловыделение в конкретном элементе. Трудоемкая работа, связанная с подбором воздушного зазора или профиля полюсов в ЭМ или в бетатроне может быть существенна, облегчена и ускорена при использовании связи (4.1), поскольку распределение электромагнитных полей удовлетворяет этой связи точно. На основе известных опытных данных было восстановлено относительное распределение потоков тепловых нейтронов по сечению активной зоны реактора с кассетами ТВС-ИРТ-2М. С целью оценки точности связи (4.1) рекомендуется проводить сравнение реальных значений поля на одной из границ с восстановлением по связи (4.1) по данным на других границах области.

Таблица 1.

Дискретный ряд значений R для нажимной плиты турбогенератора, при которых выполняется (не выполняется) связь (4.1) с погрешностью $\varepsilon < 5\%$
Исходные данные [Л4]: $Vi_1=0.8$, $Vi_2=1.6$, $Vi_3=0.4$, $Vi_4=1.2$. Расчет по (4.6):

$$\mu = 1.3827059 \quad (\Delta_1 = 1.4 \cdot 10^{-6}).$$

R	$\Delta_2, 10^{-5}$	(R)	Δ_2	R	$\Delta_2, 10^{-5}$
0.7206	- 0.53	2.2720	- 11793	2.9927	- 8.1
5.2647	+3.9	4.52	- 30.6	7.5368	-3.7

Сформулирована и доказана теорема о точном выполнении закона связи между избыточными температурами в полем цилиндрическом активном элементе.

Таблица 2

Рекомендуемый к рассмотрению по связи (4.1) диапазон значений R

для магнитопровода ускорителя заряженных частиц [Л6]

R	Δ_2	R	Δ_2	R	Δ_2
0.35	0.14	2.75	0.38	5.25	0.15
...
0.48	-0.30	3.0	- 0.49	5.5	-0.62
1.55	0.25	3.95	0.52	6.5	0.10
...
1.70	-0.30	4.20	- 0.43	6.6	- 0.30

Расчеты показали, что при больших числах Био $Bi_{3,4} > 20.0$ наблюдается сравнительно узкий дискретный ряд значений $R_2^{(1)} < R_2^{(2)} < R_2^{(3)}$, при которых ожидается выполнение связи между избыточными температурами в статоре ЭМ с погрешностью $\varepsilon < 5\%$. Для обмотки малогабаритного бетатрона МИБ –6 –200 этот диапазон лежит в широком интервале $2.2 < R_2 < 8.5$.

Таблица 3. Область значений (R) , не рекомендуемая для практического применения. Исходные данные в табл.2.

(R)	Δ_2	(R)	Δ_2	(R)	Δ_2
1.2	-16	3.5	-2.7	6.0	3.6
...
1.3	4.5	3.7	16	6.3	1.5
2.4	-8.3	4.7	-2.4	6.9	-1.1
...
2.6	1.8	5.0	3.2	7.5	1.9

Таблица 4. Распределение $\varepsilon(X, Y)$, % для нажимной плиты турбогенератора

Исходные данные [Л4]: $R=7.5$, $Bi_1=0.8$, $Bi_2=1.6$, $Bi_3=0.4$, $Bi_4=1.2$;

$Po(X, Y)=Po_0 \exp(-NX)(1+MY+DY^2)$, $Po_0=112$, $N=M=0$, $D=-1/R^2$.

Расчет по формуле (4.14).

Y	0.0	0.25R	0.5R	0.75R	R
X					
0.00	2.56	1.75	1.64	1.64	-2.64
0.25	1.25	0.96	0.90	0.87	-1.19
0.50	-0.24	0.04	0.07	0.07	0.23
0.75	-0.58	-1.27	-0.11	-0.11	0.59
1.00	-2.71	-1.77	-1.68	-1.61	2.56

В работе рассмотрен упрощенный метод расчета стационарного двумерного температурного поля в полом цилиндрическом активном элементе при несимметричных условиях охлаждения. Показано, что координаты точек максимальных температур поверхностей в стационарных условиях являются координатами максимальной температуры магнитопровода. Для серии расчетов (с пределами изменения чисел Био в направлении листов $Bi_{max}/Bi_{min}=3 \div 500$ и геометрических размеров $R_y/R_x=0.2 \div 3.0$) было проверено, что максимальные температуры наиболее нагретых поверхностей дают определение θ_{max} по сравнению с расчетной величиной погрешность, не превышающую 1%.

В пятой главе рассмотрены аналитические методы расчета нестационарных температурных полей в твэлах. Дан анализ теплопроводности термически тонкого твэла. В энергосистемах широко применяется плавка гололеда – изморозевых образований электрическим током. Повторно- кратковременные нагревы обледеневших проводов большими токами позволяет предотвратить опасные перегревы участков свободных от гололеда и повысить надежную работу сети в гололедный период. На практике часто реализуются прерывистые плавки с произвольным числом циклов. Для этих случаев важно знать максимальную и минимальную температуры, устанавливаемые за цикл,

например, после 4 —6 повторений нагрева — охлаждения. Рассмотрены только важные для практики случаи решения сформулированной задачи.

Случай А. Теплообмен между поверхностью проводника и окружающей средой превосходит составляющую джоулевых потерь, то есть

$\frac{kS}{F} > \delta^2 \rho_o \alpha$. Окончательное решение записано в безразмерной форме:

а) в процессе нагрева $0 \leq t \leq t_H, N \geq 1$

$$\Theta(t) = \frac{v_N(t) - v_o}{v_y - v_o} = \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_H}\right) \right] + \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{t_H}{T_H}\right) \right] \left(\frac{1 - \exp[-(N-1)p]}{1 - \exp(-p)} \right) \exp\left(-\frac{t_o}{T_o}\right) \right\} \exp\left(-\frac{t}{T_H}\right). \quad (5.1)$$

Здесь введены общепринятые в электрических сетях обозначения: v_N, v_o - температуры соответственно проводника и окружающей среды;

$$p = \frac{t_H}{T_H} + \frac{t_o}{T_o}, \quad T_H = \frac{c\gamma}{\frac{kS}{F} - \delta^2 \rho_o \alpha}, \quad (5.2)$$

$$v_y = \frac{\frac{kS v_o}{F} + \delta^2 \rho_o}{\frac{kS}{F} - \delta^2 \rho_o \alpha}, \quad (5.3) \quad T_o = \frac{c\gamma F}{kS}; \quad (5.4)$$

c - удельная теплоемкость проводника; k - коэффициент теплообмена; S / F - отношение периметра к сечению провода; δ - плотность тока; ρ_o - удельное электрическое сопротивление провода; α - температурный коэффициент; $T_{H,0}$ - постоянные времени нагрева и охлаждения проводника; N - номер цикла; индексы “н” - нагрев, “о” - охлаждение.

б) в процессе без токовой паузы $0 \leq t \leq t_o, N \geq 1$

$$\Theta(t) = \frac{v_N(t) - v_o}{v_y - v_o} = \Theta_N(t_H) \exp\left(-\frac{t}{T_H}\right). \quad (5.5)$$

Отметим, что из решений (5.1), (5.5) можно получить известные в литературе зависимости. Построены номограммы для оценки максимальной и

минимальной температуры, устанавливаемые за цикл. Допустимое число циклов принимается равным

$$N = \frac{\tau}{t_H}, \quad (5.6) \quad \text{где } \tau - \text{ время плавления льда [Л7].}$$

Если допустимая температура проводника v_d больше или равна установившейся температуре v_y , то возможна стационарная плавка гололеда. В противном случае следует перейти к прерывистой плавке, поскольку $v_d < v_y$.

Случай В. Составляющая джоулевых потерь превосходит теплообмен между проводником и окружающей средой, то есть $\delta^2 \rho_o \alpha > \frac{kS}{F}$. Для этого случая

можно воспользоваться зависимостями (5.1) - (5.5), в которые следует подставлять отрицательные значения T_H и v_y . Изложена методика теплового расчета на примере ВЛ провода АС-70 при прерывистой плавке гололеда, если толщина стенки $b = 2$ см и диаметр гололедной муфты $D = 5.14$ см; температура окружающего воздуха и начальная температура проводника перед первым включением равны $v_o = -4$ °С. Скорость ветра $V = 4$ м/с. Допустимая температура голого провода принята равной $v_d = 130$ °С. Расчет проводится для провода длиной 1 м. Проанализированы два случая: 1) если $10.1 < \delta < 17.1$ А/мм² – случай “А”, 2) при $\delta \geq 17.1$ А/мм² – случай “В”. Требуемое число циклов для каждого случая дано в табл.5.

Таблица 5. Результаты расчетов прерывистых температурных режимов ВЛ

Случай	А	В
Время, с :		
нагрева	99	33
охлаждения	83	5
T_H , с (по формуле (5.2))	172.13	- 32.03
v_y , °С (по формуле (5.3))	234.96	-340.23
τ , с (по формуле (22) [Л7])	312.95	39.55
N	3	7

Действительная максимальная температура через ограниченное число повторений циклов: в первом случае равна 127°С, а во втором случае соответственно 104°С. Минимальные температуры голого провода, устанавливаемые за цикл, не превышают 47°С. На примерах проанализированы форсированные температурные режимы голого провода, при которых наблюдается выигрыш во времени, по сравнению со временем стационарной плавки гололеда и проигрыш во времени при необоснованном выборе

повторно-кратковременного режима. Исследования тепловых режимов твэлов показали на возможные различные сочетания без токовой паузы и температуры, например, обмотки бетатрона после охлаждения. Отсутствие в литературе детального расчета тепловых потерь создает предпосылки к необоснованному выбору времени нагрева, токовой нагрузки и т.д. В итоге можно наблюдать повышенные (или пониженные) теплотери с поверхности твэла в окружающую среду и перерасход электрической энергии. Изложена подробно методика составляющих тепловых потерь, которая позволяет найти не только общие тепловые потери голого провода через ограниченное число (1-7) повторений, но самое важное – проследить за ходом их изменения отдельно при нагреве и охлаждении. Приводится проверка правильности расчета по уравнению сохранения и превращения энергии. С целью интенсификации плавки гололеда предпочтение следует отдавать режиму, у которого составляющая джоулевых потерь выше составляющей теплообмена между поверхностью провода и окружающей средой, т.е. случаю "В". В этом случае теплота недостаточно отводится в окружающую среду и ее большая часть пойдет на нагревание линии с обледеневшим участком. **Случай А** характерен для работы электромагнитных устройств – трансформаторы, турбогенераторы, ускорители заряженных частиц, когда ставится задача интенсификации теплообмена и отвода теплоты в окружающую среду. Применение этого случая для плавки гололеда невыгодно, так как в процессах нагрева значительная часть теплоты безвозвратно рассеивается в окружающую среду.

Развитие вычислительной техники в настоящее время позволяет более глубоко исследовать аналитические и численные методы решения задач, в частности, теплопроводности в твердых телах конечных размеров в широком диапазоне изменения различных параметров. Поэтому знание параметров *качества аналитического расчета* нестационарных температурных полей в различных твэлах позволяет провести проверку полученных результатов расчета. Она состоит в подстановке расчетных значений в исходные дифференциальные уравнения энергии и краевые условия исследуемой задачи.

К сожалению, этому этапу в литературе уделено недостаточное внимание, но он просто необходим при исследовании. Только после этого этапа рекомендуется провести сравнение с опытными данными или другими надежными данными и приступить к самому процессу моделирования в широком диапазоне изменения параметров исходной задачи.. От этого показателя во многом зависят: 1) принятие конструктивных решений по выбору массогабаритных размеров электрофизической или энергетической установки в целом с целью обеспечения надежного допустимого режима; 2) обоснование приближенного или численного метода теплового расчета электромагнита (Э); 3) рациональный подход к решению обратных задач, связанных с определением энерготеплофизических свойств материалов (тепловыделения, коэффициентов тепло - и массообмена, диэлектрических и других характеристик).

В теории теплопроводности [ЛЗ] важным показателем сходимости одномерного ряда принято считать число Фурье. Например, для неограниченной пластины при $Fo \geq 0.3$ можно в решении ограничиться одним первым членом ряда. При усложнении исходной задачи, как показано в работе этого значения числа Фурье для получения достоверных результатов будет недостаточно. Рассмотрим, например, двумерную задачу нестационарной теплопроводности с внутренними источниками теплоты, зависящими от координат и времени, и при несимметричных условиях охлаждения с нулевым начальным условием. Она наиболее часто встречается при тепловых расчетах электромагнитных устройств.

Система уравнений этой задачи имеет вид

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} + Po(X, Y, Fo), \quad 0 < X < 1, \quad Fo > 0, \quad (5.7)$$

при граничных (3.3) и начальном условиях

$$\theta(X, Y, 0) = 0. \quad (5.8)$$

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$\theta(X, Y, Fo) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{T_1(\mu_n, \gamma_m, Fo) K_1(\mu_n, X) K_2(\gamma_m, Y)}{K_{11}(\mu_n) K_{22}(\gamma_m)}, \quad (5.9)$$

здесь μ_n , γ_m - собственные числа. Они находятся из трансцендентных уравнений

$$ctg\mu = \frac{\mu^2 - Bi_1 Bi_2}{\mu(Bi_1 + Bi_2)}, \quad (5.10) \quad ctg\gamma R = \frac{\gamma^2 - Bi_3 Bi_4}{\gamma(Bi_3 + Bi_4)} \quad (5.11)$$

$$K_1(\mu_n, X) = \mu_n \cos \mu_n X + Bi_2 \sin \mu_n X,$$

$$K_2(\gamma_m, Y) = \gamma_m \cos \gamma_m Y + Bi_4 \sin \gamma_m Y,$$

$$K_{11}(\mu_n) = \frac{1}{2} \{ \mu_n^2 + Bi_2^2 + (\mu_n^2 - Bi_2^2) \frac{\sin 2\mu_n}{2\mu_n} + Bi_2(1 - \cos 2\mu_n) \},$$

$$K_{22}(\gamma_m) = \frac{1}{2} \{ (\gamma_m^2 + Bi_4^2) R + (\gamma_m^2 - Bi_4^2) \frac{\sin 2\gamma_m R}{2\gamma_m} + Bi_4(1 - \cos 2\gamma_m R) \}.$$

$$T_I(\mu_n, \gamma_m, Fo) = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 Po(X', Y', Fo') \exp[-(\mu_n^2 + \gamma_m^2)(Fo - Fo')] J^* \quad (5.12)$$

$$K_1(\mu_n, X') K_2(\gamma_m, Y') dX' dY' dFo' .$$

Рассмотрен часто встречающийся на практике случай распределения удельных потерь в электрических машинах

$$Po(X, Y, Fo) = Po_0 W_1(X) W_2(Y) \exp(-sFo). \quad (5.13)$$

Здесь $W_1(X) = \exp(-NX)$, $W_2(Y) = 1 + MY + DY^2$.

Практическая реализация решения (5.9)-(5.13) связана с использованием ограниченного числа членов ряда (5.9). Поэтому возникает естественный вопрос: “Как это ограничение сказывается на точности конечных результатов расчета?” В качестве примера рассмотрим нажимную плиту турбогенератора [Л4]. Исходные данные для расчёта: $Bi_1=0.8$, $Bi_2=1.6$, $Bi_3=0.4$, $Bi_4=1.2$; $R=7.5$, $Po_0=112.0$, $D = -1/R^2$. В табл.6 даны расчетные значения (для точки $X=0.5$, $Y=0.25R$) температур, скорости изменения температуры во времени, невязки уравнения энергии. Из этой таблицы видно, что надежные результаты по расчету теплового состояния активного элемента в нестационарных условиях

можно получить только тогда, когда будет иметь место минимальная невязка в уравнении энергии. В противном случае можно получить неверные результаты расчетов. Совершенно очевидно, что в данном случае наблюдается неравномерная сходимость двойного ряда.

Таблица 6. Влияние числа членов ряда (5.10) на температуру в точке активного элемента при $Fo=0.6$, $N=2$, $s=0.5$, $D= -1/R^2= -0.017778$, $M=0$, $Po(X, Y, Fo)= 28.616$

θ	$\partial\theta/\partial Fo$	η_1	η_2	ξ	I, j	k, p
14.40	10.93	- 16.13	- 1.19	0.36	3, 4	20, 20
14.43	11.07	- 16.22	- 1.85	-0.52	3, 4	10, 10
14.42 ^{*)}		- 15.54	- 1.82	0.18	3, 3	
14.70	11.25	-16.80	- 1.74	-1.74	3, 4	5, 5
14.40	10.90	-16.12	- 0.92	0.67	3, 4	30, 30
8.50	6.43	-16.24	- 0.77	5.17	1, 1	5, 5
14.88	11.60	-28.46	- 3.36	-14.80	1, 2	
15.78	12.42	-30.17	- 4.27	-18.24	1, 3	
15.28	11.87	-29.21	- 3.30	-15.76	1, 4	
14.80	11.25	-28.30	- 1.79	-12.73	1, 5	

Примечание: $\eta_1 = \frac{\partial^2\theta}{\partial X^2}$, $\eta_2 = \frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}$, $\xi = Po(X, Y, Fo) \cdot \frac{\partial\theta}{\partial Fo} + \frac{\partial^2\theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2\theta}{\partial Y^2}$ -

невязка в уравнении энергии.

Были проведены расчеты по выяснению влияния точности исходных данных и определения собственных чисел на конечные результаты расчетов. Показано, что наибольшая погрешность расчетов наблюдается для случая при отсутствии охлаждения. Поэтому при больших числах Фурье можно ограничиться сравнительно небольшой невязкой в 10^{-4} при определении собственных чисел. Поскольку точная величина температуры $\theta = 14.40$ мало отличается от

приближенного ее значения $14.42^*)$ (табл.6). Что касается выполнения граничных условий, то по этому поводу можно сказать следующее. Если при расчете была достигнута минимальная невязка в уравнении энергии и была правильно поставлена и решена краевая задача, то граничные условия выполняются с достаточно высокой точностью. В данных примерах невязки в граничных условиях имели порядок от $2 \cdot 10^{-5}$ до $1 \cdot 10^{-4}$ в зависимости от точности определения собственных чисел краевой задачи. Таким образом, критериями качества аналитического расчета нестационарного двумерного температурного поля в активном элементе с резким изменением тепловыделения по координатам и времени являются величины минимальных невязок уравнения энергии, краевых условий и экспоненциального множителя, зависящего от числа Фурье. В работе приведены необходимые и достаточные условия для точного выполнения закона связи между избыточными нестационарными температурами в активном элементе конечных размеров при несимметричных условиях охлаждения. Даны конкретные примеры расчетов, иллюстрирующие зависимость критериев качества аналитического расчета с законом связи избыточных нестационарных температур.

В шестой главе проведено исследование прерывистых температурных режимов твэлов У на основе полученного аналитического решения задачи и обоснованием погрешности расчета. На примере обмотки малогабаритного бетатрона (рис.3) показан выбор времени нагрева и паузы – охлаждения:

$$Fo_1 = \frac{1}{p_1^2} \ln \left[\frac{A_1(0.5)(Po_1 - p_1^2 \theta_0)}{Po_1 A_1(0.5) - \theta_{дон} p_1^2} \right] \geq [Fo_{техн.}] , \quad (6.1)$$

$$Fo_2 = \frac{1}{\gamma_1^2} \ln \left[\frac{B-1}{B \exp(p_1^2 Fo_{техн.}) - 1} \right], \quad B = \frac{[\theta(0.5) - \theta_{дон}]}{A_1(0.5) Po_1} . \quad (6.2)$$

где $Fo_{техн.}$ - число Фурье, учитывающее допустимое технологическое время, необходимое для работы ЭМ. Например, при контроле бетатроном сварных соединений толщиной от 10 до 100мм время экспозиции составляет от 5 до 35 минут. Сопоставление опытных и расчетных значений температур, по

предложенным зависимостям, показало на удовлетворительное их совпадение (в пределах 10 —18%). Заметное расхождение между ними (до 25%) наблюдается на начальной стадии разогрева обмотки, которое может быть уменьшено, если учесть изменение во времени коэффициента теплообмена, температуры воздуха и тепловыделения. Максимальная ошибка расчета

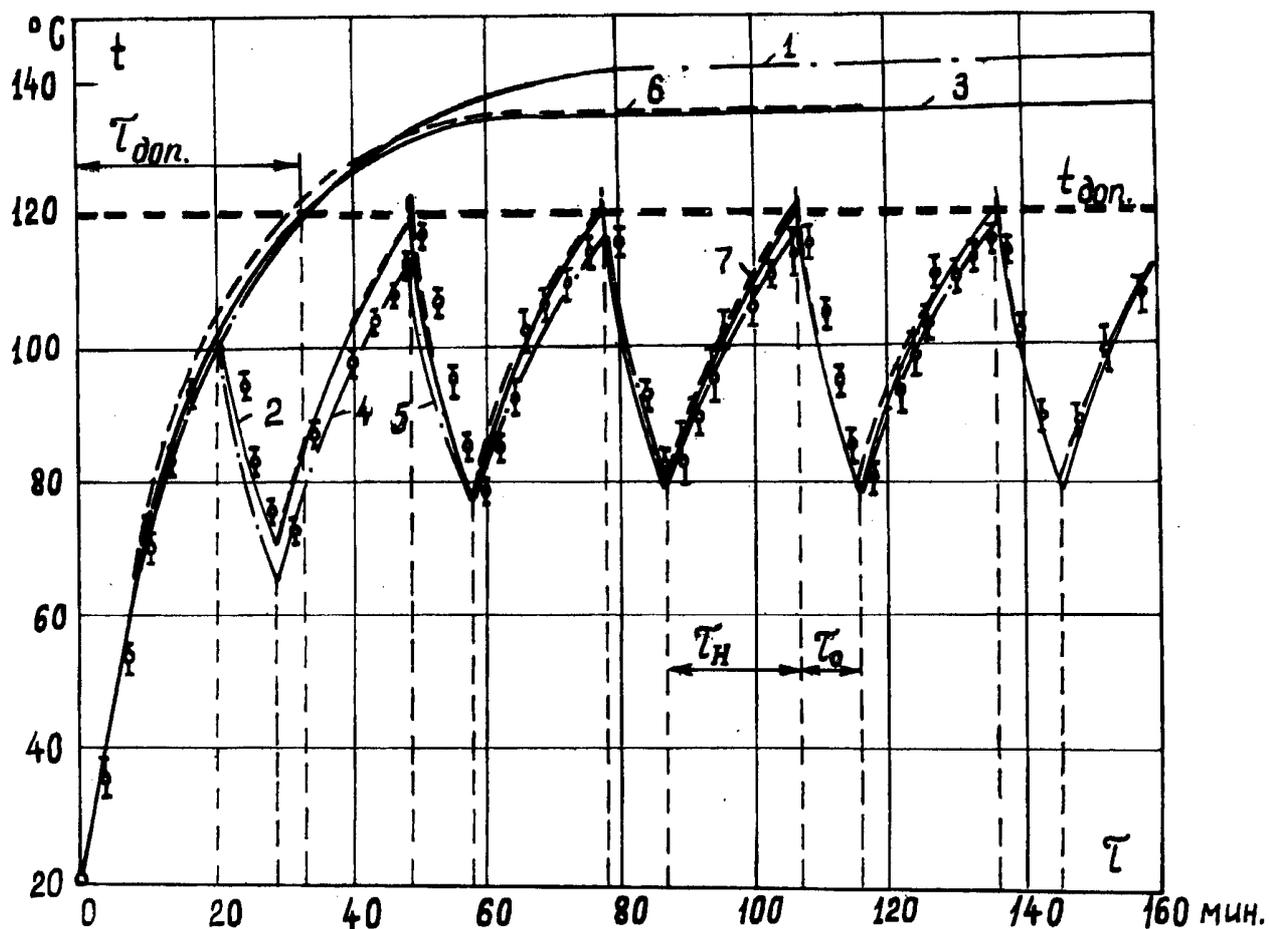


Рис. 3. Прерывистый температурный режим обмотки электромагнита ПМБ-6.

температур по точным зависимостям и с учетом только одного первого члена ряда составляет не более 5% для начального участка (при $Fo=0.002$ было взято 38 членов ряда). Изложен приближенный расчет повторно-кратковременного температурного режима обмотки бетатрона типа ПМБ-6 с решетчатым полюсом и проанализированы случаи А и В применительно к термически массивным телам. Приведенные в работе решения справедливы для таких прерывистых режимов, если $q_{v \text{ обм.}} \leq 4 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^3$ и $q_{v \text{ магн.}} \leq 1 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^3$. Диапазон указанных параметров установлен на основе обобщения результатов

тепловых испытаний стационарных (Б-9, БМС-8, Б-18) и малогабаритных (ПМБ-3, ПМБ-4, ПМБ-6, МИБ-6-200 и др.) бетатронов.

Были рассмотрены различные 4 варианта конструктивного исполнения катушки магнетрона, конструкция которой предложена И.И. Винтизенко ,

В.Ю. Митюшкиной. Расчет проведен по программе, составленной А.Р. Дороховым, Е.Г. Боберем , с проведенной проверкой расчетов. Наличие одного или двух охлаждающих каналов для прохода воды приводит к резкому снижению максимальной температуры до 60°C . Поэтому для этих двух вариантов возможна непрерывная работа магнетрона. Из-за отсутствия подробной информации о полях рассеяния для катушек взаимосвязанных с магнитным полем магнитной цепи был отклонен проектный вариант расчета, исходя из опыта автора по определению тепловых потерь в индукционных ускорителях. В таких ускорителях имели место случаи, когда действительные тепловые потери в 2..4 раза превышали допустимые по нагреву расчетные электрические потери. Проведено исследование температурного режима многослойной конструкции центрального вкладыша малогабаритного бетатрона. Показано, что существенное влияние на их температуру оказывает температура внешней среды и теплопроводность изолирующих прокладок.

Седьмая глава – обобщение накопленного опыта положительных и отрицательных результатов более 50 исследований температурных режимов электромагнитов малогабаритных бетатронов, специализированных источников питания тока - от разрабатываемых их первых единичных образцов и в конечном итоге до внедренных в промышленную серию для предприятий (с 1972 г.) страны. В настоящее время их выпуск производится в НИИ ИН ТПУ для реализации за рубежом (например, в США, Великобритании и т д.).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Разработаны приближенные аналитические методы расчетов нестационарной теплопроводности тел с внутренними источниками теплоты при малых ($Fo < 0.001$) и больших числах Фурье ($Fo > 0.5$). Они отличаются от

известных методов тем, что можно провести оценку погрешности расчетов по сравнению с точными решениями.

2. Впервые сформулированы и доказаны три теоремы о точном выполнении закона связи между избыточными стационарными и нестационарными избыточными температурами в активном элементе. Они позволили установить дискретный ряд геометрических размеров (R) активных элементов, при которых выполняется (или не выполняется) этот закон. Их выбор зависит от конкретных условий охлаждения, теплофизических свойств. Это открывает возможность в получении достоверной информации о тепловом состоянии, например, нажимной плиты турбогенератора, распределении нейтронного потока в ядерном реакторе.

3. Установлено, что имеют место два способа определения чисел Био, если рассматриваются четыре варианта восстановления в теле температурного поля по опытным избыточным поверхностным температурам. Эти числа дают возможность найти тепловые потери с каждой поверхности в окружающую среду, а по уравнению теплового баланса проверить величину тепловыделения.

4. Разработана методика расчета тепловых потерь с ограниченным числом (1 – 10) повторений нагрева – охлаждения проводов. На основе проведенных расчетов даны практические рекомендации по выбору технологического режима (на примере плавки гололедо-изморозевых образований на линии электропередачи или для ускорителя заряженных частиц). Установлены связи между продолжительностями нагрева (F_{O1}), паузы – охлаждения (F_{O2}), допустимой температурой для данного класса изоляции ($\theta_{\text{доп}}$) и технологическим временем (F_{O_T}). Они позволяют среди множества нестационарных тепловых режимов выбрать конкретный прерывистый режим работы ускорителя заряженных частиц.

5. Показано, что время выхода на стационарный режим по максимальной температуре определяется в основном размерами тепловыделяющей области (или ее массой) и в меньшей степени наличием изоляционных слоев. При толщине прокладок менее 0.5 мм и их числе $m > 5$ максимальная температура

центральных вкладышей бетатрона превышает предельно допустимую величину по условиям эксплуатации.

6. На основе тепловых испытаний проведена оценка электрических потерь в отдельных активных частях электромагнитов бетатронов. Были созданы предпосылки найти допустимые по нагреву электрические потери и технологически распределить их в отдельных активных элементах для повышения удельных характеристик конкретного ускорителя заряженных частиц.

Основное содержание диссертации изложено в следующих работах:

1. Фукс Г.И., Логинов В.С. К расчету температурных режимов магнитопроводов трансформаторов и бетатронов // Электротехника. 1971, № 12. С.10 – 11.
2. Логинов В.С. Инженерный метод теплового расчета электромагнитов бетатронов с воздушным охлаждением // Тезисы докладов Всесоюзной конференции по ускорителям заряженных частиц .- Томск: ТГУ. 1972.
3. Логинов В.С., Гейзер А.А., Чахлов В.Л. Оценка электрических потерь в электромагните бетатрона типа ПМБ – 6 : с импульсным питанием током повышенной частоты // Известия ТПИ. 1974. Т. 279. С. 3-9.
4. Логинов В.С., Гейзер А.А. Экспериментальная проверка закона связи между избыточными температурами в обмотке бетатрона типа ПМБ – 6// Известия ТПИ. 1974. Т. 279. С10-13.
5. Логинов В.С. Прерывистые температурные режимы тепловыделяющих элементов // В сб.: Материалы конференции “ Молодые ученые и специалисты Томской области в 9-й пятилетке. – Томск: ТГУ, 1975.
6. Логинов В.С., Касьянов В.А., Чахлов В.Л. Электромагнит бетатрона с криообмоткой из чистых металлов // Труды НИИ ЯФЭА. – М.: Атомиздат, 1975.
7. Логинов В.С. Температурные режимы проводов при произвольном числе повторений нагрева – охлаждения // Электрические станции. 1976, № 9.
8. Логинов В.С. Повторно- кратковременные температурные режимы обмоток бетатронов // В сб.: Ускорители электронов и электрофизические установки. – Томск: Изд. ТПИ. 1978.

9. Логинов В.С. Об оценке теплообразования в активных частях трансформаторов и бетатронов // В сб.: Теплоэнергетика электрических станций и промышленных установок. – Красноярск . 1977.
10. Логинов В.С. Тепловые режимы обмоток бетатронов // Депонир. рукопись. Известия вузов. Физика. 1979, № 7.
11. Логинов В.С., Коновалова Л.С. Оценка максимальной температуры в магнитопроводе бетатрона // Депонир. рукопись. Известия вузов Физика. 1981, № 4.
12. Коновалова Л.С., Логинов В.С. Расчет максимальной температуры магнитопроводов трансформаторов и бетатронов // Электротехника. 1982, № 11. – С.19-20.
12. Логинов В.С. Приближенный расчет интенсивности теплообмена на поверхности магнитопроводов трансформаторов и бетатронов // Электротехника. 1983, № 7. – С.52-55.
13. Логинов В.С., Гекке М.М. Оценка чисел Био в цилиндрическом теле // Депонир. рукопись. Известия вузов. Авиационная техника. 1984, № 3.
14. Логинов В.С., Гекке М.М., Грехов Ю.М. Приближенный расчет температурного поля в активном элементе прямоугольного сечения электрического аппарата // Известия вузов. Электромеханика. 1986, № 7. – С.70 – 75.
15. Логинов В.С. Приближенный метод расчета температурных режимов магнитопроводов трансформаторов и бетатронов // Электричество. 1986, № 10. – С. 20-25.
16. Логинов В.С., Молодежникова Л.И., Землянская И.А. Приближенный расчет температурного режима цилиндрического активного элемента электромагнита // ИФЖ. 1987. Т.52, № 5.- С.863-864.
17. Логинов В.С., Молодежникова Л.И., Бучная И.А. К тепловому расчету цилиндрического активного элемента электромагнита // Известия вузов. Электромеханика. 1988, № 3. –С. 105-108.
18. Логинов В.С., Милютин Г.В., Чистякова Г.П. Экспресс- анализ картины полей по информации на границе активного элемента ускорителя и реактора // ИФЖ. 1988. Т.56, № 1.- С.138.
19. Логинов В.С. Температурное поле активного элемента электротехнического устройства // Электричество. 1989, № 4. – С.79- 82.
20. Логинов В.С. К расчету температурного поля в активном элементе прямоугольного сечения электрического аппарата // Известия вузов. Электромеханика. 1990, № 4. – С.72-76.
21. Антонов Ю.Б., Логинов В.С. Модель расчета нестационарного температурного поля в электромагните //Ивестия вузов. Электромеханика.1991, № 1. – С.97- 101.
22. Логинов В.С., Гекке М. М., Оглоблин В.П. Оценка внутренних источников теплоты в тепловыделяющем элементе // Сб. Научно- метод. статей по теплотехнике// Гос. ком. СССР по нар. образ. 1991, № 5.- С.72-78.
23. Логинов В.С. О законе связи между избыточными температурами в активном элементе // ИФЖ.1992. Т.62, № 3.- С.486-490.

24. Логинов В.С. Температурное поле твэла. Часть 1 // Известия вузов. Электромеханика, 1994, № 1-2. – С.101-104; Часть 2, 1994, № 3. – 101-104.
25. Логинов В.С. О законе связи между избыточными температурами в полом цилиндрическом активном элементе // Известия РАН. Энергетика. 1995, №3- С. 200-204.
26. Дорохов А.Р., Логинов В.С., Петрик П.Т. Теплообмен при нестационарной пленочной конденсации пара // Письма в ЖТФ. Том 21, вып. 20. 26 октября 1995г. С.68 – 71.
27. Логинов В.С., Озерова И.П., Дорохов А.Р., Петрик П.Т. Нестационарная пленочная конденсация // Труды Международного форума “ Тепло- и массообмен”.- Минск. 1996. Т.4. Ч.2.- С.74 –77.
28. Логинов В.С. Температурное поле в составной стенке из произвольного числа твэлов и неактивных элементов. Часть 1 // Известия вузов. Электромеханика. 1996, № 1-2. – С.95-98; Часть 2. 1997. – С.98-99.
29. Логинов В.С., Дорохов А.Р., Репкина Н.Ю. Расчет нестационарной теплопроводности при малых числах Фурье ($Fo \leq 0.001$) // Письма в ЖТФ. 1997. Т.23, № 10. – С.22-25.
30. Дорохов А.Р., Логинов В.С., Озерова И.П., Петрик П.Т., Дворовенко И.В. Нестационарный теплообмен при пленочной конденсации пара на горизонтальной трубе // Теплоэнергетика. 1997, № 6. – С.37-39.
31. Дорохов А.Р., Логинов В.С., Штайгер Д.И., Петрик П.Т. Определение среднemasсовой теплоемкости конденсаторного устройства при нестационарном теплообмене // Промышленная энергетика. 1997, № 6. – С.37.
32. Логинов В.С., Дорохов А.Р. Оценка нестационарного теплового режима неограниченной пластины // ИФЖ. 1998. Т.71, № 3, 1998. – С.571 – 572.
33. Логинов В.С., Винтизенко И.В., Дорохов А.Р., БоберъЕ.Г., Митюшкина В.Ю. К вопросу выбора рациональной конструкции системы охлаждения катушек магнетронов // Известия вузов. Электромеханика. 1999, № 4. – С. 117-119.
34. Дорохов А.Р., Заворин А.С., Казанов А.М., Логинов В.С. Моделирование тепловыделяющих систем: Учебное пособие.- Томск: Изд. НТЛ.2000. – 234с.
35. Логинов В.С., Дорохов А.Р. Критерии качества аналитического расчета нестационарного температурного поля активного элемента электромагнита // ИФЖ.2002. Т.75, № 2.- С.148-151.
36. Логинов В.С. Условия выполнения связи нестационарных избыточных температур активного элемента // // Известия РАН. Энергетика. 2002, №1- С. 43-52.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Диденко А.Н., Зверев Б.В. СВЧ- Энергетика. – М.: Наука, 2000. –264с.
2. Теория тепломассообмена: Учебник для вузов/ С.И. Исаев, И.А. Кожинов и др.; Под ред. А.И.Леонтьева. – М.: Высш. школа, 1979.- 495 с.
3. Лыков А.В. Теория теплопроводности. – М.: Высшая школа. 1967. – 599с.
4. Данько В.Г. Тепловой расчет нажимного фланца мощного турбогенератора// Электротехника, 1970, № 10 – С.11 – 13.
5. Бойков Г.П. Закон связи между избыточными температурами тел конечных размеров// ИФЖ. 1962. Т.5, № 3. –С.107 –109.
6. Гурченко А.А. Исследование процесса охлаждения в магнитопроводах трансформаторов на электрических моделях// Изв. Вузов. Энергетика, 1960, №3.-С.20 – 25.
7. Бургсдорф В.В. Расчет тока и времени плавки гололеда на линиях электропередачи// Электричество. 1946, №1.

Подписано к печати 2003.
Формат 60x84/16. Бумага писчая № 2.
Плоская печать. Усл. печл. уч.-изд.л. .
Тираж 100 экз. Заказ .
ИФП ТПУ. Лицензия ЛТ № 1 от 18.07.94.
Ротапринт ТПУ. 634050, Томск, пр. Ленина, 30.

