

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. Г. В. КАРПЕНКО

На правах рукописи

ГАЧКЕВИЧ
Александр Романович

УДК 539.3

**ТЕРМОМЕХАНИКА ЭЛЕКТРОПРОВОДНЫХ ТЕЛ
ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КВАЗИУСТАНОВИВШИХСЯ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

01.02.04 — механика деформируемого твердого тела

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Львов — 1992

46 29.559

Работа выполнена в Институте прикладных проблем механики и математики им. Я.С.Подстригача АН Украины.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Киселев М.И.
доктор физико-математических наук,
профессор Карнаухов В.Г.
доктор физико-математических наук,
профессор Саврук М.П.

Ведущее предприятие Киевский государственный университет
им. Т.Г.Шевченко

Защита состоится " 1 " ИЮЛЯ 1992 г. в 15⁰⁰ часов
на заседании Специализированного Совета Д 016.42.01 при Физико-
механическом институте им. Г.В.Карпенко АН Украины (адрес: 290601,
Львов, ГСП, ул. Научная, 5).

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ФМИ им. Г.В.Карпенко АН Украины.

Автореферат разослан " 29 " МАЯ 1992 г.

Ученый секретарь
специализированного совета
доктор технических наук,
старший научный сотрудник

Г.Н.НИКИФОРЧИН

ЛННБ України ім.В.Стефаника



00816131 (K)

ЛННБ ім. В. Стефаника
АН УРСР

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. В последние годы в различных технологических процессах во многих отраслях промышленности находит все большее применение термообработка с помощью электромагнитных полей (ЭМП), в частности, индукционный нагрев. Это обусловлено, в основном, бесконтактным способом передачи энергии, относительной простотой реализации схем нагрева (в том числе локального) и его всесторонней автоматизации, возможностью достижения значительных скоростей нагрева при больших мощностях индукционных установок, высокими КПД и другими достоинствами.

Для построения рациональных режимов термообработки тел с помощью ЭМП, проектирования индукционных установок нагрева и разработки оптимальных режимов их эксплуатации, а также режимов эксплуатации элементов конструкций и приборов, работающих в условиях электромагнитных воздействий, являются актуальными исследование и оптимизация во взаимосвязи процессов деформации, теплопроводности и электропроводности в твердых телах во внешних ЭМП, в частности, широко используемых в инженерной практике - квазустановившихся (КУЭМП).

Краткий обзор состояния проблемы и обоснование цели работы. Вопросы инженерного расчета и практического использования индукционного нагрева достаточно полно освещены в работах Аркадзева В.К., Вабата Г.И., Вайнберга А.М., Вологодина В.П., Глуханова Н.П. и Богданова В.Н., Ийдина И.Н., Лозинского М.Т., Немкова В.С., Павлова Н.А., Родигина Н.М., Слухоцкого А.Е. и др. Однако обычно авторы ограничиваются определением и анализом ЭМП, усредненного по периоду электромагнитных колебаний джоулева тепла и обусловленного им температурного поля, а также иногда - электродинамических усилий, возникающих в изделиях.

Техника сильных импульсных магнитных полей и физические явления, происходящие в телах при таких воздействиях, описаны в работах Карасика В.Р., Кнопфеля Г. и др.

Общие вопросы теории взаимодействия ЭМП и материального континуума рассмотрены Амбарцумяном С.А., Ахиевером А.И., Барьякта - ром В.Г., Бураком Я.И., Власовым К.В., Ландау Л.Д. и Лифшицем Е.М., Новацким В., Партоном В.З., Седовым Л.М., Селезовым И.Т., Улитко А.Ф. Kaliski S., Maugin G. A., Mindlin R. D., Moon F. C., Pao Y. H., Paryscus H., Petykiewicz J. и др.

Проблема математического моделирования и исследования взаимодействия электромагнитных и механических явлений есть весьма мно -

гообразной. Обширная библиография по этому вопросу представлена в обзорах Амбарцумяна С.А., Белубекяна М.В. и Казаряна К.Б., Кудрявцева В.А. и Партона В.З. и монографиях Амбарцумяна С.А., Багдасаряна Г.Е. и Белубекяна М.В., Амбарцумяна С.А. и Белубекяна М.В., Гринченко В.Г., Улитко А.Ф. и Шульги Н.А., Гузя А.Н. и Махорта Ф.Г., Карнаухова В.Г. и Киричок И.Ф., Короткиной М.Р., Мольченко Л.В., Новацкого В., Партона В.З. и Кудрявцева В.А., Муна Ф. и др.

Разработке конкретных моделей исследования механического поведения тел при воздействии ЭМП посвящены работы Агеева А.Н., Амбарцумяна С.А., Андреева Л.В., Багдасаряна Г.Е., Багдоева А.Г., Белубекяна М.В., Борисейко В.А., Бурака Я.И., Власова К.В., Воронича Е.И., Галапаца В.П., Голденвейзера А.Л., Григоренко Я.М., Гринченко В.Т., Гузя А.Н., Дресвянникова В.И., Желноровича В.А., Казаряна К.Б., Карнаухова В.Г., Киселева М.И., Ковальчука А.Ф., Колодия В.И., Колокольчикова В.В., Коляно Д.М., Кондрата В.Ф., Кондратюка Н.А., Короткиной М.Р., Косачевского Л.Я., Космодамианского А.С., Кудрявцева В.А., Махорта Ф.Г., Мольченко Л.В., Новацкого В., Новичкова Д.Н., Партона В.З., Писаренко Г.С., Подстригача Я.С., Радовинского А.Л., Рогачевой Н.Н., Родигина Н.М., Рыкалина Н.Н., Саркисяна В.С., Саркисяна С.О., Садова Л.И., Селезова И.Т., Селезовой Л.В., Сидяра М.М., Сидорова В.Л., Станковича К.П., Тергулова И.Г., Угодчикова Н.А., Улитко А.Ф., Фильштинского Л.А., Цыбенко А.С., Цыпкина А.Г., Черного Л.Т., Штейна А.А., Шульги Н.А., Dixon R.C., Eringen A.C., Ersoy Y., Hutter K., Kaliski S., Kiral E., Maugin G.A., Moon F.C., Pao Y.H., Parcus H. и др.

Последние достижения в области магнитомеханики тел из традиционных и новых электромагнитных материалов достаточно полно отражены в материалах III и IV всеобщих симпозиумов по теоретическим вопросам магнитоупругости (Ереван, 1984, 1989), а также международного симпозиума "Механическое моделирование новых электромагнитных материалов" (Стокгольм, 1990).

Из анализа работ, посвященных вопросам практического использования ЭМП, следует, что наряду с интенсификацией распространения индукционного нагрева в областях его традиционного применения в инженерной практике получает внедрение термообработка тел низкой электропроводности (стекол, пластмасс и т.п.) с помощью ВЧ ЭМП и электромагнитного излучения инфракрасного частотного диапазона, а также термообработка с помощью ЭМП электропроводных ферромагнитных и неметаллических тел, в частности, углеграфитовых (которая производится при повышенных температурах (больших 1000°C)). В связи с таким расширяющимся практическим использованием ЭМП во-

зрос интерес к математическому моделированию и исследованию физических явлений в телах различной электропроводности и способности к намагничиванию и поляризации, обусловленных электромагнитным воздействием широкого частотного диапазона. Об этом свидетельствуют работы Кудрявцева Б.А. и Партона В.З., Панасюка В.В., Саврука М.П. и Назарчука З.Т., Саркисяна В.С., а также работы, приведенные в материалах международного симпозиума "Механическое моделирование новых электромагнитных материалов" (Стокгольм, 1990).

Для разработки конкретных технологий термообработки тел с помощью ЭМП представляется полезным (в соответствии с отмеченным Седовым Л.И. в предисловии к монографии "Электромагнитоупругость пьезоэлектрических и электропроводящих тел" /Партон В.З., Кудрявцев Б.А. - М.: Наука. Гл.ред. физ.-мат. лит., 1988. - 472 с.) построение специально ориентированных вариантов теории взаимодействия ЭМП и материального континуума применительно к более узким классам материалов, учитывая их специфические электрофизические свойства в определенных диапазонах изменения электромагнитного воздействия. С использованием таких вариантов теории можно провести более подробные исследования влияния специфических свойств материала или особенностей воздействия на напряженно-деформированное состояние тела. Из обзора работ, относящихся к этому вопросу, следует, что к настоящему времени недостаточно развита теория количественного описания во взаимосвязи электромагнитных, температурных и механических полей в телах различной электропроводности и способности к намагничиванию и поляризации, находящихся под воздействием внешних ЭМП радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов, несмотря на большое практическое применение таких полей в технологиях термообработки.

Обычно в технологических процессах используются установившиеся ЭМП с кратковременным переходным режимом. На основании этого при решении конкретных задач индукционного нагрева ЭМП, в основном, рассматривается в установившемся приближении или считается имеющим мало изменяющиеся на периоде колебаний амплитудные характеристики (квазиустановившееся приближение).

В отдельных технологиях могут эффективно использоваться и импульсные ЭМП, в частности при магнитоимпульсной обработке изделий.

В литературе имеется расчетная модель определения термонапряженного состояния электропроводных неферромагнитных неполдризующих тел, находящихся во внешних установившихся ЭМП, предложенная Родиным Н.И., Подстригачом Я.С., Бураком Я.И. и Колодием В.И. В этой

1,4

модели влияние ЭМП на квазистатическое термоупругое состояние тела учитывается усредненным по периоду электромагнитной волны джоулевым теплом. При этом исходит из постановки несвязанной задачи магнитотермоупругости, состоящей в следующем.

Из уравнений электродинамики определяется ЭМП в области тела и соответствующее ему распределение джоулева тепла. Полученное выражение для джоулева тепла, усредненное по периоду колебаний ЭМП, используется как мощность непрерывно распределенных тепловых источников в уравнении теплопроводности. После определения температурного поля находится квазистатическое напряженно-деформированное состояние тела. С использованием такой расчетной модели проведены исследования напряженного состояния тел с плоскостепенными границами (в том числе биметаллических пластин), оболочек, а также цилиндрических тел.

На основании описанной расчетной модели найдены решения некоторых задач о напряженном состоянии ферромагнитных тел, в которых ферромагнитные свойства материала учитываются постоянной магнитной проницаемостью.

Для импульсных электромагнитных воздействий предложены отдельные методики определения напряженно-деформированного состояния неферромагнитных неполяризуемых тел конкретной геометрической конфигурации, которые содержатся в работах Дресвянникова В.И., Муна Ф., Мусия Р.С. и др. В этих работах воздействие импульсного ЭМП на термонапряженное состояние тел учитывается джоулевыми тепловыделениями и пондеромоторной силой. Во многих случаях при определении температурного поля не учитывается процесс теплопроводности.

В работах Муна Ф. и Чатопадхаяя показано, что при импульсных электромагнитных воздействиях влияние подвижности среды на токи пренебрежимо. Проведенные аналитические исследования сопоставлены с экспериментальными данными.

Дресвянниковым В.И. с использованием гипотез магнитоупругости тонких тел построен вариант теории электропроводных тонких неферромагнитных оболочек при воздействии импульсных магнитных полей, а также разработаны численные методы расчета сопряженных одномерных тепловых, механических и электромагнитных полей в упруго-пластических термочувствительных неферромагнитных телах при таких воздействиях.

Для тел из материалов низкой электропроводности имеются лишь решения отдельных задач об определении температурного поля, обусловленного воздействием ВЧ и СВЧ электромагнитного излучения, полученные Нетушилом А.В., Жуховицким Б.Я. и Парини Е.Л., Рикенгла-

зом А.Э. и др. В этих задачах воздействие ЭМП на тело сводится к тепловыделению вследствие поляризации и электропроводности.

С увеличением частоты электромагнитного воздействия в сторону инфракрасного диапазона для описания характеристик электромагнитного излучения необходимо привлекать квантовую электродинамику. Однако при решении ряда задач определения температурных полей в телах канонической формы при воздействии теплового излучения Буркой Я.И., Григорьевым В.А., Рубцовым Н.А., Рыкалинным Н.Н., Слесаренко А.П., Ступиним В.П., Угловым А.А. и др. эффективно используется менее сложная феноменологическая теория излучения, позволяющая определить тепловыделения на основе энергетических соотношений. В этих работах напряженное состояние не исследовалось.

Из вышеизложенного вытекает, что в области термомеханики деформируемых тел во внешних ЭМП возникает проблема построения вариантов математических моделей для тел, способных к намагничиванию и поляризации, во всем диапазоне частот ЭМП, используемых для термообработки.

Целью диссертации является построение варианта математической теории количественного описания во взаимосвязи электромагнитных, температурных и механических полей в электропроводных упругих телах с различными электропроводимостью и способностью к намагничиванию и поляризации, находящихся под воздействием КУЭМП широкого частотного диапазона (используемого при термообработке); изучение на этой основе эффектов взаимосвязи рассматриваемых полей в выделенных в соответствии с характерными электрофизическими свойствами материала типах тел и использование имеющихся эффектов для создания рациональных технологий термообработки изделий с помощью КУЭМП.

Методика исследований. Работа выполнена методами механики и математики с применением математического моделирования и экспериментальных данных.

Научная новизна. Построен вариант теории термомеханики электропроводных упругих тел с различными электропроводимостью и способностью к намагничиванию и поляризации, находящихся под воздействием КУЭМП радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов; на этой основе с использованием аналитических и численных методов решения задач математической физики изучены эффекты взаимосвязи рассматриваемых полей в выделенных в соответствии с характерными электрофизическими свойствами материала типах тел: ферромагнитных неполяризуемых, ферромагнитных неполяризуемых, ферромагнитных низкой электропроводности. Выявлены некоторые новые

данные о влиянии свойств материала на термомеханическое поведение тел в КУЭМП (в частности, на резонансные явления).

Базируясь на результатах, полученных для радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов предложена математическая постановка и расчетная схема решения задач термомеханики электропроводных тел при высокотемпературном индукционном нагреве, которые являются применимыми и для неметаллических электропроводных тел. При таком нагреве исследовано влияние температурной зависимости характеристик материала и теплообмена излучением.

Результаты использованы при усовершенствовании существующих и создании новых технологий термообработки элементов конструкций и приборов с помощью КУЭМП.

Достоверность основных научных положений и полученных результатов обеспечивается использованием в качестве исходных и проверенных в литературе положений и соотношений электродинамики, теории излучения и термоупругости; строгостью постановки задач и математических методов, применяемых для их решения; совпадением отдельных результатов с известными в литературе или полученными в приведенных экспериментах; проверкой практической сходимости числовых результатов при решении конкретных нелинейных задач.

Практическая ценность результатов работы определяется разработкой варианта теории термомеханики электропроводных упругих тел для решения важных в теоретическом и прикладном отношении классов задач о термомеханическом поведении в широком температурном интервале тел с различными электропроводностью и способностью к намагничиванию и поляризации, находящихся под воздействием КУЭМП радиочастотного и инфракрасного частотных диапазонов. Выполненные исследования и результаты являются крупным достижением в развитии перспективного раздела механики деформируемого твердого тела - электромагнитотермомеханики и открывают новое научное направление - термомеханика электропроводных тел при воздействии КУЭМП.

Научные исследования проводились согласно плана научно-исследовательских работ Института прикладных проблем механики и математики АН Украины по темах "Разработать методику определения и оптимизации напряженного состояния электропроводных тел при переходных режимах силового нагружения, нагрева и воздействия внешних электромагнитных полей" (г/р № 01825013385) и "Развить теоретические основы термомеханики деформируемых твердых электропроводных тел с учетом структурных превращений при нагреве и воздействии внешних электромагнитных полей" (г/р № 01.86.0091439) (соответствующим координационному плану научных исследований АН Украины по естествен-

ным и общественным наукам на 1986-1990 гг. по проблеме "Механика деформируемого твердого тела" (I.10.2)). Они выполнялись также в рамках задания РН.82.04.Ц.01.01.05 республиканской целевой научно-технической программы "Материалоемкость" (1986-1990 гг.), а также задания I.I.I программы фундаментальных исследований "Механика".

Ряд результатов диссертационной работы использован при усовершенствовании существующих и создании новых технологий термообработки элементов конструкций и приборов с помощью КУЭМП, которые внедрены на предприятиях электронной и электротехнической промышленности.

На защиту выносятся: вариант теории термомеханики электропроводных упругих тел с различными электропроводностью и способностью к намагничиванию и поляризации, находящихся под воздействием КУЭМП как радиочастотного, так и инфракрасного частотного диапазонов и базирующаяся на нем расчетная схема решения задач термомеханики электропроводных тел при высокотемпературном индукционном нагреве; предложенные методики построения решений задач для выделенных в соответствии с характерными электрофизическими свойствами материала типов тел: ферромагнитных неполяризуемых, ферромагнитных неполяризуемых и неферромагнитных низкой электропроводности; решения новых задач о термомеханическом поведении тел с плоскопараллельными границами и цилиндрических тел при электромагнитном воздействии различного частотного диапазона, а также полученные на этой основе выводы.

Апробация работы. Основные положения и отдельные результаты работы докладывались на двух международных и более чем 50-ти всесоюзных и республиканских съездах, симпозиумах, конференциях и совещаниях по механике деформируемого твердого тела, термомеханике, механике неоднородных структур, вычислительной математике в теории упругости и пластичности, проблемам управления в механических системах и т.п., в частности на II всесоюзном научном совещании по проблемам прочности двигателей (Москва, 1984), II-IV всесоюзных симпозиумах по теоретическим вопросам магнитоупругости (Ереван, 1978, 1984, 1989), I-III всесоюзных конференциях "Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред" (Горис, 1984, 1987, 1990), VI всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике (Ташкент, 1986), II всесоюзной конференции "Численная реализация физико-механических задач прочности" (Горький, 1987), международном симпозиуме "Механическое моделирование новых электромагнитных материалов" (Стокгольм, 1990), а также на различных семинарах, руководимых известными учеными по механике деформируемого твердого тела .

В целом диссертационная работа докладывалась и обсуждалась на всесоюзном семинаре по моделям механики деформируемого твердого тела (Львов, 1989), всесоюзном научном семинаре "Актуальные проблемы неогорюдой механики" (Ереван, 1991), III всесоюзной конференции "Механика неоднородных структур" (Львов, 1991), УП всесоюзном съезде по теоретической и прикладной механике (Москва, 1991), семинаре кафедры сопротивления материалов Казанского инженерно-строительного института (Казань, 1990), семинаре в Институте механики АН Армении (Ереван, 1991), семинаре по проблемам механики и математики Института прикладных проблем механики и математики АН Украины (Львов, 1991).

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в 30 работах [1-30]. Всего в диссертации использованы результаты 39 публикаций автора.

Структура и объем работы. Диссертационная работа состоит из введения, шести глав и заключения, изложенных на 293 страницах машинописного текста и иллюстрируемых 83 рисунками, библиографического списка литературы (253 наименований) и Приложения, имеющего 38 страниц и 19 рисунков.

Диссертация выполнена в отделе теории физико-механических полей Института прикладных проблем механики и математики АН Украины. Автор глубоко признателен научному консультанту руководителю отдела член-корр. АН Украины, профессору Я.И.Бураку за ценные советы и постоянное внимание к работе.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дан краткий обзор состояния проблемы, сформулирована цель работы, ее актуальность и научная новизна, достоверность и практическая ценность. Кратко изложено содержание диссертации по главам.

В первой главе приведены физические и математические положения предложенного варианта теории термоупругости электропроводных тел при воздействии КУЭМП. Предполагается, что перемещения, а также деформации и их скорости настолько малы, что для исследуемых тел при рассматриваемых величинах параметров электромагнитных воздействий справедлива линейная теория упругости и можно пренебречь влиянием подвижности среды на характеристики КУЭМП. Рассматриваются материалы, для которых являются несущественными электромеханические и термоэлектрические эффекты.

Вследствие этого принимается, что ЭМП по отношению к телу есть внешним воздействием, влияние которого на процессы теплопроводности и деформации осуществляется посредством тепловыделений и

пондеромоторных сил. При таком подходе взаимосвязь электромагнитных, температурных и механических полей в расчетной схеме реализуется тепловыделениями, пондеромоторными силами и термоупругим рассеянием энергии. Тогда исходные соотношения для количественного описания электромагнитных, тепловых и механических процессов формулируются двумя этапами. На первом этапе записываются в квазиустановившемся приближении уравнения для характеристик ЭМП, а также выражения тепловыделений и пондеромоторных сил через эти характеристики. На втором этапе формулируются задачи термоупругости для определения термонапряженного состояния.

С использованием такой схемы получены задачи математической физики, описывающие рассматриваемые процессы в электропроводных телах при воздействии КВЭМП радиочастотного диапазона, заданного квазиустановившимися электрическими токами вне тела

$$\vec{j}_{A..}^{(\omega)}(\vec{r}, t) = \text{Re } \vec{j}_{A..}^{(\omega)}(\vec{r}, t) = \text{Re} [j(t) \vec{j}^{(\omega)}(\vec{r}) e^{i\omega t}] \quad (1)$$

(амплитуда которых $\vec{j}_{A..}^{(\omega)}(\vec{r}, t) = j(t) \vec{j}^{(\omega)}(\vec{r})$ относительно мало изменяется во времени за период колебания $f_0 = \omega / 2\pi$, так что выполняется условие

$$\left| \frac{dj(t)}{dt} \right| \ll \omega |j(t)| \quad (2)$$

Могут быть заданными на поверхности тела значения векторов напряженностей электрического $\vec{E}_0^{(\omega)}(\vec{r}_0, t)$ или магнитного $\vec{H}_0^{(\omega)}(\vec{r}_0, t)$ полей вида (1).

Система уравнений электродинамики, описывающая характеристики ЭМП замыкается феноменологическими соотношениями, связывающими характеристики поля между собой и с электрическими токами.

Рассматриваются широко распространенные изотропные среды, вектора индукций $\vec{D}_{..}$ и $\vec{B}_{..}$ в которых параллельны векторам напряженностей электрического $\vec{E}_{..}$ и магнитного $\vec{H}_{..}$ полей, т.е.

$$\vec{D}_{..} = D_{..}(\epsilon_{..}) \vec{e}_E, \quad \vec{B}_{..} = B_{..}(H_{..}) \vec{e}_H, \quad (3)$$

где $\vec{e}_E = \vec{E}_{..} / E_{..}$, $\vec{e}_H = \vec{H}_{..} / H_{..}$ - единичные орты в направлениях векторов $\vec{E}_{..}$ и $\vec{H}_{..}$; $E_{..}$ и $D_{..}$ - проекции векторов $\vec{E}_{..}$ и $\vec{D}_{..}$ на положительное направление вектора $\vec{E}_{..}$, а $H_{..}$ и $B_{..}$ - векторов $\vec{H}_{..}$ и $\vec{B}_{..}$ на положительное направление вектора $\vec{H}_{..}$. Соотношения (3) можно также записать в виде

$$\vec{D}_{..} = \epsilon(E_{..}) \vec{E}_{..}, \quad \vec{B}_{..} = \mu(H_{..}) \vec{H}_{..} \quad (4)$$

Здесь

$$\epsilon(E_{..}) = D_{..}(E_{..})/E_{..} = \epsilon_0 + \chi_E(E_{..}), \quad \mu(H_{..}) = B_{..}(H_{..})/H_{..} = \mu_0 + \chi_H(H_{..})$$

- абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости, χ_E и χ_H - абсолютные электрическая и магнитная восприимчивости.

При установлении выражений источников тепла через характеристики ЭМП исходитс из теоремы Умова-Пойнтинга. При этом выражения усредненных по периоду $f_{..} = 2\pi/\omega$ удельных гистерезисных тепловыделений в теле вследствие переполяризации и перемагничивания будут

$$Q_{гэ} = \frac{1}{f_{..}} \int_t^{t+f_{..}} E_{..} \frac{\partial D_{..}}{\partial t} dt = \nu_{..} \oint E_{..} dD_{..}, \quad (5)$$

$$Q_{гм} = \frac{1}{f_{..}} \int_t^{t+f_{..}} H_{..} \frac{\partial B_{..}}{\partial t} dt = \nu_{..} \oint H_{..} dB_{..}.$$

При наличии в намагничивающейся и поляризующейся среде тока проводимости $\vec{j}_{..} = \sigma \vec{E}_{..}$ и свободных электрических зарядов $\Omega_{..}$ силовое воздействие на единицу объема осуществляется пондеромоторной силой

$$\vec{F}_{..} = \vec{F}_{..c} + \vec{F}_{..A} + \vec{F}_{..\Omega} + \vec{F}_{..M}, \quad (6)$$

(где $\vec{F}_{..c} = \Omega_{..} \vec{E}_{..} = \vec{E}_{..} \operatorname{div} \vec{D}_{..}$, $\vec{F}_{..A} = \vec{j}_{\text{пол}} \times \vec{B}_{..}$,

$$= (\sigma \vec{E}_{..} + \frac{\partial \vec{D}_{..}}{\partial t}) \times \vec{B}_{..}, \quad \vec{F}_{..\Omega} = (\vec{P}_{..} \cdot \nabla) \vec{E}_{..},$$

$$\vec{F}_{..M} = (\vec{M}_{..} \cdot \nabla) \vec{B}_{..} + \vec{M}_{..} \times \operatorname{rot} \vec{B}_{..} -$$

соответственно сила воздействия на заряды (силы Кулона), токи, в том числе поляризационные (силы Ампера), электрические диполи (силы Кельвина) и молекулярные токи), а также моментом сил

$$\vec{M}^* = \vec{P}_{..} \times \vec{E}_{..} + \vec{M}_{..} \times \vec{B}_{..}. \quad (7)$$

Здесь $\vec{P}_{..} = \vec{D}_{..} - \epsilon_0 \vec{E}_{..}$ и $\vec{M}_{..} = \mu_0^{-1} \vec{B}_{..} - \vec{H}_{..}$ - векторы поляризации и намагниченности.

При принятой параллельности векторов $\vec{P}_{..}$ и $\vec{E}_{..}$, а также $\vec{M}_{..}$ и $\vec{H}_{..}$,

$$\vec{M}^* = 0. \quad (8)$$

Исходная система уравнений термоупругости записана с учетом взаимосвязи полей деформации и температуры, а также изменемости во времени тепловыделений и пондеромоторных сил.

Динамические уравнения термоупругости формулируются как в

перемещениях так и в напряжениях. Рассмотрен случай плоской задачи.

Для исследуемых тел в КВЭМП диэлектрическая $\epsilon(E_{..})$ и магнитная $\mu(H_{..})$ проницаемости определяются, в основном, электрофизическими свойствами материала рассматриваемого тела и характеристиками электромагнитного воздействия. Для неполяризуемых, неферромагнитных электропроводных тел обычно полагают, что ϵ и μ не зависят от $E_{..}$ и $H_{..}$, для неполяризуемых ферромагнитных - что ϵ не зависит от $E_{..}$, а $\mu = \mu(H_{..})$, для неферромагнитных поляризуемых - что $\epsilon = \epsilon(E_{..})$, а μ не зависит от $H_{..}$. В соответствии с этим выделены следующие типы электропроводных тел: неферромагнитные неполяризуемые, ферромагнитные неполяризуемые и неферромагнитные низкой электропроводности.

В последующих трех главах для радиочастотного диапазона исходные соотношения конкретизируются на основе предложенных для каждого из выделенных типов тел аналитических аппроксимаций зависимостей между индукциями и напряженностями электрического и магнитного полей. Строятся расчетные схемы, исходя из характерных для рассматриваемых типов тел выражений тепловыделений Q_* и пондеромоторных сил \vec{F}_* через напряженности электрического и магнитного полей.

Во второй главе изложены результаты исследований термонапряженного состояния неферромагнитных неполяризуемых электропроводных тел. Для таких тел феноменологические соотношения электродинамики принимаются следующими

$$\vec{D}_{..} = \epsilon_0 \epsilon_{..} \vec{E}_{..}, \quad \vec{B}_{..} = \mu_0 \mu_{..} \vec{H}_{..}, \quad \vec{j}_{..} = \sigma \vec{E}_{..}, \quad (9)$$

где σ коэффициент электропроводности, $\epsilon_{..} = \epsilon / \epsilon_0$ и $\mu_{..} = \mu / \mu_0$ - относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости тела, которые считаются постоянными. При этом система исходных уравнений Максвелла приводится к системе известных разрешающих уравнений для функций $\vec{E}_{..}$ или $\vec{H}_{..}$, а задача первого этапа (электродинамики) формулируется полностью относительно любой из этих функций.

Выражения для удельной мощности джоулева тепла $Q_* = Q_{*A} = \vec{j}_{..} \cdot \vec{E}_{..} = \sigma \vec{E}_{..}^2$ и удельной плотности пондеромоторных сил $\vec{F}_* = \vec{F}_{*A} = \mu \vec{j}_{..} \times \vec{H}_{..} = \mu \sigma \vec{E}_{..} \times \vec{H}_{..}$ представляется в виде суммы двух составляющих

$$Q_* = Q^{(1)} + Q^{(2)}, \quad \vec{F}_* = \vec{F}^{(1)} + \vec{F}^{(2)}. \quad (10)$$

Здесь

$$Q^{(1)} = \frac{\sigma N}{2} \bar{E}_* \bar{E}_* = \frac{\sigma N}{2} \bar{E}(\vec{r}, t) \cdot \bar{E}(\vec{r}, t),$$

$$\bar{F}^{(1)} = \frac{\sigma N}{2} \operatorname{Re}(\bar{E}_* \times \bar{H}_*) = \frac{\sigma N}{2} \operatorname{Re}[\bar{E}(\vec{r}, t) \times \bar{H}(\vec{r}, t)];$$

$$Q^{(2)} = \frac{\sigma}{2} (\bar{E}_*^2 + \bar{E}_*^2) = \frac{\sigma}{2} \operatorname{Re}[\bar{E}^2(\vec{r}, t) e^{2i\omega t}],$$

$$\bar{F}^{(2)} = \frac{\sigma N}{2} \operatorname{Re}(\bar{E}_* \times \bar{H}_*) = \frac{\sigma N}{2} \operatorname{Re}[\bar{E}(\vec{r}, t) \times \bar{H}(\vec{r}, t) e^{2i\omega t}];$$

$\bar{E}_*(\vec{r}, t) = \bar{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t}$, $\bar{H}_*(\vec{r}, t) = \bar{H}(\vec{r}, t) e^{i\omega t}$ — комплексные напряженности электрического и магнитного полей, знаком "—" обозначены комплексно-сопряженные величины. Составляющие $Q^{(1)}$ и $\bar{F}^{(1)}$ — малоизменяющиеся во времени на периоде $f = 2\pi/\omega$ функции, а $Q^{(2)}$ и $\bar{F}^{(2)}$ — квазиустановившиеся. При этом составляющие $Q^{(1)}$ и $\bar{F}^{(1)}$ совпадают с усредненными по периоду f , а суммарная мощность $Q^{(2)}$ и $\bar{F}^{(2)}$ за период равна нулю.

В соответствии со структурой (10) джоулевых тепловыделений и ponderомоторных сил, температура T и тензор напряжений $\hat{\sigma}$ определяются в виде

$$T = T^{(1)} + T^{(2)}, \quad \hat{\sigma} = \hat{\sigma}^{(1)} + \hat{\sigma}^{(2)}, \quad (11)$$

где функции $T^{(j)}$, $\hat{\sigma}^{(j)}$ ($j = 1, 2$) удовлетворяют уравнениям связанной термоупругости для $G_* = G^{(j)}$ и $\bar{F}_* = \bar{F}^{(j)}$ при соответствующих начальных и граничных условиях. Составляющие $T^{(1)}$ и $\hat{\sigma}^{(1)}$ находятся в квазистатической постановке в пренебрежении связанностью полей деформации и температуры, а функции $T^{(2)}$ и $\hat{\sigma}^{(2)}$ — в квазиустановившемся режиме.

В принятой расчетной схеме находится и исследуется обусловленное воздействием однородного электромагнитного поля термоупругое состояние электропроводного слоя толщиной h , жестко сцепленного с диэлектрическим основанием.

Выполненные исследования показали, что в окрестности частот электромагнитного поля $\omega_n = \frac{1}{2} \omega_n^*$, $n = 1, \dots$, где ω_n^* — собственные частоты термоупругих колебаний тела, значительно увеличиваются уровни квазиустановившихся составляющих температуры и напряжений и становятся соизмеримыми с квазистатическими, т.е. имеют место резонансные явления. При этом высокие уровни квазиустановившихся составляющих температуры обусловлены связанностью полей деформации и температуры. С увеличением номера резонансной частоты амплитуды квазиустановившихся составляющих $T^{(2)}$ и $\hat{\sigma}^{(2)}$ уменьшаются.

Р силу малости параметра связанности полей деформации и температуры $\epsilon_{11} = (1 + \nu) \alpha E T_0 (1 - \nu)^{-1} (1 - 2\nu)^{-1} \lambda^{-1}$ (α, λ, ν - коэф-фициенты температуропроводности, теплопроводности и Пуассона, λ - линейный коэффициент температурного расширения, E - модуль упругости, T_0 - начальная температура, К) для металлических материалов ($\epsilon_{11} \ll 1$), каждая из собственных частот термоупругих колебаний ω_n^2 практически равна соответствующей собственной частоте колебаний исследуемого тела.

Окрестность резонансной частоты (величина отклонения $\Delta \omega$, частоты ω от первой резонансной ω_1 , в которой максимальное значение напряжений $\hat{\epsilon}^{(1)}$ составляет не менее 10% наибольшего значения $\hat{\epsilon}^{(1)}$ в установившемся режиме) не зависит от характеристик электромагнитного поля и является узкой (практически она меньше 0,1% от значения частоты). В этой окрестности максимальные величины составляющих $T^{(1)}$ и $\hat{\epsilon}^{(1)}$ обусловлены пондеромоторными силами (влияние джоулевых тепловыделений пренебрежимо мало) и незначительно зависят от критерия Био. Вне резонансных окрестностей определяющее влияние на термонапряженное состояние имеют джоулевы тепловыделения, усредненные по периоду электромагнитной волны.

Для частот ЭМП, находящихся вне окрестностей резонансных, разработана методика определения ЭМП, температурных полей и напряжений в электропроводных неферромагнитных пластинах при малой губине проникновения индукционных токов.

При определении ЭМП использован метод Вишика-Люстерника представления решения сингулярно возмущенных уравнений электродинамики в виде асимптотического разложения в ряд по малому параметру. При малых временах нагрева такой же подход применен к построению решения уравнения теплопроводности.

Методика использована для исследования термонапряженного состояния пластин при индукционном нагреве различными видами индукторов. Получено, что с уменьшением периода синусоидального распределения внешних токов уровень напряжений в пластине увеличивается и достигает максимального значения при однородном распределении токов. При нагреве системами прямолинейных токов (при одинаковой суммарной интенсивности каждой из них) максимальная градиентность джоулевых тепловыделений достигается для случая единичного линейного тока. При нагреве пластины одновитковым током уменьшение радиуса витка приводит к уменьшению уровня напряжений.

Третья глава посвящена рассмотрению электропроводных ферромагнитных неполяризуемых тел. Для таких тел феноменологические

соотношения электродинамики, в соответствии с выражениями (3), (4) принимаются следующими

$$\vec{D}_{\text{вн}} = \epsilon_0 \epsilon_{\text{вн}} \vec{E}_{\text{вн}}, \quad \vec{B}_{\text{вн}} = B_{\text{вн}}(H_{\text{вн}}) \vec{e}_H = \mu(H_{\text{вн}}) \vec{H}_{\text{вн}}, \quad \vec{j}_{\text{вн}} = \sigma \vec{E}_{\text{вн}}. \quad (12)$$

Нелинейная зависимость $B_{\text{вн}} = B_{\text{вн}}(H_{\text{вн}})$ описывается динамической петлей гистерезиса, аналитическое выражение которой при периодической во времени напряженности магнитного поля ($H_{\text{вн}} = C \cos \omega t + D \sin \omega t$) можно записать в виде

$$B_{\text{вн}} = \mu_0 \mu_{\text{н}} \mathcal{H} + \beta \operatorname{arctg} \alpha \mathcal{H}. \quad (13)$$

Здесь $\mathcal{H} = \sqrt{1 - \chi^2} H_{\text{вн}} - \frac{\chi}{\omega} \frac{\partial H_{\text{вн}}}{\partial t}$, $\chi = \frac{H_c}{H_m}$ при $H_{\text{вн}} \leq H_m$; $\chi = \frac{H_c}{H_0}$ при $H_{\text{вн}} > H_m$; H_c - коэрцитивная сила; H_0 и H_m - величина напряженности магнитного поля на поверхности тела и соответствующая гистерезисному насыщению, причем H_0 в силу условий (2) считается постоянной на периоде $f = 2\pi/\omega$; $\beta = 2B_s/\pi$, $\alpha = (\mu_{\text{н}} - 1)\mu_0 \beta^{-1}$, $\mu_{\text{н}}$ - начальная относительная магнитная проницаемость материала; B_s - величина индукции насыщения. В случае $\chi = 0$ соотношение (13) описывает основную кривую намагничивания, а также зависимость между $B_{\text{вн}}$ и $H_{\text{вн}}$ в телах, практически не обладающих гистерезисной кривой намагничивания (магнитомягкие тела). Эллиптическая зависимость между $B_{\text{вн}}$ и $H_{\text{вн}}$, характерная для малых амплитуд и высоких частот, следует из соотношения (13) при $B_0 \rightarrow \infty$ и имеет вид

$$B_{\text{вн}} = \mu_0 \mu_{\text{н}} \left(\sqrt{1 - \chi^2} H_{\text{вн}} - \frac{\chi}{\omega} \frac{\partial H_{\text{вн}}}{\partial t} \right). \quad (14)$$

Представив функцию $B_{\text{вн}}(H_{\text{вн}})$ в виде линейной и нелинейной составляющих, т.е.

$$B_{\text{вн}} = B_{\text{л}} + B^* \quad (15)$$

(где $B_{\text{л}} = \mu_0 \mu_{\text{н}} \mathcal{H}$, $B^* \equiv B(\mathcal{H}) - B_{\text{л}} = \mu_0 (1 - \mu_{\text{н}}) \mathcal{H} + \beta \operatorname{arctg} \alpha \mathcal{H}$,

$$\mu_{\text{н}} = 1 + \epsilon^{-1/2} (\mu_{\text{н}} - 1) \operatorname{arctg} \sqrt{\epsilon}, \quad \epsilon = (\alpha H_0)^2),$$

из уравнений Максвелла приходится к такой системе исходных квазилинейных уравнений электродинамики для функции $\vec{H}_{\text{вн}}$

$$\Delta \vec{H}_{\text{вн}} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H}_{\text{вн}} - \operatorname{curl} \operatorname{curl} \frac{\partial \vec{H}_{\text{вн}}}{\partial t} = \sigma \frac{\partial \vec{B}^*}{\partial t}, \quad (16)$$

$$\operatorname{div} \vec{H}_{\text{вн}} = -\mu_0^{-1} \mu_{\text{н}}^{-1} \operatorname{div} \vec{B}^*,$$

где $\vec{H}_{\text{вн}} = \mathcal{H} \vec{e}_H$, $\vec{B}^* = [\mu_0 (1 - \mu_{\text{н}}) \mathcal{H} + \beta \operatorname{arctg} \alpha \mathcal{H}] \vec{e}_H$.

Для определения функции $\vec{H}_{n\alpha}$ (решения задачи первого этапа) использован метод последовательных приближений. В качестве первого приближения принято решение системы (16) при $\vec{B}^* = 0$ и заданных граничных условиях. Последующие приближения определяются из уравнений

$$\Delta \vec{H}_{n\alpha(n)} - \text{grad div } \vec{H}_{n\alpha(n)} - \epsilon \mu_0 \mu_\epsilon \frac{\partial \vec{H}_{n\alpha(n)}}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial \vec{B}^*(H_{n\alpha(n-1)})}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\text{div } \vec{H}_{n\alpha(n)} = -\int_0^1 \int_{\Omega} \epsilon^{-1} \text{div } \vec{B}^*(H_{n\alpha(n-1)}), \quad n = 2, \dots$$

В квазиустановившемся приближении, с использованием соответствующих разложений в ряды Фурье по времени, функции $\vec{H}_{n\alpha}$ и $\vec{E}_{n\alpha}$, а также $\vec{B}_{n\alpha}$ для n -й итерации можно записать в виде

$$\vec{\Psi}_{(n)}(\vec{r}, t) = 2 \sum_{k=0}^{\infty} \text{Re } \vec{\Psi}_{(n), 2k+1}(\vec{r}, t) e^{i(2k+1)\omega t}, \quad (18)$$

где $\vec{\Psi} = \{ \vec{H}_{n\alpha}; \vec{E}_{n\alpha}; \vec{B}_{n\alpha} \}$, $\vec{\Psi}_{(n), 2k+1}$ - относительно мало изменяющиеся во времени на периоде f_n функции.

При известной напряженности магнитного поля $\vec{H}_{n\alpha}$ джоулевы тепловыделения удобно выразить формулой

$$Q_{JA} = \frac{1}{\sigma} (\text{rot } \vec{H}_{n\alpha})^2. \quad (19)$$

Силовое воздействие ЭМП на электропроводное тело характеризуется пондеромоторными силами (6), выражение которых для ферромагнитного тела примет вид

$$\vec{F}_s = \vec{F}_{sA} + \vec{F}_{sM}, \quad (20)$$

где

$$\vec{F}_{sA} = \text{rot } \vec{H}_{n\alpha} \times \vec{B}_{n\alpha}, \quad \vec{F}_{sM} = (\vec{M}_{n\alpha} \nabla) \cdot \vec{B}_{n\alpha} + \vec{M}_{n\alpha} \times \text{rot } \vec{B}_{n\alpha}.$$

Вследствие структуры выражений (18), тепловыделения (19) и пондеромоторная сила (20) представляются в виде спектра медленноизменяющихся во времени и квазиустановившихся составляющих. В соответствии с этим температура и напряжения на втором этапе построения решения находятся в виде

$$w = w^{(1)} + w^{(2)}, \quad (21)$$

где $w = \{ T; \hat{\epsilon} \}$. Медленноизменяющиеся во времени составляющие температурного поля $T^{(1)}$ и напряжений $\hat{\epsilon}^{(1)}$, как и ранее для неферромагнитных тел, определяются в квазистатической постановке при пренебрежении связанностью полей деформации и температуры,

а $T^{(2)}$ и $\hat{E}^{(2)}$ - в квазиустановившемся режиме, т.е.

$$W^{(2)} = 2 \sum_{m=1}^{\infty} \operatorname{Re} [W^{(2m)}(\vec{r}, t) e^{i m \omega t}], \quad W^{(2m)} = \{ T^{(2m)}; \hat{E}^{(2m)} \}. \quad (22)$$

При этом используя результаты, полученные в главе I, принимается, что квазиустановившиеся составляющие температурного поля и напряжений обусловлены квазиустановившимися компонентами пондеромоторной силы. Квазистатические же составляющие вызваны как медленноизменяющимися во времени компонентами джоулева тепла и пондеромоторной силы, так и дополнительными тепловыделениями, возникающими вследствие переманичивания, удельная плотность которых, после усреднения по периоду электромагнитной волны $f_s = 1/\tau_s$, согласно формулы (5) будет

$$Q_{\text{ГН}} = \nu_s \oint H_{\alpha\alpha} dB_{\alpha\alpha} = \nu_s \int_0^{\tau_s} H_{\alpha\alpha} \frac{\partial B_{\alpha\alpha}}{\partial t} dt. \quad (23)$$

С использованием описанной методики найдено и исследовано обусловленное внешним однородным электромагнитным полем термонапряженное состояние ферромагнитного слоя.

Проведенные численные исследования показали, что для ферромагнитного тела имеются дополнительные по сравнению с неферромагнитным спектры резонансных частот ЭМП $\omega_{nm} = \omega_n / m, m = 2, \dots$ (где ω_n - спектры резонансных частот для неферромагнитного тела). Окрестность $\Delta \omega_{nm}$ резонансных частот зависит от величины амплитудного значения напряженности магнитного поля H_0 .

Путем количественного сравнения решений модельных задач с полученными методами малого параметра и численными (явным А-устойчивым методом типа Рунге-Кутты четвертого порядка точности с использованием аппарата цепных и ветвящихся цепных дробей), установлено, что две итерации в представлениях (18) при предложенном первом приближении, обеспечивают достаточную для практики точность решения задачи.

В четвертой главе изучено термомеханическое поведение тел низкой электропроводимости. К таким телам отнесены неферрозлектрические тела, которые по своим поляризационным свойствам близки к диэлектрикам и имеют коэффициент электропроводности $\sigma \ll 10^2 \text{ См}$. Для этих тел феноменологические соотношения электродинамики приняты следующими

$$\vec{D}_{\alpha\alpha} = D_{\alpha\alpha}(E_{\alpha\alpha}) \vec{e}_{\alpha\alpha} = \epsilon(E_{\alpha\alpha}) \vec{E}_{\alpha\alpha}, \quad \vec{B}_{\alpha\alpha} = \mu_0 \mu_{\alpha\alpha} \vec{H}_{\alpha\alpha}, \quad \vec{j}_{\alpha\alpha} = \sigma \vec{E}_{\alpha\alpha}. \quad (24)$$

Для установления вида функции $D_{\alpha\alpha}(E_{\alpha\alpha})$ исходит из такого известного представления вектора поляризации $\vec{P}_{\alpha\alpha} = \vec{D}_{\alpha\alpha} - \epsilon_0 \vec{E}_{\alpha\alpha}$

$$\vec{P}_{\text{вн}} = \vec{P}_n + \vec{P}_p, \quad (25)$$

где \vec{P}_n , \vec{P}_p - соответственно векторы мгновенной (упругой) и релаксационной поляризации, которые связаны с напряженностью $\vec{E}_{\text{вн}}$ соотношениями

$$\vec{P}_n = \epsilon_0 \alpha_{\text{вн}} \vec{E}_{\text{вн}}, \quad \frac{\partial \vec{P}_p}{\partial t} = \tau_{\text{вн}}^{-1} (\epsilon_0 \alpha_{\text{вн}} \vec{E}_{\text{вн}} - \vec{P}_p). \quad (26)$$

Здесь $\alpha_{\text{вн}}$, $\alpha_{\text{вн}}$ - диэлектрические проницаемости, характеризующие мгновенную и релаксационную поляризацию, $\tau_{\text{вн}}$ - время релаксации. С учетом соотношений (24)-(26) зависимость между индукцией $\vec{D}_{\text{вн}}$ и напряженностью $\vec{E}_{\text{вн}}$ для начально неполяризованного тела низкой электропроводимости примет вид

$$\vec{D}_{\text{вн}}(\vec{r}, t) = (1 + \alpha_{\text{вн}}) \epsilon_0 \vec{E}_{\text{вн}}(\vec{r}, t) + \epsilon_0 \alpha_{\text{вн}}^{-1} \int_0^t \vec{E}_{\text{вн}}(\vec{r}, t') e^{-(t-t')\tau_{\text{вн}}^{-1}} dt'. \quad (27)$$

Используя уравнения Максвелла показано, что если свободные заряды в теле в начальный момент времени отсутствуют, то их объемная плотность (и при зависимостях (26)) равна нулю и в произвольный момент времени ($\Omega_{\text{вн}} = 0$).

Для КУЭМП при $\omega \ll \tau_{\text{вн}}^{-1}$, а также для монохроматического воздействия, исходя из (27) можно ввести комплексные амплитуды $\vec{E}(\vec{r}, t)$, $\vec{D}(\vec{r}, t)$ напряженности электрического поля и электрической индукции, которые связаны соотношением

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \epsilon' \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (28)$$

где $\epsilon' = \epsilon' - i\epsilon''$ - комплексная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon' = 1 + \alpha_{\text{вн}} + \alpha_{\text{вн}} [\omega \tau_{\text{вн}}]^{-2}, \quad \epsilon'' = \alpha_{\text{вн}} \omega \tau_{\text{вн}} [1 + (\omega \tau_{\text{вн}})^2]^{-1}. \quad (29)$$

Зависимости (29) ϵ' и ϵ'' от частоты, следующие из закона релаксации (26), для большинства тел низкой электропроводимости удовлетворительно описывают дисперсию диэлектрической проницаемости ϵ' с частотой. Однако эти зависимости могут быть установлены непосредственно из эксперимента и учтены в соотношении (28).

При феноменологическом соотношении (28) из уравнений Максвелла, с учетом условий квазиустановленности на напряженности электрического и магнитного полей (аналогичных (2)) и того, что $\Omega_{\text{вн}} = 0$, приходится к следующей системе уравнений на функцию $\vec{E}(\vec{r}, t)$ в области тела

$$\Delta \vec{E} + \kappa^2 \vec{E} = 0, \quad \text{div} \vec{E} = 0, \quad (30)$$

где $\kappa_{\text{дв}}^{\text{дв}} = \omega [\epsilon_0 \epsilon' \omega - i(\sigma + \epsilon_0 \epsilon'' \omega)]$. Соотношение (28) соответствует эллиптической зависимости между индукцией и напряженностью электрического поля.

При найденных комплексных напряженностях электрического и магнитного полей выражения для тепловыделений в теле (джоулевых и обусловленных поляризацией) и пондеромоторных сил, с учетом формул (5), (6), запишутся

$$Q_n = Q_{nA} + Q_{nрз} , \quad \vec{F}_n = \vec{F}_{nз} + \vec{F}_{nA} , \quad (31)$$

где

$$Q_{nA} = \sigma [Re(\vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t})]^2 , \quad Q_{nрз} = \omega \epsilon_0 \epsilon'' [Re(\vec{E}(\vec{r}, t) e^{i\omega t})]^2$$

- плотности джоулевых и поляризационных тепловыделений;

$$\vec{F}_{nз} = (\vec{P}_{in} \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}_{in} , \quad \vec{F}_{nA} = (\sigma \vec{E}_{in} + \frac{\partial \vec{D}_{in}}{\partial t}) \times \mu_0 \vec{H}_{in} , \quad (32)$$

- силы воздействия на диполи (сила Кельвина) и токи, в том числе поляризационные (сила Ампера).

Для начально поляризованных тел и в случае \vec{P}_{in} и \vec{E}_{in} необходимо учитывать также момент сил (7), а при $\Omega_{in} \neq 0$ - и силу воздействия на заряды $\vec{F}_{ec} = \vec{E}_{in} \text{ div } \vec{D}_{in}$ (силу Кулона).

В данном случае представления тепловыделений и пондеромоторных сил по структуре аналогичны (10). Поэтому температура и компоненты тензора напряжений находятся в виде (11).

С использованием изложенной расчетной схемы исследовано обусловленное однородным КУЭМП термонапряженное состояние слоя низкой электропроводности. Найдены решения при различных приближениях теории.

Выполненные численные исследования показали, что распределение характеристик ЭМП по телу зависит от отношения между длиной $\lambda_n = c_0 f_n$ падающей электромагнитной волны, где $c_0 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$ и характерным размером тела. При совпадении характерного размера тела с полудлиной волны, определяемой частотой внешнего воздействия, имеет место значительное увеличение напряженностей электрического и магнитного полей и как следствие уровней температуры и напряжений.

Имеют место резонансные явления, обусловленные периодическим характером изменения во времени тепловыделений и пондеромоторных сил, аналогичные как и для неферромагнитных неполяризуемых тел. При этом влияние пондеромоторных сил на резонансные явления пренебрежимо мало по сравнению с влиянием тепловыделений.

На основе результатов выполненных исследований в гл.2-4 сфор-

мулированы расчетные схемы приближенного определения обусловленных КУЭМП температурных полей и напряжений в рассмотренных типах тел.

В пятой главе вариант теории термомеханики обобщен на случай электромагнитного воздействия инфракрасного диапазона частот. При этом тела низкой электропроводимости считаются частично прозрачными для электромагнитного излучения инфракрасного диапазона частот (ЭМИ), а высокой электропроводимости (как неферромагнитные так и ферромагнитные) - непрозрачными для излучения. Для этого диапазона частот при формулировании задач математической физики первого этапа использована феноменологическая теория излучения, позволяющая определить тепловыделения и ponderomotorные силы без привлечения квантовой электродинамики. Согласно этой теории, ЭМИ в теле характеризуется спектральной интенсивностью излучения I_λ , которая описывается полученным феноменологически на основе закона Бугера и выражающим закон сохранения электромагнитной энергии уравнением переноса излучения

$$n'_\lambda c_0 \frac{\partial I_\lambda(\vec{r}, t, \vec{s})}{\partial t} + \frac{\partial I_\lambda(\vec{r}, t, \vec{s})}{\partial s} = \alpha_\lambda(\vec{r}) [I_\lambda^*(T) - I_\lambda(\vec{r}, t, \vec{s})]. \quad (33)$$

Здесь $I_\lambda^*(T)$ - интенсивность собственного излучения (считающегося равновесным), являющаяся функцией только абсолютной температуры точки (T, K) ; $\alpha_\lambda(\vec{r})$ - известный из эксперимента или установленный теоретическим путем коэффициент поглощения; n'_λ - показатель преломления тела относительно вакуума. Уравнение (33) дополняется граничным условием, связывающим интенсивность $I_\lambda^{(e)}$ падающего на тело внешнего излучения с интенсивностями собственного излучения с поверхности и искомого при известных коэффициентах отражения поверхности тела и показателях преломления, а также соответствующим начальным условием.

При установлении выражений тепловыделений и ponderomotorных сил через интенсивность излучения исходит из законов сохранения энергии и импульса. При этом получены такие выражения для объемных плотностей: - поглощенной энергии (тепловыделений - "источников")

$$Q_0 = \int_{\lambda_1=0}^{\infty} \alpha_\lambda(\vec{r}) \int_{\Omega=4\pi} I_\lambda(\vec{r}, t, \vec{s}) d\Omega d\lambda; \quad (34)$$

- энергии собственного излучения (тепловыделений - "стоков")

$$Q^- = 4\pi \int_{\lambda_1=0}^{\infty} \alpha_\lambda(\vec{r}) I_\lambda^*(T(\vec{r})) d\lambda; \quad (35)$$

- ponderomotorной силы

$$\vec{F}_e = \frac{1}{c_0} \int_{\lambda_0=0}^{\infty} a_{\lambda}(\vec{r}) \vec{\Pi}_{\lambda, 4x} d\lambda_n, \quad (36)$$

где $\vec{\Pi}_{\lambda, 4x} = \int_{\Omega_0=4x} I_{\lambda}(\vec{r}, t, \vec{\xi}) \vec{\Omega}_0 \frac{d\Omega_0}{\Omega_0}$ - спектральный вектор плотности потока излучения ($\vec{\Omega}_0$ - единичный вектор элементарного телесного угла по направлению $\vec{\xi}$). Тепловыделения и ponderomotorные силы согласно с применяемым энергетическим подходом есть медленноизменяющиеся во времени функции. Поэтому температура и напряжения, обусловленные ЭМИ, будут малоизменяющимися во времени составляющими в представлениях (II).

Поскольку интенсивность собственного излучения есть функцией температуры тела, то уравнение переноса излучения и уравнение теплопроводности в расчетной модели являются взаимосвязанными. Однако если во всем объеме тела интенсивность "стороннего" излучения существенно больше собственного (такой случай при создании "стороннего" излучения другим нагретым телом соответствует тому, что температура этого тела существенно превышает требуемую температуру нагрева рассматриваемого), математическая постановка исходной задачи упрощается. Тогда интенсивность излучения определяется из уравнения переноса в приближении неизлучающего материала и тепловыделения уже не зависят от температуры, а задачи о нахождении полей излучения и температуры становятся не взаимосвязанными (задачи первого и второго этапов разделяются).

Для непрозрачных тел поглощение электромагнитной энергии происходит на расстояниях, равных нескольким атомным слоям и в теории излучения принимается поверхностным. Поэтому в расчетной модели исходная задача для таких тел сводится к задаче второго этапа, причем собственное излучение тела и поглощение им электромагнитной энергии в инфракрасном диапазоне частот учитывается лишь в граничном условии баланса тепловых потоков на поверхности (заданным потоком тепла - когда "стороннее" излучение воздействует на тело или потоком тепла, являющимся функцией интенсивности собственного излучения с поверхности и ее направленной степени черноты - когда тело само излучает электромагнитную энергию). Интенсивность диффузного излучения с поверхности (собственного) принимается пропорциональной интенсивности излучения абсолютно черного тела при известной температуре.

При контакте с непрозрачным телом частично прозрачного поток собственного излучения непрозрачного считается заданным на границе при формулировании соответствующей задачи для определения поля излучения в частично прозрачном теле.

Если между непрозрачными телами находится практически прозрачное для излучения, то взаимодействие полей излучения непрозрачных тел учитывается балансовыми соотношениями для тепловых потоков на каждой границе раздела, содержащих и потоки собственного излучения с поверхностей.

С использованием изложенного варианта теории исследовано обусловленное внешним ЭМИ термонапряженное состояние слоя и системы плоскопараллельных слоев различной прозрачности для такого излучения. Изучено влияние спектральной зависимости поглощательных характеристик тела и распределения по спектру энергии внешнего излучения на термомеханическое поведение тел. Результаты использовались при исследовании термонапряженного состояния электронно-оптической системы кинескопа 6ЛК4Ц при термообработке с использованием галогенных ламп. Получено хорошее согласование теоретических и экспериментальных данных.

Выполненные исследования показали, что на величину тепловыделений, температуры и напряжений при воздействии ЭМИ существенно влияет как спектральная зависимость поглощательных характеристик тела, так и распределение по спектру энергии внешнего излучения. Если источником излучения является другое тело, имеющее заданную температуру, то неравномерность распределения температуры и величина напряжений в нагреваемом теле уменьшаются с ростом температуры источника.

Влияние ponderomotive сил пренебрежимо мало, кроме случая воздействия высококонцентрированных потоков энергии ЭМИ, интенсивность которых имеет величины порядка 10^{19} Вт/м². ср.

Рассмотрен широко распространенный в практике случай, когда тела в системе являются непрозрачными для ЭМИ инфракрасного диапазона и между ними осуществляется обмен ЭМИ (в том числе вследствие различной температуры этих тел) через прозрачную для излучения внешнюю среду. Выведены условия, описывающие обмен ЭМИ между такими телами, в частности, между коаксиальными цилиндрами разделенными промежутками вакуума.

На основе результатов, полученных для радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов, в шестой главе предложена математическая постановка и расчетная схема решения задач термомеханики электропроводных неферромагнитных неполяризуемых тел при высокотемпературном индукционном нагреве КЭМИ , частоты которого находятся вне окрестностей резонансных (когда определяющее влияние на термонапряженное состояние имеют джоули тепловыделения, усредненные по периоду электромагнитной волны, а процесс деформи-

рование можно считать квазистатическим). В модели дополнительно учитываются температурная зависимость характеристик материала и теплообмен излучением с внешней средой, которые являются уже существенными при высокотемпературном нагреве. Учет температурной зависимости характеристик приводит к связанности задач электродинамики и теплопроводности и их нелинейности, обуславливаемых также структурой тепловых источников и видом условий баланса энергии, учитывающих воздействие излучения. Задача термоупругости становится линейной с переменными коэффициентами, являющимися функциями координат. Поэтому в принятой постановке исходная задача сводится к совместному решению соответствующих задач электродинамики и теплопроводности и последующему нахождению напряженного состояния из несвязанной квазистатической задачи термоупругости для термочувствительных тел при уже известном выражении Джоулева тепла и начальных и граничных условиях, отвечающих конкретному способу индукционного нагрева электропроводного тела. При этом учитывается, что исследуемые тела при высокотемпературном нагреве есть непрозрачными для ЭМИ.

Для неферромагнитных неполяризуемых тел диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости не зависят от температуры, а коэффициент электропроводности $\sigma = \sigma_0(T)$, теплофизические и физико-механические характеристики существенно термочувствительны.

Для решения задачи применен метод итераций, в котором использовано следующее представление всех зависящих от температуры характеристик материала

$$\chi(T) = \chi_0 + \chi_1(T), \quad (37)$$

где χ_0 - средние интегральные значения характеристик материала на интервале нагрева (T_0, T_{10}) , т.е. $\chi_0 = (T_{10} - T_0)^{-1} \int_{T_0}^{T_{10}} \chi(T) dT$,

а $\chi_1(T)$ - отклонение реальных значений характеристик от среднеинтегральных. Здесь T_{10} - характерная температура нагрева, $T_0 = \min T_n$ ($T_0 = T_n$ при $T_n = \text{const}$; $T_n = T_n(\tau)$ - начальная температура). В качестве первого приближения выбирается решение задачи, когда характеристики постоянны и равны средним интегральным χ_0 (решение задачи в расчетной схеме при постоянных характеристиках материала). Последующие итерации (i) напряженностей магнитного поля в теле $\vec{H}_{i+1} = \vec{H}$ и вакууме $\vec{H}_{i+1}^{(0)} = \vec{H}_0$ и температуры T в теле находятся из задач

$$\Delta \vec{H}_{i+1} - \mu \sigma_{30} \frac{\partial \vec{H}_{i+1}}{\partial t} = [\epsilon_{30} + \epsilon_{31}(T_{i-1})]^{-1} \text{grad} \sigma_{31}(T_{i-1}) \times \text{rot} \vec{H}_{i-1} -$$

$$-\int \mu \sigma_{21}(T_{(i-1)}) \frac{\partial \bar{H}_{(i-1)}}{\partial t} , \quad \text{div } \bar{H}_{(i)} = 0 ;$$

$$\Delta \bar{H}_{0(i)} - \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{H}_{0(i)}}{\partial t^2} = -\text{rot } \bar{J}_0 , \quad \text{div } \bar{H}_{0(i)} = 0 ;$$

$$\bar{H}_{(i)} = 0 , \quad \bar{H}_{0(i)} = 0 , \quad \frac{\partial \bar{H}_{0(i)}}{\partial t} = 0 \quad \text{при } t=0 ;$$

$$(\bar{H}_{(i)})_t = (\bar{H}_{0(i)})_t , \quad \sigma_{20}^{-1}(\text{rot } \bar{H}_{(i)})_t - \epsilon_0^{-1} \int_0^t (\text{rot } \bar{H}_{0(i)})_t dt_0 =$$

$$= \sigma_{00}^{-1} \epsilon_0^{-1} \sigma_{21}(T_{(i-1)}) \int_0^t (\text{rot } \bar{H}_{0(i-1)})_t dt_0 \quad \text{при } \vec{r} = \vec{r}_0 \in (S); \quad (38)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \left| \frac{\partial \bar{H}_{0(i)}}{\partial r} + c_0^{-1} \frac{\partial \bar{H}_{0(i)}}{\partial t} \right| = 0 ;$$

$$\lambda_{T_0} \Delta T_{(i)} = c_{v0} \frac{\partial T_{(i)}}{\partial t} - Q_{*0(i)} - \text{div} [\lambda_{T_1}(T_{(i-1)}) \text{grad } T_{(i-1)}] +$$

$$+ c_{v1}(T_{(i-1)}) \frac{\partial T_{(i-1)}}{\partial t} ;$$

$$T_{(i)} = T_H \quad \text{при } t=0 ;$$

$$q_{\lambda(i)} = \frac{\epsilon(1-\epsilon')}{\epsilon'} \int_{(S')} q'_{\lambda(i)} d\mathcal{F}_{ds-ds'} = \epsilon \sigma_{20} T_{(i)}^4 -$$

$$- \epsilon \int_{(S)} [H^{*0}(T'_{(i)} - T_2) + \sigma_{20}(T'_{(i)})^4] d\mathcal{F}_{ds-ds'} +$$

$$+ H^{*0}(T_{(i)} - T_2) \quad \text{при } \vec{r} = \vec{r}_0 \in (S) .$$

Здесь

$$q_{\lambda(i)} = -\lambda_{T_0} \text{grad } T_{(i)} \cdot \vec{n} - \lambda_{T_1}(T_{(i-1)}) \text{grad } T_{(i-1)} \cdot \vec{n} ,$$

$$Q_{*0(i)} = [\sigma_{20} + \sigma_{21}(T_{(i-1)})]^{-1} (\text{rot } \bar{H}_{(i)})^2 , \quad \vec{J}_0 = \vec{J}_{*0} ,$$

$\lambda(T) = \lambda_{T_0} + \lambda_{T_1}(T)$ - коэффициент теплопроводности, $c_v(T) = c(T) \rho(T) = c_{v0} + c_{v1}(T)$ - удельная теплоемкость на единицу объема, H^{*0} - коэффициент теплоотдачи, ϵ - степень черноты, σ_{20} - постоянная Стефана-Больцмана, dS - элементарная площадка поверхно-

сти тела S , $d\mathcal{F}_{dS-dS'}$ - известный элементарный угловой коэффициент между площадками dS' и dS , характеризующий часть потока эффективного излучения площадки dS' , которая попадает на площадку dS , $q_{\lambda} = -(\lambda \text{ grad } T) \cdot \vec{n}$

В принятой расчетной схеме итерации \vec{u}_i , поля перемещений определяются по известному температурному полю из уравнений

$$\mu_{\infty} \Delta \vec{u}_i + (\mu_{\infty} + \lambda_{\infty}) \text{grad div } \vec{u}_i = \vec{\mathcal{F}}_i \quad (39)$$

при граничном условии, соответствующем заданию перемещений \vec{u}_0 на поверхности тела S или вектора усилий \vec{P}_0 . При этом компоненты тензора напряжений $\hat{\mathcal{E}}$ находятся с помощью соотношения

$$\hat{\mathcal{E}} = 2\mu_{\infty} \text{Def } \vec{u} + [\lambda_{\infty} u_{k,k} - \rho_{\infty} \phi^*] \hat{I} \quad (40)$$

В формулах (39), (40)

$$\vec{\mathcal{F}}_i = \text{grad} [\rho_{\infty}(T_{(i-1)}) \phi^*(T_{(i-1)})] + \mu_{\infty}(T_{(i-1)}) \Delta \vec{u}_{(i-1)} -$$

$$- [\rho_{\infty}(T_{(i-1)}) + \lambda_{\infty}(T_{(i-1)})] \text{grad div } \vec{u}_{(i-1)} -$$

$$- \text{grad } \lambda_{\infty}(T_{(i-1)}) \text{div } \vec{u}_{(i-1)} - 2 \text{Def } \vec{u}_{(i-1)} \cdot \text{grad } \mu_{\infty}(T_{(i-1)}) ;$$

α - линейный коэффициент температурного расширения; $\lambda_{\infty}(T) = \lambda_{\infty} + \lambda_{01}(T)$, $\mu_{\infty} = \mu_{\infty} + \mu_{01}(T)$ - параметры Ламе, связанные с модулем упругости $E(T)$ и коэффициентом Пуассона $\nu(T)$ соотношениями $\lambda_{\infty}(T) = \nu(T) E(T) [1 + \nu(T)]^{-1} [1 - 2\nu(T)]^{-1}$, $\mu_{\infty}(T) = \frac{1}{2} E(T) [1 + \nu(T)]^{-1}$; $\rho_{\infty}(T) = \rho_{\infty} + \rho_{01}(T) = 3\lambda_{\infty} + 2\mu_{\infty}$; $\phi^*(T) = \int_T \alpha(\xi) d\xi$;

$$\hat{I} = \{ \delta_{ij} \} .$$

Построенный таким образом итерационный алгоритм позволяет свести первый этап исходной комплексной задачи об определении термонапряженного состояния электропроводных тел при высокотемпературном индукционном нагреве к последовательности двух краевых задач, а второй этап - к задаче описываемой уравнением с постоянными коэффициентами.

Для КУЭМП задача об определении ЭМП в итерациях сформулирована относительно комплексной амплитуды напряженности магнитного поля.

Рассмотрены неметаллические электропроводные тела ($\epsilon_3 \geq 10^4 \text{ см}$) при индукционной термообработке КУЭМП, для которой характерно то,

что она осуществляется при относительно высоких температурах. Поэтому для описания термомеханического поведения таких тел при квазиустановившемся электромагнитном взаимодействии может быть эффективно использована расчетная модель для высокотемпературного индукционного нагрева.

Исследовано обусловленное установившимся ЭМП термонапряженное состояние системы коаксиальных цилиндров, разделенных слоем вакуума. Изучено влияние температурной зависимости характеристик материала и теплообмена излучением. Получено, что вследствие теплообмена излучением между смежными поверхностями увеличивается градиент температуры по радиальной координате в каждом цилиндре и возрастают уровни напряжений. Наличие полого цилиндра более высокой электропроводности приводит к уменьшению времени нагрева сплошного цилиндра до заданной температуры и увеличению уровня возникающих в нем напряжений. Это позволяет эффективно использовать посредственный индукционный нагрев для термообработки изделий из неметаллических электропроводных материалов при соответствующих режимах нагрева, обеспечивающих термостойкость изделий, в частности, цилиндрических заготовок для графитации. Вследствие температурной зависимости характеристик материала усредненные по периоду электромагнитной волны джоулевы тепловыделения изменяются во времени, а их распределение по радиусу становится более неравномерным.

В Заключении отражены основные результаты проведенных исследований и сформулированы выводы.

В Приложениях обсуждаются результаты исследований по применению КУЭМП для термообработки пластин, электронно-лучевых и термовакуумных приборов, а также углеграфитовых цилиндрических заготовок при графитации и содержатся акты об использовании этих результатов.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

С использованием положений электродинамики, теории излучения и термомеханики построен вариант теории термоупругости электропроводных тел с различными электропроводимостью и способностью к намагничиванию и поляризации при взаимодействии с внешним КУЭМП как радиочастотного так и инфракрасного частотного диапазона.

Взаимосвязь рассматриваемых электромагнитных, тепловых и механических процессов реализуется тепловыделениями, ponderomotorными силами и учетом термоупругого рассеяния энергии. В соответствии с особенностями электрофизических свойств материала выделены характерные типы тел: неферромагнитные неполяризуемые, ферромагнитные

неполяризуемые и неферромагнитные низкой электропроводности.

Для внешнего воздействия радиочастотного диапазона при формулировании исходных задач математической физики использована электродинамическая теория при предложенных для каждого из выделенных типов тел аналитических аппроксимациях зависимостей между индукциями и напряженностями электрического и магнитного полей. а для воздействия инфракрасной части спектра - феноменологическая теория излучения.

С учетом специфики распределения энергии ЭМИ по всему спектру излучения сформулирована расчетная схема определения термонапряженного состояния неферромагнитных неполяризуемых электропроводных тел при высокотемпературном нагреве с помощью ЭМП радиочастотного диапазона.

На основе рассмотренных модельных представлений исследовано термомеханическое поведение конкретных тел, обусловленное воздействием ЭМП различного частотного диапазона.

Полученные при этом основные результаты состоят в следующем:

1. Сформулированы исходные физические и математические положения предложенного варианта теории термоупругости способных к намагничиванию и поляризации электропроводных тел при воздействии ЭМП.

2. Получены для выделенных в соответствии с характерными электрофизическими свойствами материала типов тел (неферромагнитных неполяризуемых, ферромагнитных неполяризуемых и неферромагнитных низкой электропроводности) соотношения для количественного описания электромагнитных, температурных и механических процессов, обусловленных внешним КУЭМП радиочастотного диапазона. При этом использованы предложенные для каждого из типов рассматриваемых тел аналитические аппроксимации зависимостей между индукциями и напряженностями электрического и магнитного полей.

3. Построены для каждого из типов тел расчетные схемы определения температурных полей и напряжений и базирующиеся на методе итераций методики решения соответствующих задач математической физики. Найдены и исследованы на этой основе решения для неферромагнитного неполяризованного, ферромагнитного неполяризованного и неферромагнитного низкой электропроводности слоев при однородном электромагнитном квазиустановившемся воздействии радиочастотного диапазона, позволившие оценить влияние намагничивания и поляризации, а также сформулировать расчетные схемы приближенного нахождения обусловленного КУЭМП термонапряженного состояния рассматриваемых типов тел.

4. Проведена оценка пределов применимости широко используемой приближенной схемы расчета температурных полей и напряжений при индукционном нагреве, в которой влияние ЭМП на напряженное состояние тела связывается только с усредненной по периоду электромагнитной волны удельной мощностью джоулева тепла. Разработана на основе этой приближенной схемы методика определения ЭМП, джоулева тепла, температурных полей и напряжений в электропроводных неферромагнитных пластинах при поверхностном индукционном нагреве и проведены исследования термонапряженного состояния пластин в зависимости от геометрии индукторов.

5. Предложенный вариант теории термомеханики электропроводных тел развит на случай квазиустановившегося электромагнитного воздействия инфракрасного диапазона частот. При этом для формулирования задач математической физики первого этапа использована феноменологическая теория излучения, позволяющая определить тепловыделения и ponderomotive силы без привлечения квантовой электродинамики.

Исследованы обусловленные ЭМИ инфракрасного диапазона частот тепловыделения, ponderomotive силы, температура и напряжения в системе плоскопараллельных слоев, имеющих различную прозрачность для такого излучения. Получены условия, описывающие обмен ЭМИ между непрозрачными для излучения телами. Сформулирована расчетная схема определения температурных полей и напряжений в электропроводных телах при высокотемпературном нагреве с помощью ЭМП радиочастотного диапазона.

6. Записаны исходные соотношения математической модели определения термонапряженного состояния неферромагнитных неполяризуемых электропроводных тел при высокотемпературном индукционном нагреве. Здесь дополнительно учтены температурная зависимость характеристик материала и обмен электромагнитным излучением с внешней средой, которые являются уже существенными для такого нагрева. Предложена методика решения данного класса нелинейных задач, основанная на методе итераций.

Рассмотрены неметаллические электропроводные тела при индукционной термообработке, для которой характерно то, что она осуществляется при относительно высоких температурах.

Для случая цилиндрических систем изучено влияние температурной зависимости характеристик материала и теплообмена излучением.

7. Приведены результаты исследований по применению КУЭМП различного частотного диапазона для термообработки пластинчатых элементов конструкций и приборов, электронно-лучевых и термовакuumных

приборов, а также электродных цилиндрических заготовок для графитации, полученные с использованием отдельных результатов работы.

8. Результаты исследований тепловыделений, пондеромоторных сил, температуры и напряжений в телах с различными электропроводностями и способностями к намагничиванию и поляризации при воздействии КУЭМП радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов позволили сделать такие выводы:

- для неферромагнитных неполяризуемых тел в окрестности частот КУЭМП $\omega_n \approx \frac{1}{2} \omega_n^*$, $n = 1, \infty$, где ω_n^* - собственные частоты термоупругих колебаний тела, значительно увеличиваются уровни квазиустановившихся составляющих температуры и напряжений и становятся соизмеримыми с квазистатическими, т.е. имеют место резонансные явления. При этом высокие уровни квазиустановившихся составляющих температуры обусловлены связанностью полей деформации и температуры. С увеличением номера резонансной частоты амплитуды квазиустановившихся составляющих температуры и напряжений уменьшаются.

Каждая из резонансных частот ЭМП практически равна половине соответствующей собственной частоты колебаний тела (в силу малости параметра связанности полей деформации и температуры для материалов высокой электропроводимости (металлических)), и может быть определена на основании решения краевой задачи о собственных частотах колебаний тела.

Окрестность резонансной частоты (величина отклонения $\Delta \omega_n$ частоты ω от резонансной ω_n , при котором максимальное значение квазиустановившихся составляющих напряжений составляет не менее 10% наибольшего значения квазистатических в установившемся температурном режиме) не зависит от характеристик ЭМП и является узкой (меньшей 0,1% от значения частоты).

В окрестности резонансных частот максимальные значения квазиустановившихся составляющих температуры и напряжений определяются пондеромоторными силами и незначительно зависят от критерия Био.

Для частот ЭМП вне окрестностей резонансных температуру и напряжения можно находить исходя из усредненного во времени Джоулева тепла, пренебрегая при этом влиянием пондеромоторных сил, а также связанностью полей деформации и температуры, т.е. в постановке применяемой обычно при решении задач индукционного нагрева.

- в ферромагнитных телах имеются дополнительные по сравнению с неферромагнитными спектры резонансных частот ЭМП $\omega_{nm} = \frac{\omega_n}{m}$, $m = 2, \infty$. С увеличением как n так и m амплитуды квазиустановившихся составляющих температуры и напряжений уменьшаются.

Окрестность $\Delta\omega_{\text{нм}}$ резонансных частот зависит от величины амплитудного значения напряженности магнитного поля H_0 и при $V_{\text{нм}} \ll V_0$ значительно расширяется (больше чем на порядок) по сравнению с аналогичной для тела из эквивалентного неферромагнитного материала (имеющего $\mu_{\text{нм}} = 1$).

Значения характеристик исследуемых процессов существенно зависят от параметров $\mu_{\text{нм}}$ и χ . При $\chi \gg 0,05$ максимальные тепловыделения вследствие перемагничивания станут соизмеримы с джоулевыми. Для материалов и полей при которых $\mu_{\text{нм}} > 100$, квазистатические составляющие напряжений, обусловленные медленноизменяющимися во времени компонентами ponderomotorной силы, одного порядка с аналогичными от тепловыделений.

Как и для неферромагнитных неполяризуемых тел влияние тепловыделений на резонансные явления пренебрежимо мало.

- для тел низкой электропроводимости при размерах значительно меньших длины падающей электромагнитной волны $\lambda_0 = c_0 f_0$, где $c_0 = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$, характеристики КУЭМП распределены равномерно, а при размерах порядка и больше длины волны - неравномерно, что приводит к образованию по толщине зон более сильных и слабых тепловыделений.

При совпадении одного из размеров тела с полудлиной волны, определяемой частотой внешнего воздействия, имеет место значительное увеличение напряженностей электрического и магнитного полей. Как следствие в окрестностях таких частот достигают больших значений и уровни температуры и напряжений (как квазистатических составляющих так и квазиустановившихся).

Имеют место резонансные явления, обусловленные квазиустановившимся характером изменения во времени тепловыделений и ponderomotorных сил, аналогичные как и для неферромагнитных неполяризуемых тел. При этом влияние ponderomotorных сил на резонансные явления пренебрежимо мало по сравнению с влиянием тепловыделений.

- при воздействии КУЭМП инфракрасного диапазона частот величина и распределение тепловыделений, ponderomotorных сил, температуры и напряжений в частично прозрачных для ЭМИ такого частотного диапазона телах определяется как спектральной зависимостью поглощательных характеристик тела, так и распределением по спектру энергии падающего внешнего излучения.

Если источником внешнего ЭМИ есть нагретое до заданной температуры тело, то неравномерность распределения температуры и напряжений в исследуемом нагреваемом теле уменьшается с ростом температуры источника.

- при высокотемпературном индукционном нагреве усредненные по периоду электромагнитной волны джоулевы тепловыделения изменяются во времени вследствие температурной зависимости характеристик материала. При этом распределение их по радиусу в цилиндрических телах становится более неравномерным, что обуславливает увеличение градиентов температуры и возрастание напряжений.

При нагреве цилиндра теплообмен излучением с внешней средой приводит к возрастанию уровня растягивающих напряжений на поверхности, а системы разделенных промежутком вакуума коаксиальных сплошного и полого цилиндров теплообмен излучением между смежными поверхностями - к увеличению градиента температуры по радиальной координате в каждом цилиндре и возрастанию уровней напряжений.

При нагреве цилиндра до заданной температуры наличие экрана между индуктором и цилиндром, имеющего более высокую электропроводимость чем цилиндр, приводит к уменьшению времени нагрева и увеличению уровня возникающих в цилиндре напряжений.

Сформулированная постановка и методики решения задач об определении термонапряженного состояния электропроводных тел с различными электропроводностями и способностями к намагничиванию и поляризации при воздействии КУЭМП радиочастотного и инфракрасного частотного диапазонов дают возможность решить новый класс задач магнитотермомеханики для реальных элементов конструкций и приборов и при этом более полно учесть особенности электрофизических свойств материала и специфику воздействия ЭМП на тела из таких материалов в широком частотном интервале.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ

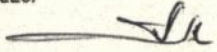
1. Войчук В.Я., Гачкевич А.Р. Численное моделирование термомеханического поведения электропроводных неметаллических тел при индукционном нагреве до повышенных температур // IV симпозиум "Теоретические вопросы магнитоупругости": Материалы докл. - Ереван: Изд-во Ереван. ун-та, 1989. - С. 52-56.
2. Войчук В.Я., Гачкевич А.Р., Пауков И.Ф., Фрейман Е.А. Термические напряжения в неметаллических электропроводных телах при индукционном нагреве // Механика неоднородных структур. Материалы I Всесоюз. конф. (Львов, сентябрь 1983) - Киев: Наук.думка, 1986. - С. 13-17.
3. Бурак Я.И., Гачкевич А.Р. О влиянии периодического во времени электромагнитного поля на температурные поля и напряжения в электропроводном слое // Прикл. механика. - 1974. - 10, Вып. 7, - С. 42-48.

4. Бурак Я.И., Гачкевич А.Р., Солодяк М.Т. Термоупругость электропроводных магнитомягких тел во внешних установившихся электромагнитных полях // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1987. - № 2. - С. 44-48.
5. Бурак Я.И., Гачкевич А.Р., Солодяк М.Т. Термоупругость электропроводных магнитотвердых тел во внешних установившихся электромагнитных полях // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1988. - № 5. - С. 26-29.
6. Бугак Я.И., Гачкевич А.Р., Терлецкий Р.Ф. Термомеханика тел низкой электропроводности во внешних квазиустановившихся электромагнитных полях // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1989. - № 6. - С. 39-43.
7. Бурак Я.И., Гачкевич А.Р., Терлецкий Р.Ф. Термомеханика тел низкой электропроводности при воздействии электромагнитного излучения инфракрасного диапазона частот // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1990. - № 7. - С.38-41.
8. Гачкевич А.Р. О влиянии периодического во времени изменения джоулева тепла и пондеромоторных сил на температуру и напряжения в электропроводных телах // Мат.методы и физ.-мех.поля. - 1975. - Вып. I. - С.84-89.
9. Гачкевич А.Р. Термомеханика электропроводных элементов конструкций при индукционном нагреве // Всесоюз.совещание "Опыт применения композиционных материалов в сельскохозяйственном машиностроении", Чернигов, 1985 г.: тез.докл. - Киев: Изд-во Укр.сельскохозяй.академии, 1985. - С.26-27.
10. Гачкевич А.Р. Задачи термомеханики электропроводных тел при индукционном нагреве // VIII Всесоюз.научн.-техн.совещание по электротермии и электротермическому оборудованию (Чебоксары, июль 1985): тез.докл. - Чебоксары: Информэлектро, 1985, С.44.
11. Гачкевич А.Р. К решению динамических задач термоупругости в напряжениях для тел с плоскими границами // Мат.методы и физ.-мех.поля. - 1995. - Вып.21. - С. 42-44.
12. Гачкевич А.Р. Математическое моделирование физико-механических процессов в термочувствительных электропроводных телах при внешних квазиустановившихся электромагнитных воздействиях // Механика неоднородных структур: тез.докл. II Всесоюз.конф. (Львов, сент., 1987). - Львов: Изд-во Львов.научн.библиотеки АН УССР, 1987. - С. 61-62.
13. Гачкевич А.Р. Термомеханика электропроводных тел, находящихся под воздействием квазиустановившихся электромагнитных полей // Актуальные проблемы неоднородной механики: Материалы Всесоюз.

- науч.семинара (Ереван, 23-26 июня, 1991 г.) - Ереван: Изд-во Ереван.ун-та, 1991. - С. 87-92.
14. Гачкевич А.Р. Механика электропроводных тел при термообработке с использованием квазиустановившихся электромагнитных полей // УП в союз. съезд по теор. и прикл. механике. Москва, 15-21 августа 1991 г.: Аннот. докл. - М.: Изд-во Госкомпечати СССР, 1991. - С. 98.
 15. Гачкевич А.Р. Термонапряженное состояние неоднородных электропроводных тел во внешних квазиустановившихся электромагнитных полях // Механика неоднородных структур: Тез. докл. III Всесоюз. конф. (Львов, 17-19 сент. 1991 г.). - Львов: Изд-во Львов. науч. библиотеки АН УССР, 1991. - С. 69.
 16. Гачкевич А.Р., Бойчук В.Я. Термонапряженное состояние длинного цилиндра при нагреве тепловым излучением // Прикл. механика. - 1987. - 23, № 4. - С. 18-23.
 17. Гачкевич А.Р., Мисьонг О.Р. Расчет термонапряженного состояния электропроводных тел при индукционном нагреве с учетом температурной зависимости характеристик материала // III Всесоюз. симпозиум "Теоретические вопросы магнитоупругости", Ереван (Цахкадзор), 17-21 сент. 1984 г.: Тез. докл. - Ереван: Изд-во Ереван. ун-та, 1984. - С. 53-55.
 18. Гачкевич А.Р., Мусий Р.С. Решение двумерных задач несвязанной динамической термоупругости для тел с плоскопараллельными границами // Дифференциальные уравнения и их приложения, Львов, 1984. Деп. в Укр.НИИТИ 26 ноября 1984 г. № 1927. УК -84 Деп.-С. 39-54.
 19. Гачкевич А.Р., Солодяк М.Т. Резонансные явления в магнитомягком электропроводном слое при воздействии внешнего установившегося электромагнитного поля // Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред. - Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1987. - С. 119-123.
 20. Гачкевич А.Р., Солодяк М.Т. Термомеханическое поведение слоя при воздействии гармонического электромагнитного поля // Прикл. механика. - 1989. - 25, № 12. - С. 93-101.
 21. Гачкевич А.Р., Солодяк М.Т. Исследование процесса деформирования электропроводных ферромагнитных тел во внешних гармонических электромагнитных полях // Мат. методы и физ.-мех. поля. - 1990. - Вып. 31. - С. 25-30.
 22. Гачкевич А.Р., Терлецкий Р.Ф. Температурные поля и напряжения в диэлектрическом упругом слое, находящемся под воздействием

установившегося электромагнитного поля // *Мат. методы и физ.-мех. поля.* - 1981. - Вып. 14. - С. 37-41.

23. Гачкевич А.Р., Терлецкий Р.Ф. Механические напряжения в предварительно подогретой пластине низкой электропроводности во внешнем гармоническом электромагнитном поле // *Мат. методы и физ.-мех. поля.* - 1986. - Вып. 24. - С. 77-80.
24. Гачкевич А.Р., Черный Б.И. Нестационарные температурные поля и напряжения в электропроводной пластине, нагреваемой линейным индуктором // *Мат. методы и физ.-мех. поля.* - 1986. - Вып. 23. - С. 47-51.
25. Гачкевич А.Р., Черный Б.И. Определение напряженного состояния электропроводных оболочек при поверхностном индукционном нагреве // *Исследования по механике твердого деформируемого тела.* - Ереван: Изд-во АН Арм.ССР, 1981. - С. 75-80.
26. Гачкевич А.Р., Черный Б.И. Расчет напряженного состояния электропроводных пластин при высокочастотном индукционном нагреве // *Мат. методы и физ.-мех. поля.* - 1985. - Вып. 22. - С. 44-49.
27. Малкиель Б.С., Гачкевич А.Р., Сосновыи Д.Р., Теолецкий Р.Ф. Температурные поля и напряжения в системе плоскопараллельных слоев при нагреве электромагнитным излучением // *Мат. методы и физ.-мех. поля.* - 1988. - Вып. 28. - С. 21-26.
28. Подстригач Я.С., Бурак Я.И., Гачкевич А.Р., Чернявская Л.В. Термоупругость электропроводных тел. - Киев: Наук. думка, 1977. - 248 с.
29. Burak Ja. Jo., Gachkevich A. R. Solodjak M. T. On thermomechanical processes study in electroconductive ferromagnetic solids in steady electromagnetic fields // *Mechanical modellings of new electromagnetic materials: Proc. of the UITAM Symp., Stockholm, Sweden, 2-6 Apr. 1990.* - Amsterdam etc.: Elsevier, 1990. - P. 329-335.
30. Gachkevich A. R., Terletsy R. F. Heating and deformation of low-electroconductive solids under the heat treatment for use of electromagnetic radiation // *Heat and mass transfer in technological processes: Abstracts of reports of international conf., Jurmala: Latvian scientific relations center, 1991.* - P. 225-226.



Подписано к печ. 19.05.92. Формат 60x84/16. Печать офсет. Бумага. офсет. Усл. п. л. 1,86. Усл. кр.-отт. 2,1. Уч.-изд. л. 2,0. Тираж 100 экз. Зак. 2726. Бесплатно.

Областная книжная типография, 290000, Львов, ул. Стефаника, 11.

466987

46 25 555

АВ 25.555

Бесплатно.

