В. С. Логинов

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ ТЕПЛОВОГО РАСЧЕТА

АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

МОСКВА
ФИЗМАТЛИТ®
2009

УДК 536.2.01, 536.24
ББК 22.19
Л69

Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 08-08-07000

Логинов В.С. **Приближенные методы теплового расчета активных элементов электрофизических установок.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. — 272 с. — ISBN 978-5-9221-1164-5.

В книге рассматриваются вопросы теплообмена в системах, в которых в силу различных причин происходит выделение теплоты (электрические машины и аппараты, ускорители заряженных частиц).

Исследование процессов теплообмена проводится на основе полученных точных и приближенных аналитических решений. В отличие от известных монографий в данной работе особое внимание уделяется качеству (или проверке) расчета стационарных и нестационарных температурных полей в активных элементах. На основе сформулированных и доказанных теорем обсуждаются результаты диагностики физического состояния различных элементов энергетического оборудования. Особое внимание уделено выбору прерывистых температурных режимов работы тепловыделяющих систем с точки зрения энергосбережения или повышения удельных характеристик при уменьшении массогабаритных размеров установки.

Для студентов, обучающихся по специальностям физико-энергетического, теплоэнергетического, энергомашиностроительного, электрофизического и теплофизического направлений. Представленный в книге материал может быть полезен инженерно–техническим работникам, занятым эксплуатацией энергетического оборудования.

ISBN 978-5-9221-1164-5

© ФИЗМАТЛИТ, 2009
© В.С. Логинов, 2009

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение 7
Список условных обозначений и индексов 13

Глава 1. **Обзор литературы по устройству, нагреву и охлаждению активных элементов электрофизических установок** 15
1.1. Ускорители прямого действия 16
1.2. Генераторы мощных наносекундных электронных пучков . . . 18
1.3. СВЧ–энергетика 26
1.4. Индукционные ускорители заряженных частиц — бетатроны 27
1.5. Электрические машины 30
1.6. Методы решения задач тепломассообмена 38
Выводы 44

Глава 2. **Одномерные задачи теплопроводности с внутренними источниками теплоты** 46
2.1. Температурное поле гетерогенного твэла 46
2.2. Примеры расчетов 49
2.3. Температурное поле в составной стенке из произвольного числа твэлов и неактивных элементов 56
2.4. Анализ решений (2.11)–(2.13) 60
2.5. Оценка допустимых по нагреву электрических потерь в электромагните бетатрона 64
2.6. Приближенные методы расчета нестационарной теплопроводности неограниченной пластины при малых ($Fo < 0{,}01$) и больших ($Fo > 0{,}5$) числах Фурье 67
2.7. Теплообмен в пластине при действии внутренних источников тепла при малых числах Фурье ($Fo < 0{,}001$) 72

2.8. Приближенные зависимости для расчета нестационарного температурного поля в импульсном термоэлектрогенераторе 76
2.9. Влияние формы плотности теплового потока во времени на избыточную температуру ИТЭГ 78
2.10. Оценка нестационарной теплоотдачи при пленочной конденсации пара на вертикальной стенке 79
Выводы 85

Глава 3. **Двумерные задачи стационарной теплопроводности с внутренними источниками теплоты** 87
3.1. Температурное поле активного элемента электротехнического устройства 87
3.2. Приближенный метод расчета температурных режимов магнитопроводов трансформаторов и бетатронов 95
3.3. Приближенный расчет температурного поля в активном элементе прямоугольного сечения электрического аппарата. . . . 103
3.4. К расчету температурного поля в активном элементе прямоугольного сечения электрического аппарата 108
3.5. Оценка координат максимальной температуры в активном элементе прямоугольного сечения 113
Выводы 116

Глава 4. **Тепловые потери от активных элементов при стационарном тепловом режиме** 119
4.1. Приближенный расчет интенсивности теплообмена на поверхности магнитопроводов трансформаторов и бетатронов 119
4.2. Расчет тепловых потерь от поверхностей активных частей прямоугольного сечения электрических аппаратов 126
4.3. О законе связи между избыточными температурами в активном элементе 133
4.4. О магнитном поле в рабочей части зазора магнитов электрофизических установок 138
4.5. Восстановление распределения потока нейтронов в активной зоне реактора 139
4.6. О законе связи между избыточными температурами в полом активном цилиндрическом элементе 140
4.7. Тепловой расчет цилиндрического активного элемента электромагнита 146
4.8. Расчет максимальной температуры магнитопроводов трансформаторов и бетатронов 151

Выводы 154

Глава 5. **Аналитические методы расчета нестационарных температурных полей в твэлах** 157

5.1. Нестационарная теплопроводность термически «тонких» твэлов 157

5.2. Температурные режимы проводов при произвольном числе повторений нагрева-охлаждения 160

5.3. Температурные режимы проводов при различных плотностях тока и ограниченном числе повторений нагрева 167

5.4. Расчет теплопотерь на ограниченное число повторений нагрева–охлаждения проводов 172

5.5. Критерии качества аналитического расчета нестационарного температурного поля активного элемента электромагнита. . . 178

5.6. Условия выполнения связи нестационарных избыточных температур активного элемента 185

Выводы 195

Глава 6. **Исследование прерывистых температурных режимов твэлов ускорителей заряженных частиц** 197

6.1. Нестационарные температурные режимы обмоток трансформаторов — бетатронов 197

6.2. Приближенный расчет повторно-кратковременного температурного режима обмотки малогабаритного бетатрона 205

6.3. Численное моделирование нестационарных тепловых полей в гетерогенных твэлах 211

6.4. О выборе конструкции охлаждения катушки магнетрона . . . 217

6.5. Исследование температурного режима центральных вкладышей малогабаритного бетатрона 220

6.6. Расчет многослойной конструкции центрального вкладыша 222

6.7. Аналитическая оценка стационарного теплового режима центральных вкладышей электромагнита малогабаритного бетатрона 224

Выводы 229

Глава 7. **Тепловой расчет электромагнитов бетатронов** 232

7.1. Оценка электрических потерь в активных частях электромагнита бетатрона 232

7.2. Оценка внутренних источников теплоты в твэле при установившемся тепловом состоянии 235
7.3. Тепловой расчет электромагнита бетатрона 236
Основные результаты и выводы 244
Литература 248

Введение

Стремительное развитие новых энергосберегающих технологий в различных областях науки и техники в настоящее время сложно представить себе без использования ускорителей заряженных частиц (У) — наиболее совершенных и непростых с точки зрения управления и эксплуатации электрофизических установок. В этой связи назрела необходимость в обосновании качества расчета нестационарных и стационарных температурных полей в различных тепловыделяющих элементах (твэлы) — силовых трансформаторах и конденсаторах, электрических машинах и аппаратах. Эти элементы часто встречаются в современном У. 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).

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 на поверхности твэла представляет практический интерес при эксплуатации энергетического оборудования — ядерных реакторов, турбогенераторов, 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 возни-

кать 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.

Целью данной работы является разработка достоверных с точки зрения контроля инженерных методов тепловых расчетов активных элементов электрофизических установок.

Формулировка задач исследования

- обоснование (на конкретной задаче теплообмена) критериев качества аналитического расчета нестационарного температурного поля в активном элементе;
- условий, которые позволяют найти такое сочетание условий охлаждения, тепловыделения, теплофизических свойств материалов и геометрических размеров при стационарном и нестационарном тепловом режимах, когда будет точно выполняться закон связи между избыточными температурами в твэле конечных размеров;
- усовершенствование методов теплового расчета применительно к активным различным элементам, внутри которых действуют неравномерно распределенные источники теплоты;
- обоснование способа расчета тепловых потерь по известным из опыта температурам на поверхности твэла и проверки значения тепловыделения, которое определяется термометрическим методом;
- выбор времени нагрева и паузы–охлаждения с точки зрения энергозатрат для проведения конкретного технологического режима.

Научная и практическая ценность работы заключается в следующем:

- во избежание просчетов при окончательном выборе конструкции (без детальной проработки варианта У) рекомендуется учитывать в первую очередь теплофизический аспект в комплексной проблеме, особенно при создании малогабаритных Э или ЭМ с повышенными удельными характеристиками.
- в условиях дефицита цветных металлов и других дорогих комплектующих материалов важен выбор технологического режима работы Э или У с минимальными энергозатратами, который связан со временем нагрева, паузы-охлаждения

и технологическим временем (плавка гололеда, время экспозиции обнаружения дефекта в сварочных швах).

- выбор системы охлаждения Э, ОКГ (оптический квантовый генератор) связан с системой их питания так, что массогабаритные размеры должны быть меньше стационарных Э, ОКГ (это определяется на основе электротеплотехнического расчета).
- контроль теплового состояния действующего энергооборудования должен производиться с учетом выбора геометрических размеров активных элементов, предложенных в настоящей работе.
- расширяется область применения результатов работы при проектировании традиционных объектов с точки зрения нестационарных процессов (малогабаритных конденсаторов, парогенерирующих устройств).
- а также в 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».

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 большое многообразие 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 названных ускорителях заряженных частиц внутренние источники теплоты распределены неравномерно в пространстве и времени. Делаются выводы о необходимости разработки инженерных методов теплового расчета активных элементов У.

Во второй главе рассмотрены одномерные задачи теплопроводности с внутренними источниками теплоты. В учебной литературе по тепломассообмену для студентов энергетических и электротехнических специальностей рассмотрены задачи стационарной теплопроводности, при решении которых дается обос-

нование и определение коэффициента теплопередачи, термического сопротивления стенки и эффективного коэффициента теплообмена. Делается обобщение этих понятий для тел канонической формы с неравномерно распределенными по координатам источниками теплоты. Приведены важные для практики примеры расчетов.

Рассмотрен вопрос о перераспределении тепловых потерь в электромагните бетатрона. Предложены простые приближенные способы решения задач для малых ($Fo < 0{,}001$) и для больших чисел Фурье ($Fo > 0{,}5$). Дана оценка нестационарной теплоотдачи при пленочной конденсации пара на вертикальной стенке.

Третья глава посвящена решению двумерных задач стационарной теплопроводности с внутренними источниками теплоты (ВИТ). Рассмотрены приближенные методы решения таких задач с анализом погрешностей между точным и приближенными решениями. Установлены диапазоны параметров для реальных электротехнических устройств, при которых могут быть использованы полученные в первом приближении аналитические зависимости. В работе изложена методика оценки координат максимальной температуры в активных элементах при резком изменении ВИТ по координатам.

В четвертой главе излагаются методы расчета тепловых потерь от активных элементов при стационарном тепловом режиме. Даны формулировки и доказательства теорем о существовании закона связи между избыточными температурами в различных телах конечных размеров и при несимметричных условиях охлаждения. Показано существование ряда дискретных значений геометрических размеров, при которых выполняется (не выполняется) этот закон связи. Было проверено, что максимальные температуры наиболее нагретых поверхностей дают определенную по сравнению с расчетной величиной погрешность $\vartheta_{\max}$, 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 гололедо-изморозевых образований электрическим током. Повторно-кратковременные нагревы обледеневших проводов большими токами позволяют предотвратить опасные перегревы участков, свободных от гололеда, и повысить надежную работу сети в гололедный период. На практике часто реализуются прерывистые плавки с произвольным числом цик-

лов. Рассмотрены только важные для практики случаи решения сформулированной задачи.

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.

На конкретной задаче теплообмена обсуждается вопрос о параметрах качества аналитического расчета нестационарного температурного поля в активном элементе. Оценивается роль влияния входных параметров на качество расчета.

В шестой главе проведено исследование прерывистых температурных режимов твэлов У на основе полученного аналитического решения задачи с обоснованием погрешности расчета. На примере обмотки малогабаритного бетатрона показан выбор времени нагрева и паузы–охлаждения. Приведенные в работе решения справедливы для таких прерывистых режимов, если $q_{v\text{обм.}} \leqslant 4 \cdot 10^5 \text{Вт/м}^3$ и $q_{V\text{магн.}} \leqslant 1 \cdot 10^5$ 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 проанализированы 4 различные варианта конструктивного исполнения катушки магнетрона с целью выбора на стадии проектной проработки приемлемого допустимого нестационарного теплового режима.

Проведено исследование температурного режима многослойной конструкции центрального вкладыша малогабаритного бетатрона. Показано, что существенное влияние на его температуру оказывает температура внешней среды и теплопроводность изолирующих прокладок.

Седьмая глава – обобщение накопленного опыта результатов 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.) России. В настоящее время их выпуск проводится в НИИ ИН ТПУ для реализации за рубежом (например, в США, Великобритании и т д.).

Автор на протяжении более 30 лет работы в ТПУ (ТПИ) постоянно получал поддержку всего коллектива сотрудников

сектора малогабаритных бетатронов НИИ ЯФЭА, НИИ ИН при ТПУ, руководимого В. Л. Чахловым, которому выражается сердечная признательность. Не забуду тот большой духовный вклад, который внесли в работу ушедшие из жизни Г. И. Фукс и особенно А. Р. Дорохов — скромный и трудолюбивый Ученый!

Выражаю глубокую признательность за конкретную помощь в работе:

В. В. Иванову, И. М. Васенину, С. В. Соловьеву, М. В. Василевскому, А. А. Гейзер, В. А. Касьянову, В. В. Романову, Г. Ф. Шилину, А. А. Филимонову, Л. И. Молодежниковой, Л. С. Коноваловой, Е. Г. Боберю и аспирантам М. М. Гекке, Ю. Б. Антонову, Н. Ю. Репкиной, В. Е. Юхнову. Особое спасибо моему другу Г. В. Милютину и дорогим родным: жене Ирине Федоровне, дочери Наталье и сыну Владимиру за долголетнее внимание и терпение в нашем походе по каменистой тропе жизни.

Естественно, в любой работе можно найти ошибки и просчеты. Поэтому все замечания, советы и пожелания читателей автор примет с благодарностью по адресу: 634003, г. Томск, ул. Пушкина, дом 33, кв. 101, Владимир Степанович Логинов.

Список условных обозначений и индексов

твэл — тепловыделяющий элемент

Q или P — количество теплоты или тепловой поток, Дж или Вт

q — плотность теплового потока, Вт/м^2

q_V — интенсивность внутреннего тепловыделения, Вт/м^3

$T = 273{,}15 + t$ — абсолютная температура, К

t — температура, °С

τ — время, с

λ — коэффициент теплопроводности, Вт/(м· К)

a — коэффициент температуропроводности, м^2/с

α — коэффициент теплообмена, Вт/(м^2· К)

ρ — плотность, кг/м^3

ν — коэффициент кинематической вязкости, м^2/с

μ — коэффициент динамической вязкости, Па· с

k — коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2· К)

x, y, z — координаты, м

V — объем тела, м^3

v — удельный объем, м^3/кг

δ — толщина, м

l — длина, м

d — диаметр, м

r — радиус, м

S — поперечное сечение, м^2

h — высота, м

ρ_0 — электрическое сопротивление, Ом·м

$\varkappa$ — температурный коэффициент сопротивления, 1/К

j (или δ) — плотность тока, А/м^2 (или А/мм^2)

I — сила тока, А

W — скорость течения среды, м/с

$c\gamma$ — удельная объемная теплоемкость, Дж/(м^3· К)

f — эквивалентная частота импульса тока, Гц

N — количество циклов или импульсов

K_D — коэффициент добавочных электрических потерь

Θ — безразмерная температура

Bi — число Био

Fo — число Фурье

Re — число Рейнольдса
Nu — число Нуссельта
Po — число Померанцева
X, Y, Z — безразмерные координаты

Индексы

эфф. — эффективный
н (о) — нагрев (охлаждение)
доп. — допустимая величина
ж, г — величина относится к жидкой (газовой) среде
с — величина относится к твердой стенке

Глава 1

ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ ПО УСТРОЙСТВУ, НАГРЕВУ И ОХЛАЖДЕНИЮ АКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Современные ускорители заряженных частиц — это сложные инженерные сооружения [1], создаваемые специализированными НИИ. Крупные ускорительные установки [2], например, типа Серпуховской, состоят из ускорителя прямого действия, линейного ускорителя и циклического ускорителя — синхротрона. Ускорители различных типов имеют много общих конструктивных элементов.

Ускорители — единственный инструмент экспериментального исследования мельчайших частиц материи, из которых создан мир.

Единственный способ проникновения в ультрамикромир (пространство с размерами порядка 10^{-15} см и менее) является зондирование его частицами все больших и больших энергий. Экспериментальные исследования в области ядерной физики [2] требуют ускорителей на низкие и средние энергии от 10 до 1000 МэВ с очень высоким качеством пучка — высокая интенсивность, монохроматичность, малые сечения и углы расходимости. Этот класс ускорителей используется не только для научных, но и для практических целей. За последние 20 лет основной рост числа установок происходит за счет расширения их применения в промышленности и медицине. Они имеют ряд особенностей, которые делают их удобными в применении ко многим технологическим процессам [3–6,10, 21, 22, 34, 40]:

1) «включение и выключение в соответствии с необходимостью; 2) варьирование в широких пределах энергии, интенсивности, а также типов излучения; 3) управление потоком излучения; 4) получение достаточно мощных пучков; 5) высокий коэффициент использования пучка ускорителей — обычно не менее 70 %, безопасность в выключенном состоянии, возможность ремонта, осмотра и других работ непосредственно с излучателями; 6) использование местной радиационной защиты; 7) для ряда технологических процессов применение ускорителей экономически выгоднее, чем других источников радиации».

Ускорители электронов эффективно применяются для стерилизации изделий медицинской промышленности и в медицине

[6, 7]; в химической промышленности — для повышения теплостойкости полиэтилена [2], повышения устойчивости к старению и износу резины, для активационного анализа при геологоразведочных работах [8] и в металлургии, энергомашиностроении — дефектоскопия поковок, отливок, сварных швов [6]. За последние восемь лет выполнен цикл работ, посвященных электронным и структурным переходам в отвердевшем кислороде ($p > 1$–$1{,}5$ Мбар, $T_{\min} = 0{,}1$ К), что привело к открытию нового физического явления сверхпроводимости в молекулярном кристалле кислорода при $p = 1{,}2$ Мбар и $T = 0{,}5$ К [5]. При высоких давлениях ряд химических элементов ведет себя своеобразно, например, «висмут дает три модификации, … меняется соотношение твердого и жидкого состояния вещества» — Н. А. Шило [5].

Из большого разнообразия конструкций ускорителей заряженных частиц рассмотрим только некоторые типы ускорителей.

1.1. Ускорители прямого действия

Ускорители прямого действия [1, 2, 6] — это высоковольтные машины, в которых ускоряемая частица движется в постоянном электрическом поле. По конструктивному оформлению высоковольтной части они делятся на две группы. Ускорители на открытом воздухе с напряжением более 1 МВ громоздки и требуют больших помещений. Поэтому ускорители первой группы встречаются до энергии 1 МэВ. Вторая группа, ускорители в сжатом газе, имеют предел до 5 МэВ. Схема ускорителя в сжатом газе отличается от его схемы на открытом воздухе тем, что генератор высокого напряжения и ускорительная трубка устанавливаются внутри котла высокого давления.

Источниками заряженных частиц — электронов являются электронные пушки. Основная часть источника электронов — катод, активная поверхность которого эмитирует электроны, формирует пучок и направляет его в ускорительную трубку. Пучок электронов движется с активной поверхности катода к аноду. Часто в пространстве между анодом и катодом устанавливают дополнительный электрод, изменяя потенциал которого, регулируют энергию и условия фокусировки электронов.

Все катоды в электронных пушках работают при высокой температуре ($T > 1000\,^{\circ}$C), при которой можно получить достаточно высокую плотность тока ($> 0{,}3$ А/см^2) для электронной пушки. «Система прямого нагрева связана с конструктивными размерами катода, который выполняется в виде сравнительно длинной проволоки, свернутой в спираль. Тонкая проволока

катода при температуре 2000–2500°С — непрочна и катод часто выходит из строя. В ионных источниках такой катод разрушается еще быстрее под влиянием ионной бомбардировки» [2]. В большинстве мощных электронных пушек применяют вспомогательный металлический подогреватель (ВП), через который пропускается ток от специальной системы питания.

Высочастотный ионный источник (ВЧ) представляет собой кварцевую или пирексовую колбу [2], на которую надета катушка, подающая питание от ВЧ-генератора. Размер источника по высоте порядка 150 мм. Параметры ВЧ: полный ток пучка $\cong$ 300 мкА; частота переменного тока, питающего катушку $f \cong$ 10–50 МГц; мощность систем ВЧ питания 150–200 Вт; напряжение на вытягивающем электроде 3–5 кВ; давление газа в разрядной камере $p = 10^{-2}$ мм рт. ст.

Высокочастотное электромагнитное поле, создаваемое катушкой, зажигает в камере безэлектродный кольцевой разряд, вызывающий ионизацию газа. В схемах источника ионов с холодным катодом разряд осуществляется в магнитном поле, силовые линии которого проходят сверху вниз. Магнитное поле создается катушками, через которые проходит постоянный ток. Имеется два катода из алюминиевых шайб, прикрепленных к полюсам магнита. Анод расположен в середине между катодами. Каждый электрон проходит расстояние от одного катода через отверстие анода и, не доходя до нижнего катода, возвращается обратно и цикл прохождения повторяется большое число раз. В результате многократного прохождения происходит эффективная ионизация газа. Ток пучка 1–10 мА в постоянном и 10–300 мА в импульсном режиме, содержание протонов 50 и 60–90 %, потенциал первого ускоряющего электрода соответственно 5–20 и 30–60 кВ. В ускорителях прямого действия используют сжатые газы. Чем выше давление газа в слабо неоднородных электрических полях, тем выше его электрическая прочность. Наихудшими изоляционными свойствами обладает водород. Однако его малые потери на трение — одна из причин использования водорода в источниках высокого напряжения — в роторных генераторах. Теоретически выгодным является применение шестифтористой серы (элегаз) из-за уменьшения газовых промежутков и конструкции машины. На практике он не получил распространения, так как в ряде случаев он ядовит и дороже в малых количествах по сравнению, например, с газовой смесью углекислого газа и азота [2].

1.2. Генераторы мощных наносекундных электронных пучков

Для получения больших электронных токов часто используют металлические острийные катоды [10]. При предельных выше допустимых по нагреву плотностях тока наступает взрывное разрушение острия с резким возрастанием тока на два-три порядка [11,12]. Процесс разрушения катода сопровождается возникновением между анодом и катодом электрической дуги. Начало процесса перехода к дуге сопровождается разлетом плазмы, которая образовалась при взрыве острия, и усиления эмиссии электронов с фронта плазмы. Экспериментально было обнаружено [13], что произведение $j^2 t_з = \mathrm{idem}$ в большом интервале величин плотности тока — j и времени задержки — $t_з$, т. е. время от момента приложения импульса напряжения до начала взрыва. Постоянная величина примерно равна $4 \cdot 10^7$ А^{2}с/м^4. Для объяснения этого результата в [14] была сделана попытка решить задачу нестационарной теплопроводности для острий цилиндрической формы с учетом джоулева тепла, эффекта Ноттингама [15], термоавтоэмиссии с острия и зависимости удельного электрического сопротивления металла от температуры. Было получено, что

$$j^2 t_з \approx 2{,}2 \frac{c\rho}{\chi_0}, \tag{1.1}$$

где c, ρ — удельная теплоемкость, плотность материала, χ_0 — коэффициент пропорциональности между удельным сопротивлением и температурой.

Скорость разлета плазмы лежит в пределах $2 \div 3$ м/с и слабо зависит от приложенного напряжения, а масса перенесенного металла (при токе 250 А и длине промежутка 0,35 мм) с плоского медного катода за время развития пробоя не более 10^{-14} кг [10]. Авторы это обстоятельство объясняют тем, что возрастание тока при взрыве острия, по-видимому, связано с «резким увеличением эмитирующей поверхности» и она «связана с взаимодействием плотной плазмы, сформированной при взрыве микроострий».

Эффект Ноттингама [15] состоит в том, что при отборе больших плотностей автоэлектронного тока в эмиссии оказывают значительную роль электроны с энергией ниже уровня Ферми. При переходе электронов с верхнего уровня на освобождающиеся более низкие выделяется энергия, которая идет на нагрев эмиттера. Это тепло отводится теплопроводностью вовнутрь эмиттера и его не удалось зафиксировать экспериментально [11].

В [16] устанавливается аналогичная зависимость для эмиттеров, имеющих форму конического выступа с радиусом основания R_1, радиусом $R_э$ и углом полраствора α. Рассматривалась одномерная нестационарная задача теплопроводности для эквивалентного полого шара с внутренними источниками тепла. Задача была решена методом конечных разностей на ЭВМ–222 для вольфрамового острия.

Авторы [17] довольно детально проанализировали работы [14, 16] и пришли к заключению о необходимости пересмотра задачи и уточнений, так как, по их мнению, «указанные работы не дали полной картины развития тепловой неустойчивости катодного выступа»: 1. Соотношение (1.1) справедливо только в случае для длинного бесконечного теплоизолированного цилиндра и имеет простой физический смысл. «Из соображений сохранения энергии следует, что к моменту времени $t_з$ в единице объема выступа аккумулировано определенное количество тепловой энергии». (Наше замечание — читатель знаком с термодинамикой и помнит, что нет такого понятия: тепловая энергия). 2. Отсутствует плато на кривой зависимости тока от времени развития неустойчивости, и «ток возрастает со временем монотонно». Различие численных результатов [14, 16] связано с некорректным использованием операционного метода Лапласа [18] при решении поставленной цилиндрической задачи и численным методом ее решения.

Проведем анализ постановки, решения, результатов расчета задачи о нагреве модельного катодного выступа, которые учитывают пороговый характер тепловой неустойчивости [17].

При малых длительностях $t \leqslant 5 \cdot 10^{-10}$ с температура электронов металла T_e не равна температуре кристаллической решетки острия и зависимости удельного электрического сопротивления металла от $T_ф$. Такой случай нечасто встречается на практике. Поэтому авторы приняли допущение, что эти температуры равны. Цилиндрический выступ имеет конечные размеры. Теплофизические свойства материала известны и не зависят от температуры. Внутренние источники теплоты линейно зависят от температуры. Под действием высокой плотности тока происходит разогрев эмиттера. Часть теплоты идет на повышение его внутренней энергии, другая часть теплоты передается теплопроводностью, оставшаяся его часть рассеивается за счет радиационного теплообмена и уносится атомами испарившегося металла.

Уравнение энергии выступа в одномерном приближении имеет вид

$$\rho_1 c\frac{\partial T}{\partial t} = \lambda\frac{\partial^2 T}{\partial X^2} + j^2\rho_0[1+\alpha\cdot(T-T_0)] - \frac{2\sigma\varepsilon T^4}{r} - \frac{p_0 e^{-L/RT}\vartheta L}{2rkT}. \tag{1.2}$$

Здесь λ — коэффициент теплопроводности катодного материала; ρ_1, c, ρ_0 — соответственно его плотность, удельная массовая теплоемкость, удельное электрическое сопротивление; ε — степень черноты; σ — постоянная Стефана–Больцмана; υ — тепловая скорость атомов испарившегося металла; R — универсальная газовая постоянная; k — постоянная Больцмана; $p = p_0 e^{-L/RT}$ — давление пара материала катода при T.

Авторы [17] провели оценку последних двух слагаемых в правой части данного уравнения и пришли к выводу, что ими можно пренебречь по сравнению с тепловыделением для катодных выступов малых размеров (высота $h \cong 0{,}5 \div 5$ мкм, $r \cong 10^{-1} \div 10^{-2}$ мкм) при плотностях тока эмиссии $j_0 \approx 10^7 \div 10^8$ А/см^2. К сожалению, в этом важном моменте следовало бы привести конкретные численные значения этих двух составляющих тепловых потоков.

Следуя [11], скажем, что плотность тока связана с температурой и находится из выражения

$$j = j_0\frac{DT}{\sin(DT)}, \tag{1.3}$$

где j_0 — плотность тока при $T = 0$ К, которая находится из уравнения Фаулера–Нордгейма [11]; $D = a + b\log j_0$, a и b — постоянные [17].

3. Имеет место эффект Ноттингама [15] на поверхности вершины выступа. Поэтому граничные условия второго рода записаны так

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\Big|_{x=h} = q_H, \tag{1.4}$$

здесь

$$q_H = \frac{jd}{e}\left(\frac{\pi^2 k^2 T_1^2}{\mu d} + \frac{\pi k T_1}{d}\operatorname{ctg}\frac{\pi k T_1}{d}\right), \tag{1.5}$$

μ — энергия Ферми, T_1 — температура на вершине выступа.

Принято считать, что начальная и у основания выступа температуры равны $T_0 = 300$ К. Видим, что сформулированная авторами [14] задача является нелинейной и ее аналитическое решение неизвестно. Поэтому при решении подобных задач важно

дать четкое обоснование выбора приближенного метода расчета. Подробно мы рассмотрим это в разделе «Методы расчета задач тепломассообмена».

Общая постановка задачи о нагреве автокатода. Система уравнений, описывающая процесс тепловыделения в катоде, если считать эффект Ноттингама [15] поверхностным, состоит [19] из уравнения теплопроводности

$$\rho_1 c(T)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda(T)\nabla T) + \sigma(T)(\nabla\varphi\nabla\varphi), \tag{1.6}$$

уравнения по распределению плотности тока (потенциала φ) в объеме катода

$$\nabla(\sigma(T)\nabla\varphi) = 0, \tag{1.7}$$

с начальным условием

$$T(t=0) = T_0, \tag{1.8}$$

и нелинейными граничными условиями

$$-\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial n}\,|_\Gamma = \frac{j(T(\Gamma),F)}{e}\varepsilon(T(\Gamma),F), \tag{1.9}$$

$$\sigma(T)\frac{\partial \varphi}{\partial n}\,|_\Gamma = j(T(\Gamma),F). \tag{1.10}$$

Здесь σ — проводимость, Γ — граница металлического автокатода; $j(T(\Gamma),F)$ — плотность тока эмиссии, зависящая в общем случае от температуры на границе Γ и эмиссионного поля F; n — внешняя нормаль к поверхности металла.

Отметим, что величина F находится из решения задачи о распределении потенциала в промежутке анод — катод.

При больших значениях $j > 10^7\,\text{А}/\text{см}^2$ становится существенным влияние внешнего пространственного заряда эмитированных электронов на величину F. Анализ данной системы уравнений показывает сложность ее практической реализации. Поэтому авторы обзора [19] совершенно верно говорят о выборе модельной геометрии автокатода. Он основан на качественной картине процессов, происходящих в реальном автокатоде:

1) неравномерное распределение плотности тока по его сечению в вершине области; 2) максимальная плотность тока в острие более чем в 2 раза превосходит среднюю плотность тока по сечению эмиттера. Поэтому следует ожидать и появления резкого неравномерного распределения температур и, как следствие, появления больших термоупругих напряжений. Из

реферируемого обзора [19] не следует вывод о том, что «время релаксации t_0 линейно зависит от длительности приложенного напряжения. Такое поведение $t_0(\tau_и)$ качественно объяснялось нагревом эмиттера». Чтобы сделать такое заключение, необходимо было, по крайней мере, провести качественную оценку прерывистого режима с числом циклов не менее N. (Эта величина зависит от начальной температуры, материала и физических свойств автокатода, диапазона плотностей тока и т. д.)

Под действием пондеромоторных сил электрического поля может произойти упругая деформация острия эмиттера, сопровождающая самопроизвольный рост тока.

Внешнее магнитное поле оказывает существенное влияние на устойчивость эмиттера, так как самопроизвольный рост тока начинается при меньших величинах j и отношение $j_{нас}/j$ достигает величины $\approx 5 \div 7$ по сравнению с 1,5 в случае отсутствия магнитного поля [19, 20].

Зависимость предельной плотности автоэмиссионного тока при охлаждении эмиттера из тантала и ниобия до температуры жидкого гелия указывает на следующие факты [21, 22].

1) В течение времени τ_0 происходит нагрев эмиттера от $T_0 = 4{,}2$ К до $T \approx 20$ К. При изменении их значений эффект Ноттингама из объемного становится поверхностным;

2) Величина предельной плотности тока при величине $T_0 = 4{,}2$ К в 2,8 раза больше, чем при $T_0 = 300$ К.

3) Максимальная предельная плотность тока ($1{,}3 \cdot 10^9$ А/см^2) наблюдается при $\tau_и = 5$ нс.

4) Увеличение радиуса вершины острия $r_э$ с 0,13 мкм до 0,21 мкм приводит к росту предельной плотности тока независимо от начальной температуры эмиттера.

Не обнаружено никаких особенностей вольтамперных характеристик ни в эмиттерах, ни в токах АЭЭ, таких, что они находятся в сверхпроводящем состоянии [23]. За счет эффекта Ноттингама при слабом токе эмиссии острие может переходить из сверхпроводящего в нормальное состояние [24].

Эктоны. В настоящее время в процессах, связанных с ВЭЭ, в литературе рассматривается взаимодействие большого числа частиц (до 10^{10}–10^{12}) в течение короткого времени (10^{-9}–10^{-8} с) с высокой концентрацией энергии в микрообъеме на поверхности электрода. Такие пакеты были названы Г. А. Месяцем [22] эктонами. Они возникают в результате микровзрыва на поверхности катода. За счет высокой температуры эмитируется большой электрический ток. Это быстропротекающий процесс. Один эктон

приводит к образованию нескольких новых эктонов. Для его возбуждения требуется в микрообъеме катода (10^{-12} см^3) концентрация энергии (10^4 Дж/г). В действующем катодном эктоне содержится порядка 10^{11} шт электронов. Открытие и исследование автором и его учениками явления взрывной электронной эмиссии при высоких плотностях токов [22] позволило им создать импульсные ускорители электронов с мощностью 10^6–10^{12} Вт при длительности импульсов 10^{-10}–10^{-6} с, токе электронов 1–10^6 А и энергии 10^4–10^7 эВ.

Согласно предложенной классификации, процесс электровзрыва проводника (ЭВП) делится на две стадии. В начальной стадии процесса происходит нагрев металла в твердом состоянии, затем его плавление, нагрев жидкого металла до начала парообразования. Изменение плотности металла в этой стадии невелико. Вторая стадия — взрыв, который сопровождается резким ростом омического сопротивления в 10^2 раз, уменьшением плотности проводника и увеличением его удельного объема.

Для изучения ЭВП известно четыре подхода: 1) экспериментальный (трудоемкий и самый дорогой); 2) путем моделирования самого явления, принимая, что в стационарном режиме $j = \text{const}$, а в нестационарном режиме $\int\limits_0^{t_з} j^2 dt = \text{const}$. Это два критерия достижения условия взрыва острий током АЭЭ. Автор [22] отмечает сложность точного определения плотности тока из-за сильной неоднородности его распределения по поверхности острия.

Нагрев катодного эмиттера можно описать следующим уравнением:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial \tau} = \nabla(\lambda \Delta T) + j^2\chi, \tag{1.11}$$

где

$$\chi = \chi_0 T. \tag{1.12}$$

При $\dfrac{\partial T}{\partial \tau} = 0$

$$T(x) = T_0\frac{\cos bx}{\cos bh}, \tag{1.13}$$

здесь T_0 — температура основания выступа; x — расстояние от вершины выступа; $b = j(\chi_0/\lambda)^{1/2}$. При $bh = \pi/2$ температура выступа $(x = 0) \to \infty$.

Следовательно, предельное значение плотности тока

$$j_n = \frac{1}{h}\sqrt{\frac{\lambda}{\chi_0}}. \tag{1.14}$$

Например, если h=1 мкм, то для проводников из меди, ванадия и никеля, согласно формуле (1.14), получим соответственно $j_n = 2 \cdot 10^8$; $0,5 \cdot 10^8$ и $0,25 \cdot 10^8$ А/см^2.

При коротких импульсах предельная плотность тока АЭЭ превышает таковую в стационарном случае. Если длительность импульса много меньше, чем время перехода в стационарное состояние, то имеет место соотношение

$$\tau \ll h^2 c\rho/\lambda. \tag{1.15}$$

Например, если для вольфрама h=0,6 мкм, то неравенство (1.15) уже выполняется при $\tau_n = 10$ нс. Если соблюдается условие (1.15), а начальная плотность неизменна во времени, то из (1.11) с учетом (1.12) следует, что температура растет экспоненциально со временем по закону [22]

$$T = T_0 \exp[j^2 \chi_0 \tau/(c\rho)]. \tag{1.16}$$

Из этого выражения легко можно найти время задержки взрыва, принимая, что взрыв острия наступает при некоторой критической температуре $T = T_{\text{кр.}}$ Оно равно

$$\tau_з = \frac{c\rho}{j_0^2 \chi_0} \ln\left(\frac{T_{\text{кр}}}{T_0}\right). \tag{1.17}$$

Тепловые процессы на аноде [22]. Для исследования теплового состояния анода должны быть заданы: 1) плотность теплового потока электронов $q_a = j_a(\tau) \cdot U(\tau)$; 2) средняя скорость роста

$$\frac{dq}{d\tau} \approx \frac{q_a}{\tau_м}. \tag{1.18}$$

Тогда система уравнений, описывающая процесс нестационарной теплопроводности в аноде, имеет вид

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + q_a(\tau) \cdot f(x), \tag{1.19}$$

здесь $f(x)$ — функция распределения потерь энергии электронов по глубине. Она имеет вид

$$f(x) = \begin{cases} 1/x, & \text{если } x < x_0, \\ 0, & \text{если } x > x_0, \end{cases} \tag{1.20}$$

$$q_{\text{а}}(\tau) = q_0 \cdot \tau, \tag{1.21}$$

$$T(x,0) = T_0, \qquad T|_{x\to 0} = T_0, \qquad \left.\frac{\partial T}{\partial x}\right|_{x=0} = 0. \tag{1.22}$$

Решение системы уравнений (1.19)–(1.22) для температуры на поверхности анода приведено в [22]. Оно имеет вид

$$T(x=0,\tau) = T_0 + \\ + \frac{q_{\text{а}}\tau^2}{c\rho}\left\{\frac{1}{2}erf(k) + \frac{k}{3\sqrt{\pi}} - (5+2k^2)e^{-k^2} - 2k^2(1-\frac{k^2}{3})erf(k)\right\} \tag{1.23}$$

где $k = (\frac{x_0}{2})\sqrt{a\tau_{\text{и}}}$, $a = \lambda/(c\rho)$, x_0 — глубина проникновения электронов в анод; $\tau_{\text{и}}$ — длительность импульса. Автор [22] на основе этого решения дает возможность проанализировать три случая: а) $x_0 \ll \sqrt{a\tau_{\text{и}}}$; б) $x_0 \approx \sqrt{a\tau_{\text{и}}}$; в) $x_0 \gg \sqrt{a\tau_{\text{и}}}$.

В первом случае решение принимает вид

$$T(x=0,\tau) = T_0 + q_{\text{а}}^{3/2}/\sqrt{\lambda \cdot c\rho\pi}\,. \tag{1.24}$$

В третьем случае

$$T(x=0,\tau) = T_0 + \dot{q}_{\text{а}}\tau^2/(2x_0 c\rho). \tag{1.25}$$

Исследуя [22], читателю остается догадаться самому о подходе получения решения (1.23) и вытекающих из этого решения приближенных зависимостей (1.24), (1.25). Остался в тени и вопрос о точности полученных этих зависимостей.

Физически процесс образования вакуумной дуги означает [22], что она может пропускать неограниченные токи и состоит из катодного пятна и положительного столба между катодом и анодом. Температура в этой области превышает температуру кипения металла. Катодное пятно генерирует не пар, а плазму со скоростью истечения до 10^6 см/с. Выделяющаяся на катоде энергия расходуется на компенсацию потерь теплоты теплопроводностью, на возникновение новых центров эмиссии и отми-

рание старых. Взрывная эмиссия электронов (ВЭЭ) и эктонные процессы нашли применение в сильноточных ускорителях электронов, имеющих параметры [22]: длительность импульсов 10^{-10}–10^{-6} с, токи от сотен ампер до мегаампер, напряжение 10^4–10^7 В, максимальные мощности составляют 10^{14} Вт. Такие ускорители используются для генерирования мощных импульсов электромагнитного излучения, для воздействия мощных пучков электронов на различные среды, в технологии материалов и т. д. По словам Г. А. Месяца [22], схема работы таких ускорителей довольно проста. Известная поговорка гласит: «На всякого мудреца довольно простоты». В накопительном устройстве (емкость или индуктивность) сравнительно медленно накапливается энергия. Затем происходит процесс быстрого подключения энергии к вакуумному диоду с ВЭЭ. Конденсатор подключен к диоду через замыкающий коммутатор, а при наличии индуктивного накопителя через размыкающий коммутатор производится обрыв тока и только далее накопитель подключается к диоду. Последний является нагрузкой генератора. Из этих двух последних предложений следует очень важный вывод о том, что элементная база современных ускорителей заряженных частиц [1–10, 13, 19, 22, 25–32] в основном содержит перечисленные выше элементы и от надежности каждого из них зависит работа в целом всего ускорителя. С тепловой точки зрения наиболее напряженными являются элементы, в которых протекают тепловые процессы на грани допустимых по нагреву температур.

1.3. СВЧ–энергетика

СВЧ–энергетика [34] относится к числу энергосберегающих, и ее широкое внедрение в различные отрасли промышленности (обработка пищевых продуктов, сушка древесины, производство изделий из сверхчистых материалов для микроэлектроники и др.), ожидается, даст ощутимый выигрыш по энергопотреблению на единицу экологически чистого продукта. В отличие от многих монографий, посвященных различным электрофизическим установкам, в [34] впервые показана важность учета теплофизических вопросов, особенно на стадии разработки мощных и сверхмощных СВЧ-генераторов промышленного изготовления. Такие установки имеют как стационарный, так и нестационарный характер работы и для них «ясное физическое понимание процессов переноса тепла позволяет во многих случаях «упростить задачу», что «позволяет получить аналитически простое, но инженерно приемлемое решение задачи.» Авторы [34] пра-

вильно подметили, что «наиболее трудна для аналитического решения нестационарная задача теплопроводности с неоднородным распределением источников внутреннего тепловыделения даже при нулевых начальных условиях». Решение таких задач просто необходимо при разработке импульсной СВЧ–энергетики для технологических целей, например, способ удаления диэлектрических и слабопроводящих покрытий металлических поверхностей [35].

1.4. Индукционные ускорители заряженных частиц — бетатроны

Одним из самых распространенных электронных ускорителей является бетатрон [1, 2, 7, 8, 25, 36–40, 46, 48–50], в котором для ускорения движения электронов по круговой орбите используют электрическое поле, индуктированое изменяющимся во времени магнитным потоком. Первый действущий бетатрон был построен в 1940 году американцем Керстом [37]. Согласно классификации [36], в настоящее время разрабатываемые и применяемые бетатроны условно подразделяются на три группы: 1) «классические» установки на энергию 25–30 МэВ при средней мощности дозы излучения $(1{,}66 \div 3{,}33) \cdot 10^{-2}$ Гр·с$^{-1}$; 2) сильноточные бетатроны — на ту же энергию, но ускоряющие заряд электронов на 2–3 порядка больше, чем у обычных бетатронов; 3) переносные малогабаритные бетатроны на энергию 3–6 МэВ с относительно невысокой мощностью дозы излучения, используемые для самых разнообразных целей в нестационарных условиях и малой массы до 100 кг.

Для сравнения: «Фирмой Броун–Бовери (1957г.) изготовлена серия двухлучевых бетатронов с максимальной энергией излучения 31 Мэв» [218].

Бетатрон (Б31), установленный в Туринском институте физики, имеет шестистоечный электромагнит радиального исполнения. Магнитопровод набран из листов трансформаторной стали в виде шести отдельных С-образных стоек, которые крепятся с помощью стальных плит к полюсам установки. Такая конструкция магнитопровода позволяет легко снимать отдельные стойки в случае демонтажа. В электромагните (ЭМ) тепловые потери составляют 7 кВт. Теплота отводится воздушным принудительным охлаждением, для чего в магнитопроводе предусмотрены отверстия в верхней и нижней части ЭМ. Воздух всасывается через верхнее окно, охлаждая полюса, и затем отсасывается в вентиляционную трубу.