

Er. 6.7
500

ISSN 0136-3549
0134-3815

TALLINNA
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED

500

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

TRP
'80

РАСЧЕТ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
И ТЕПЛОВЫХ
РЕЖИМОВ
МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ
И ЛИНЕЙНЫХ
ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ



УДК 62-83:621.313-12

● РАСЧЕТ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
И ТЕПЛОВЫХ
РЕЖИМОВ
МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ
И ЛИНЕЙНЫХ
ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

Автоматизированные магнитогидродинамические
и линейные электроприводы I



СТАНОВЛЕНИЕ НАУЧНОГО НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРИКЛАДНОЙ МАГНИТНОЙ ГИДРОДИНАМИКИ В ТАЛЛИНЕ

I. Введение

Наряду с углублением и расширением уже сложившихся научных дисциплин, историческое развитие науки неизбежно приводит к появлению новых областей знания. Зарождение и развитие новых наук вызывается главным образом двумя факторами: фактором обособления и фактором обобщения, т.е. дифференциацией и интеграцией науки.

Нечто подобное происходит и в области исследований МГД-явлений. Используя давно известные идеи электромагнитного взаимодействия, создан ряд электромагнитных устройств. На принципах электромагнитного преобразования энергии созданы электрические машины и аппараты различного назначения с использованием трех токопроводящих сред: твердых, жидких и газообразных.

Если устройства с твердой вторичной системой глубоко изучены и их расчет доведен до высокого уровня совершенства, то этого нельзя сказать об устройствах, где законы электротехники приходится использовать применительно к проводникам жидкой и газообразной фазы.

МГД-исследования базируются на двух весьма солидных науках — теории электричества и гидродинамике. Общим этим наукам присущи методы теории поля, как основного математического аппарата изучения явлений. Этот подход оправдал себя и дал замечательные результаты на уровне конкретного объекта исследования: создано большое количество различных МГД-машин и аппаратов, уже нашедших практическое применение. Это направление исследований следует продолжить и углубить.

Дальнейшее развитие определяется здесь новыми потребностями производства и ускоряется на базе новых материалов с развитыми в определенном направлении свойствами.

Однако наши работы не должны обходить и другой аспект изучения и практического использования уже разработанных МГД-устройств — это системный, комплексный подход к созданию технологии на элементах новой техники.

В самом деле, во имя чего создаются МГД-машины, аппараты и устройства? По-видимому, конечной целью таких устремлений является гибко управляемое движение жидкой токопроводящей среды по наиболее удобным для нас законам. Если же это движение уже создано другими источниками сил, то часто необходимо знать параметры этого движения, т.е. на первый план выступает информационный, управленческий аспект движения.

Изучая процессы управления в системах любой природы методами кибернетики, человек стремится познать объективные закономерности, присущие процессам управления и использовать их для улучшения естественных и создания искусственных управляющих систем в своих целях. Говоря об управлении, следует иметь в виду, что всякое управление исходит из информации для выбора управляющих воздействий, да и сами управляющие воздействия формируются на основе информации. Источником информации является наблюдение, эксперимент, который реализуется различными техническими средствами. Индукционный расходомер (ИР) является одним из основных источников информации о характере движения жидкости.

Интерес к ИР и другим измерителям параметров движения жидкостей в сосудах и трубопроводах неизменно возрастает, так как ни одна система автоматического управления не обходится без источников информации.

С самого начала исследований в Таллине сложилась благоприятная обстановка именно в этом направлении — возникли исследовательские группы как силового, так и информационного МГД-оборудования, создавшие предпосылки развития работ по системам автоматического управления МГД-устройствами и процессами.

Далее дается обзор, по возможности в хронологическом порядке, работ только в ЭССР, что ни в коей мере не умаляет заслуги других организаций: ИФ АН Латвийской ССР, Ленинградского политехнического института им. М.И. Калинина, ИПЛ АН Украинской ССР, Уральского политехнического института, Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова и ряда других организаций. Их заслуги в развитии МГД-техники и результаты безусловны и огромны.

2. Краткий хронологический обзор и наиболее существенные результаты таллинских работ

Зарождение идеи об электромагнитном воздействии на токопроводящие среды и познание необходимости развития работ в этом направлении в Таллине связано с именем Л.А. Верте.

Работая главным энергетиком завода "Ильмарине", он выступил с предложением, направленным на уменьшение расхода жидкого металла за счет отказа от литникового стакана, в котором жидкий металл создает так называемый "хвостовой напор" для лучшего заполнения литейной формы. Сущность этого предложения заключается в замене гравитационного напора электромагнитным и изложена в авторском свидетельстве "Способ заполнения форм и устройство для осуществления способа" с приоритетом от 30 июня 1947 года.

В 1948 году ему были выданы авторские свидетельства по способам перемещения и дозирования жидкого металла. Автору сначала казалось, что при фиксированной идее достаточно найти хороших инженеров-расчетчиков и конструкторов, чтобы реализовать ее, но в дальнейшем приходилось доказывать практическую реализуемость устройств, основанных на достоверных принципах электромагнитного преобразования энергии в жидких электропроводящих средах. Этот необходимый этап работы носил пропагандистский характер, и его полезный выход заключался в заострении внимания инженерной и научной общественности на актуальности поставленной задачи. Так, например, уже в 1948-49 годах предложениями Л.А. Верте заинтересовался известный специалист по дугостаторным электрическим машинам П.А. Фридкин, который сделал первые попытки расчета сил и тепла от наведенных в жидкий металл индукционных токов.

В те годы вопросы технической информации и патентного дела только возводились в ранг необходимых составляющих технического творчества. Неудивительно, что некоторые патентные материалы предыдущих лет по устройствам электромагнитного преобразования энергии в жидких средах стали известны в ходе изучения проблемы.

Попытки создать удовлетворяющие современным требованиям МГД-машины, названные тогда электромагнитными насосами, без солидных теоретических разработок не дали ожидаемых результатов. Поэтому для обеспечения теорией начатых в 1953-54 годах в ТПИ проектно-конструкторских работ по литейным МГД-установкам для завода "Ильмарине" (Э.М. Ристхейн, Н.А. Никольский, Г.Г. Трапезонцев) был заключен договор с Институтом физики АН Латвийской ССР (И.А. Тютин). В дальнейшем работы по теории и практическому применению МГД-устройств получили в этом институте широкое развитие под руководством И.М. Кирко, Я.Я. Лиелпетера, О.А. Лиелаусиса, Ю.А. Бирзвалка, Т.К. Калнина, А.Э. Микельсона, Э.В. Щербинина и многих других исследователей.

В результате первых работ ТПИ был выполнен проект опытной установки для литья чугуна под давлением, поставлен ряд вопросов теории индукционного насоса и сделаны попытки создания методики расчета индукторов с бегущим магнитным полем.

На основании вышеизложенного 1954 год можно условно называть концом поискового этапа исследований и началом этапа целенаправленной разработки теории индукционных МГД-двигателей.

В 1956 году в ТПИ была организована кафедра электрификации промышленности. Ее заведующий, только что защитивший докторскую диссертацию, А.И. Вольдек создал и возглавил исследовательскую группу (Х.И. Янес, Х.А. Тийсмус, О.Р. Терно, Х.В. Силламаа, Г.Г. Вяльмяэ, О.О. Тацупере, Б.А. Краеман, А. Ильмвейер, Х. Лелумеэс, Х. Нагел, К.И. Шильф), которая приступила к выполнению электротехнической части крупной работы "Исследование метода уплотнения отливок и уменьшение расхода жидкого металла по предложению Л.А. Верте". В завершённой в 1957 году работе были разработаны узловые аспекты теории линейных индукционных плоских и цилиндрических МГД-двигателей и составлен подробный формуляр контрольного рас-

чета таких машин. Были проведены также всесторонние экспериментальные исследования магнитных полей изготовленных лабораторных и опытных образцов насосов ЭМН-1...ЭМН-6. Все это позволило вплотную подойти к практическому внедрению вновь разработанных устройств. Результаты этих работ опубликованы в монографии академика АН ЭССР А.И. Вольдека "Индукционные магнетогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом".

В начале шестидесятых годов круг организаций и лиц, занятых исследованием, разработкой и внедрением МГД-устройств, значительно расширился. Тематика исследований стала развиваться вглубь, появились новые аспекты и изменились представления о возможностях практической реализации результатов работ. Ощущалась острая необходимость в развитии электротехнических исследований в республике, что привело к организации первого научно-исследовательского электротехнического института (НИСЭТИ). Заместитель директора по научной работе профессор А.И. Вольдек возглавил в НИСЭТИ исследования по МГД-технике. С 1960 года эти исследования выполнялись в лаборатории МГД-насосов (В.А. Теэару, Р.Р. Партс, Л. Ранну, Л.Р. Реймал, В.И. Межбурд и др.).

В НИСЭТИ (ныне НИИТЭЗ им. М.И. Калинина) были заложены основы исследования индукционных МГД-насосов с винтовым каналом с регулируемыми гидравлическими параметрами. Разработки В.И. Межбурда, Р.Р. Партса и В.А. Теэару запатентованы во многих странах и внедрены под руководством В.А. Теэару в СССР в виде малой серии из 12 модификаций насосов АСН-1...АСН-12.

С 1961 г. В.И. Межбурд и Л.Р. Реймал разработали серию винтовых насосов постоянного тока с модификациями ВНИТ-2...ВНИТ-6 и НКПТ-2...НКПТ-4.

С 1969 года под руководством Л.Р. Реймала разработаны модификации высокотемпературных и с 1975 года - высокопроизводительных МГД-насосов с винтовым каналом ($T = 650 \dots 1300 \text{ }^\circ\text{C}$, $Q = 7 \dots 100 \text{ м}^3/\text{ч}$, $\rho = \text{до } 8 \text{ кг/см}^2$). В стадии разработки находятся высоконапорные насосы и внедряются дозаторы для черных металлов.

За 20 лет этот институт разработал около 40 модификаций МГД-насосов и внедрил более 120 МГД-устройств различного назначения. Многие из них наработали 10 000 часов, а отдельные - 20 000 часов. Сейчас проводятся работы по оптимизации и унификации ранее разработанных серий. Кроме практических достижений в науке этот институт энергично занимаясь публикациями своих работ в виде сборников трудов, статей и авторских свидетельств, а также заложил традицию Таллинских совещаний по электромагнитным расходомерам и электротехнике жидких проводников.

Круг задач, решаемых на принципах электромагнитной гидродинамики, не ограничен созданием МГД-двигателей. Промышленность и исследовательские организации нуждались в современных средствах информационной техники, позволяющих сознательно и корректно исследовать характеристики течения жидкостей.

Уместно заметить, что эти работы возникли по запросам производства и стали решаться инженерно-техническими работниками промышленности в тесном содружестве с учеными вузов и научно-исследовательских организаций. Указанное направление работ стало развиваться под руководством М.Я. Гаммермана и его сотрудников.

С 1961 года на Таллинском заводе измерительных приборов были начаты работы в области электромагнитных расходомеров и средств их метрологического обеспечения. В 1978 году на базе конструкторского бюро завода было создано специальное конструкторско-технологическое бюро расходомеров. Сейчас эти две организации образуют Таллинское производственное объединение "Промприбор", основным направлением специализации которого является разработка и выпуск ЭМР и средств их метрологического обеспечения.

В 1963 году работниками Таллинского ЗИП и ИТНИИ был разработан первый в СССР электромагнитный расходомер с унифицированным токовым выходом типа ИР-1, в оригинальной схеме которого был применен модулятор на датчике Холла. Преобразователи расхода этого прибора имели диаметры от 10 до 80 мм и резиновое покрытие.

В это семейство, в частности, вошел первый отечественный ЭМР на полупроводниках ИР-3, первый расходомер с неод-

народным магнитным полем ИР-32 В, первый расходомер с автоматическим подавлением трансформаторной помехи ИР-51, преобразователи расхода диаметрами от 3 до 300 мм, с покрытиями из фторопласта, эмали из полиуретана.

В разных отраслях народного хозяйства страны работает около 50 000 расходомеров, которые стали основными электромагнитными расходомерами в СССР и широко поставляются на экспорт.

С помощью этих приборов решаются важнейшие задачи по обеспечению контроля и автоматизации технологических процессов в химии, металлургии, мелиорации и водном хозяйстве, в том числе по охране окружающей среды — для сооружения очистных сооружений. Для измерения расхода жидкости в трубопроводах большого диаметра (от 400 до 3600 мм) был разработан расходомер ИР-56 с внешним обтеканием потоком. Разработанные в ПО "Промприбор" электромагнитные расходомеры применяются для измерения расхода крови. Один из таких приборов применялся при проводившейся в СССР операции пересадки сердца. Специальные модели электромагнитных расходомеров используются на энергетических реакторах.

Большой комплекс работ был осуществлен в области метрологического обеспечения измерения расхода. В результате этих работ Таллинское ПО "Промприбор" обладает уникальным набором расходомерных установок с номинальным расходом до 1000 м³/ч.

К числу этих работ относится создание в содружестве с ВНИИМС установки УР-3, основной идеей которой является применение малопредельных электромагнитных расходомеров, набор которых образует квазиобразцовый расходомер. Эта установка была положена в основу типового универсального расходомерного комплекса, разрабатываемого странами СЭВ в рамках международной организации "Интерэталонприбор".

Теория магнитогидродинамического метода измерения расхода к моменту, когда КБ Таллинского ЗИП было привлечено к исследованиям в области ЭМР, была разработана слабо. За прошедшие годы сотрудниками КБ в содружестве с рядом научно-исследовательских и учебных институтов, в первую очередь с ТПИ, был проведен комплекс исследований в области

разработки теории магнитных полей электромагнитных преобразователей расхода, заложены основы теории электромагнитных измерителей локальной скорости с обращенным магнитным полем, проведены исследования для оценки влияния элементов конструкции на ЭМР на метрологические показатели прибора, закладываются основы теории расчета и конструирования метрологических расходомерных установок.

Сотрудниками СКТБР получено несколько десятков авторских свидетельств, написаны десятки статей и отечественная монография по электромагнитным расходомерам.

Указанное выше сотрудничество между ПО "Промприбор" выражается в том, что с 1966 года ТПИ ведет теоретические работы по МГД-преобразователям расхода для индукционных расходомеров. Исследовательскую группу кафедры основ электротехники возглавляет В.И. Межбурд. В ее задачи входит:

- разработка теории МГД-преобразователей расхода и скорости, в ряде вопросов которой достигнуты значимые результаты (теория весовых функций, основы инженерной методики расчета магнитных систем, общая теория сигнала в МГД-преобразователях для электролитов и т.д.), получившие признание в СССР и за рубежом;
- разработка новых, более совершенных конструкций расходомеров и преобразователей скорости, защищенных авторскими свидетельствами и патентами;
- анализ метрологических свойств, выпускаемых ПО "Промприбор" расходомеров и выдача рекомендаций по улучшению точности и качества приборов;
- разработка и изготовление высокоточных преобразователей расхода для расходомерных комплексов по программе "Интерэталонприбор".

Разработка приборов измерения скорости и расхода жидкости связана с известной технической проблемой - усилением слабых сигналов в условиях высокого уровня шумов. Это привело к сотрудничеству со специалистами промышленной электроники и радиотехники, начатому с кафедрой радиотехники в 1969 году. С 1975 года на базе сотрудничества кафедр радиотехники и промышленной электроники создана исследова-

тельская группа под научным руководством А.А. Мейстера, получившая существенные результаты при решении следующих задач:

– разработан лабораторный образец ЭМР для жидких диэлектриков, изучение характеристик которого продолжается;

– разработан и испытан цифровой интегрирующий ЭМР с точностью 0,2...0,5 % для применения в качестве образцового прибора в расходомерных стендах, разрабатываемых по плану "Интерэталонприбор".

В настоящее время работы продолжают в следующих направлениях:

– исследование и разработка ЭМР для проводящих сред на пониженной частоте с автономным питанием;

– исследование датчика с изоляционным покрытием измерительных электродов;

– исследование корреляционного метода измерения расхода и возможностей реализации экстремального коррелятора на микропроцессорах.

Таким образом, к началу шестидесятых годов в Таллине образовалось 3 центра, которые исследовали и разрабатывали МГД-технику: ТПИ, НИСЭТИ и ТЗИП (ПО "Промприбор").

В 1962 году возникла необходимость в более четком распределении исследовательских работ между кафедрами электропривода и основ электротехники ТПИ. Центр тяжести работ по исследованию и разработке МГД-машин остался в сфере деятельности кафедры основ электротехники, а задачи разработки МГД-приводов, как комплексов, объединяющих МГД-двигатели, системы преобразования параметров электроэнергии и информационные элементы на базе общей теории управления, были возложены на кафедру электропривода.

МГД-привод приобретает особую актуальность в случаях, когда при перемещении жидких электропроводящих тел имеются условия, затрудняющие или исключающие применение классического электропривода. Поэтому возникла необходимость в усовершенствовании теории автоматизированного линейного МГД-привода путем обобщения выполненных ранее работ на базе системного подхода и математического описания статиче-

ских режимов работы и динамических процессов с тем, чтобы приблизить степень ее разработанности к уровню теории классического электропривода.

Ранние труды и кандидатские диссертации Ю.Я. Лаугиса, Я.К. Лоотуса, Р.Р. Ирса, В.В. Лойгома, Х.А. Саккоса, Т.В. Лехтла и др. были целеустремленно направлены на изучение различных аспектов МГД-привода, результаты которых привели к возможности гибкого электрического управления гидромеханическими параметрами течения жидкого металла в трубопроводах и сосудах по заданным закономерностям движения.

В результате выполненного комплекса работ стало возможным представление статических свойств и характеристик линейных индукционных МГД-двигателей и приводов в понятиях, терминах и координатах, близких к таковым в классической теории электрического привода и позволяющих распространить основные результаты на другие виды совмещенного МГД-привода.

Были определены модели и концепции математического описания переходных процессов интегрального течения МГД-привода как сложной нелинейной динамической системы и разработаны методы решения дифференциальных уравнений относительно подачи или изменения обобщенной координаты движения жидкости во времени. Все это позволило разработать и обосновать теоретические аспекты автоматического управления МГД-приводами с использованием известных и новых методов управления в сочетании со средствами дискретного и непрерывного действия. Результаты первого этапа развития этих работ изложены в монографии Х.А. Тийсмуса и Ю.Я. Лаугиса "Автоматизированный МГД-привод".

В настоящее время большое внимание уделяется линейным приводам двухцелевого назначения, нашедших практическое применение в литейных карусельных установках. Они предназначены для вращения стола с весьма малой скоростью и для предварительного нагревания установленных на столе изложниц.

Здесь недостаток низкоскоростного линейного электропривода (большие потери во вторичной системе) превращается в его достоинство. Работы этого направления находятся в стадии внедрения под руководством Ю.Я. Лаугиса.

Перспективы дальнейшего развития МГД-привода мы видим в улучшении гибкости управления потоками электропроводящей жидкости на базе различных преобразователей параметров подводимой электроэнергии, повышения точности измерения параметров движения и обработки полученной информации современными средствами компьютерной техники. В недалеком будущем безусловно возникнут проблемы использования элементов искусственного интеллекта и задача программного управления МГД-устройствами при разработке систем управления. Все это выдвигает новые требования элементам добычи и обработки информации о параметрах движения и состояния перемещаемой электропроводящей жидкости, к которым относятся и индукционные расходомеры. Наряду с этим необходимо продолжать и развивать работы в области совершенствования самих МГД-двигателей на базе новых теоретических концепций и улучшения конструкционных материалов. Эти работы, начатые Л.И. Вольдеком и Х.И. Янесом, проводятся сейчас на кафедре основ электротехники ТПИ доцентами А.В. Конт, Т.А. Веске, В.Ф. Кескюла, Э.В. Валласте, В.А. Сиймар, Э.К. Кюльм и Л.В. Валдур.

В последние годы этой кафедрой разработана методика и составлен формуляр машинного контрольного расчета МГД-двигателей с одновременным учетом электромагнитных и тепловых процессов. Разработаны плоские и цилиндрические линейные МГД-двигатели для непрерывного транспорта висмута и эвтектического сплава свинец-висмут с обеспечением равномерного распределения развиваемого давления по всей длине тракта жидкого металла. Выведены теоретические упрощенные выражения составляющих комплексных векторов магнитного поля в немагнитном зазоре цилиндрического МГД-двигателя, выполнен ряд конструкционных и экспериментальных работ. Разработана методика расчета индуктивности лобовых частей обмотки с сильно укороченным шагом без ферромагнитного сердечника, что позволяет с достаточной точностью определить параметры индукторов, работающих в сложных температурных условиях.

Значимые результаты теоретического и экспериментального плана достигнуты при исследовании индукционных вращателей для перемешивания полупроводниковых материалов. Создана методика расчета электромагнитных процессов в первичной и

вторичной системах с учетом гидравлических явлений при помощи поправочных коэффициентов.

Совершенствована методика расчета плоских МГД-машин с боковыми проводящими шинами на канале. Разработана методика теплового расчета таких машин с учетом всех основных видов теплообмена, а также методика расчета линейного цилиндрического индукционного насоса при наличии в расточке любого количества электропроводящих и изоляционных слоев. В результате этих работ получен ряд авторских свидетельств.

Учитывая успешную научно-исследовательскую работу и энергичную организацию ее проведения, двум доцентам, ведущим кафедрами ТПИ, Ю.Я. Лаугису и А.В. Контю предоставлено право научного руководства аспирантами по специальности 05.09.03 "Электрооборудование".

Работа таллинских исследователей получила признание специалистов в СССР и за границей. Основные результаты были опубликованы в республиканской и всесоюзной печати. Получен ряд авторских свидетельств и патентов. Развиваются научные связи с учеными социалистических стран.

С 1963 года регулярно издается тематический сборник научных трудов ТПИ "Исследование и проектирование электромагнитных средств перемещения жидких металлов", насчитывающий 16 выпусков.

В стадии организации находится отраслевая научно-исследовательская лаборатория при ТПИ "Электропривод и автоматизированные системы управления технологическими процессами" на базе линейных и МГД-приводов для автоматизации производства.

Перед работающими в области МГД-техники исследователями стоят серьезные задачи. Можно с уверенностью сказать, что к настоящему времени пройден начальный этап развития МГД-техники и наступает ее широкое внедрение в материальное производство.

Перед таллинскими исследователями, на наш взгляд, в крупном масштабе предстоят следующие задачи:

I. В сотрудничестве с другими исследователями, проектными и производственными организациями, развивать тео-

рию уже существующих и разрабатывать элементную базу вновь создаваемых МГД-устройств на основе комплексного системного подхода к решению проблемы управляемого движения электропроводящих сред.

2. Разрабатывать теорию и создавать элементы получения, преобразования и передачи информации о всех координатах МГД-устройств с целью полной автоматизации таких устройств на базе методов и средств теории автоматического управления.

H. Tiismus

Entstehen der wissenschaftlichen Forschungsrichtung
"Praktische Magnetohydrodynamik" in Tallinn

Zusammenfassung

Es wird ein Überblick über die Entwicklungsstufen der Forschung von MHD-Leistungs- und Informationsanlagen in vier Kollektiven der Stadt Tallinn seit dem Jahre 1947 gegeben. In diesen Kollektiven werden MHD-Antriebe für den Transport von flüssigen Metallen, MHD-Maschinen und Durchflussmesser mit dem anliegenden elektronischen und metrologischen Zubehör ausgearbeitet.

УДК 621.746.24:62-83-52:621.313.333-12].002

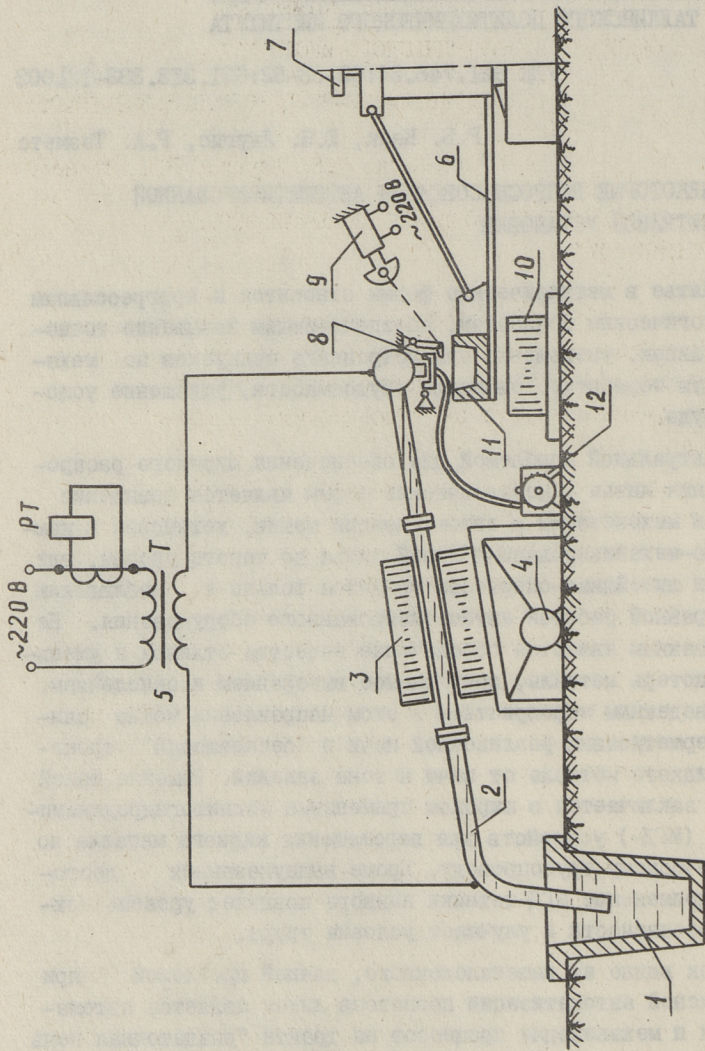
Р.Б. Каск, Ю.Я. Лаугис, Р.А. Тээметс

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ
ЛИТЕЙНОЙ УСТАНОВКИ

Литье в металлические формы относится к прогрессивным технологическим процессам, обеспечивающим повышение точности отливок, уменьшение или устранение припусков на механическую обработку, снижение трудоемкости, улучшение условий труда.

Актуальной проблемой для обеспечения широкого распространения литья в металлические формы является повышение степени механизации и автоматизации машин, установок и комплексно-механизированных линий литья до такого уровня, где функции литейщика-оператора сводятся только к наблюдению за исправной работой автоматизированного оборудования. Не менее важным является обеспечение качества отливок и уменьшение потерь металла, причиняемое выгоранием и окислением. Самым надежным мероприятием в этом направлении можно считать герметизацию разливочной печи и бесковшовый транспорт жидкого металла от печи к зоне заливки. Решение такой задачи заключается в широком применении магнитогидродинамических (МГД-) устройств для перемещения жидкого металла по герметическому трубопроводу. Кроме вышеуказанных достоинств применение МГД-техники намного повышает уровень техники безопасности и улучшает условия труда.

Как видно из вышеизложенного, важной проблемой при комплексной автоматизации процессов литья является автоматизация и механизация процессов на тракте "раздаточная печь-транспортное устройство жидкого металла - металлическая форма". Процессами, подлежащими автоматизации и механизации на этом тракте, следует считать: контроль и регулирование температуры жидкого металла в печи, трубопровода и литей-



Фиг. 1. Эскиз автоматизированной литейной установки:

- 1 - тигель; 2 - трубопровод; 3 - МГД-насос; 4 - вентилятор; 5 - трансформатор нагрета; 6 - литейная карусельная машина; 7 - датчик скорости и положения; 8 - герметизирующий клапан; 9 - электромagnet; 10 - линейный асинхронный двигатель; 11 - литейная форма; 12 - вакуумный насос.

ных форм в зону заливки, транспортировка определенной дозы жидкого металла от печи в литейную форму. Все эти процессы тесно связаны между собой и должны охватываться общей системой автоматики для обеспечения надежной работы комплекса технических средств, обеспечивающих выполнение этих задач. Комплексы таких связанных между собой системой автоматики технических средств можно назвать автоматизированной литейной установкой (АЛУ).

Состав технических средств АЛУ может быть различным в зависимости от конкретных условий и требований. Один из возможных вариантов АЛУ, разработанный на кафедре электропривода ТПИ, приведен на фиг. 1.

Подача жидкого металла из тигля 1 на литейную карусельную машину (ЛКМ) осуществляется МГД-насосом 3. Предварительный подогрев трубопровода 2 с целью предотвращения затвердения жидкого металла в нем осуществляется пропусканием через него электрического тока от понижающего трансформатора 5. Питание МГД-насоса и регулирование его подачи осуществляется при помощи трехфазного тиристорного регулятора напряжения.

ЛКМ состоит из поворотной части 6, датчика скорости 7, литейных форм 11 и четырех линейных асинхронных двигателей (ЛАД) 10, предназначенных для одновременного перемещения и нагревания литейных форм [1]. Питание ЛАД осуществляется в зависимости от режима работы ЛКМ однофазным тиристорным регулятором напряжения или непосредственно из сети переменного тока.

Сложной проблемой, связанной с применением МГД-насоса для транспортировки жидкого металла, является его запуск. При рассмотрении этого вопроса необходимо различать два варианта расположения МГД-насоса: выше или ниже уровня жидкого металла. При расположении МГД-насоса ниже уровня жидкого металла проблема запуска отпадает, так как трубопровод и канал насоса всегда заполнены жидким металлом, кроме того, упрощаются проблемы дозирования. Недостатками этого варианта являются тяжелый тепловой режим МГД-насоса и трудность надежного соединения трубопровода с тиглем. Несомненным преимуществом является факт, что зеркало тигля свободно от оборудования, мешающего его загрузке.

При расположении МГД-насоса выше уровня жидкого металла можно различать следующие способы запуска:

- 1) созданием избыточного давления;
- 2) частичным погружением насоса в жидкий металл;
- 3) созданием разрежения в трубопроводе.

Система запуска МГД-насоса созданием избыточного давления осуществляется, если насос находится вблизи тигля [2]. Преимуществом устройства является его простота, недостатками – необходимость применения сжатого инертного газа, возможность попадания шлака в металлотракт, уменьшение подачи МГД-насоса и громоздкость установки.

Вариант, когда МГД-насос установлен на всасывающую часть металлотракта, дает наиболее простую возможность его запуска. Для запуска необходимо кратковременно погружать МГД-насос частично в жидкий металл [3]. Преимуществом такого варианта является отсутствие дополнительных трубопроводов, улучшение условий дозирования. Однако и этот вариант имеет свои недостатки, а именно: тяжелый тепловой режим насоса, большие габариты и масса конструкции, а также необходимость применения подъемного механизма.

Система запуска МГД-насоса созданием разрежения в трубопроводе находит частое применение. Система обеспечивает надежное заполнение канала МГД-насоса жидким металлом, кроме того, занимает мало места в тигле. Недостатки варианта – сложность конструкции, возможность засорения вакуумного трубопровода и трудность наладки системы.

В итоге можно сказать, что наилучшим вариантом является расположение МГД-насоса ниже уровня жидкого металла. Применение такого варианта иногда связано с большими технологическими сложностями и поэтому нельзя упускать из виду и других способов запуска, так как они позволяют осуществить мобильный МГД-привод. Перспективной из них является система запуска созданием разрежения в трубопроводе, особенно в случаях, когда поверхность тигля маленькая. Для АЛУ, приведенной на фиг. 1, разработана такая система запуска, принцип работы которой заключается в следующем [4].

Насос запускается путем создания разрежения в трубопроводе при помощи вакуумного насоса 12 и электромагнитного клапана, который состоит из заглушки 8 и электромагнита 9. В качестве датчика заполнения канала применяется реле тока РТ, которое выключает вакуумный насос 12 при увеличении первичного тока трансформатора подогрева Т, вызванного изменением сопротивления металлопровода с токопроводящими стенками по мере заполнения его перемещаемым жидким металлом.

Важной проблемой при создании САУ автоматизированной литейной установки является дозирование жидкого металла. Можно различать два варианта дозирования: непрерывное и дискретное (порционное) дозирование.

Под режимом непрерывного дозирования подразумевается непрерывная работа МГД-привода, когда жидкий металл перекачивается в литейные формы непрерывно вращающейся литейной карусельной машины. Опрокидывание струи жидкого металла от залитой формы в соседнюю, пустую, осуществляется механическими средствами.

При непрерывном дозировании после окончания переходного процесса пуска можно рассмотреть МГД-привод работающим в установившемся или квазистационарном режиме в зависимости от изменения гидростатического напора $p_{гс}$.

Подача МГД-насоса определяется из уравнения [5]

$$\ddot{x} + \frac{k_2 F_k^3}{m} \dot{x}^2 \operatorname{sign} \dot{x} + \frac{P_{эм0} k_Q F_k^2}{m} \dot{x} + \frac{F_k \rho g \sin \alpha}{m} x + \frac{F_k (p_{гс0} - P_{эм0})}{m} = 0, \quad (I)$$

где x — координата движения;

k_2 — коэффициент гидравлических потерь;

F_k — сечение канала МГД-насоса;

m — приведенная к сечению канала МГД-насоса масса жидкого металла;

$P_{эм0}$ — электромагнитный напор при скольжении $s = 1$;

k_Q — коэффициент, показывающий наклон механической характеристики;

ρ — плотность жидкого металла;

g — ускорение силы тяжести;

α - угол наклона трубопровода;
 p_{co} - начальный гидростатический напор;
 $Q = F_k \dot{x}$ - подача.

При большом зеркале тигля можно считать, что $p_{2c} = \text{const}$ или $p_{2c} = p_{2co}$. В таком случае, учитывая, что у металлургических МГД-приводов скольжение $\varepsilon \approx 1$,

$$Q = \pm \sqrt{\frac{1}{\kappa_2} (p_{\text{эмо}} - p_{2co}) \text{sign} Q}. \quad (2)$$

Часто тигель имеет маленькое зеркало и при работе МГД-привода p_{2c} медленно изменяется, то есть $p_{2c} = f(x)$. В таком случае подача МГД-насоса тоже медленно изменяется (квазиустановившийся режим).

Подачу МГД-привода можно в этом режиме рассчитать формулой

$$Q = Q_0 - \frac{\rho g \sin \alpha \text{sign} Q}{2 \kappa_2 F_k^2} (t - t_0), \quad (3)$$

где t_0 и Q_0 - начальные условия.

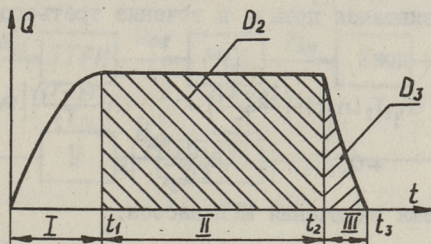
$$Q_0 = \pm \sqrt{\frac{1}{\kappa_2 F_k^2} (p_{\text{эмо}} - p_{2co} - x_0 \rho g \sin \alpha) \text{sign} Q}, \quad (4)$$

где x_0 - начальная координата движения.

Для осуществления дискретного дозирования в практике часто применяются дозирующие устройства, работающие сжатым газом. Однако имеются и сведения о создании и применении электромагнитных дозирующих устройств, разработанных в СССР (Институт проблем литья АН УССР, Институт физики АН Латвийской ССР) и за рубежом.

Процесс порционного дозирования МГД-насосами состоит из периодического ускорения и торможения массы жидкого металла воздействием на него управляемыми электромагнитными силами. Так как разные участки трубопровода в процессе дозирования заполняются жидким металлом одновременно, МГД-дозатор является нелинейной системой с переменной структурой и переменными параметрами. Решение уравнений порционного дозирования возможно только по этапам работы МГД-дозатора. Для примера рассмотрим четырехэтапный МГД-дозатор. Работа такого МГД-дозатора состоит из следующих этапов:

- 1) включение МГД-насоса и заполнение наклонного трубопровода (запуск МГД-привода);
- 2) подача жидкого металла при включенном насосе;
- 3) подача жидкого металла при выключенном насосе под действием сил инерции;
- 4) возвращение жидкого металла из наклонного трубопровода в раздаточный тигель и колебание металла около уровня, определяемого условиями гидродинамического равновесия.



Фиг. 2. Процесс работы МГД-дозатора.

Изменение подачи в процессе дозирования показано на фиг. 2. Заштрихованная площадь под кривой изменения подачи соответствует дозе, следовательно, дозу можно определить интегрированием подачи, исходя из общего уравнения движения МГД-привода с учетом режима его работы. Так как дифференциальные уравнения, описывающие движение МГД-привода, нелинейные, возможными путями решения являются численные методы, графический метод путем обработки фазовых траекторий или моделирование на АВМ.

В [5] получены выражения для вычисления доз.

II этап

$$D_2 = Q_{y2} T_2 \ln \left| \operatorname{ch} \left(\frac{t_2 - t_1}{T_2} \right) + \frac{Q_1}{Q_{y2}} \operatorname{sh} \left(\frac{t_2 - t_1}{T_2} \right) \right|, \quad (5)$$

где

$$T_2 = \frac{1}{\sqrt{\operatorname{absign} a}};$$

$$a = \frac{\kappa_2 F_k^2}{m};$$

$$b = \frac{F_k^2 (p_{эм0} - p_{гс0})}{m};$$

Q_1 — подача в момент времени t_1 ;

Q_{y2} — установившаяся подача в течение второго этапа.

III этап

$$D_3 = Q_{y3} T_3 \ln \left| \cos \left(\frac{t_3 - t_2}{T_3} \right) + \frac{Q_2}{Q_{y3}} \sin \left(\frac{t_3 - t_2}{T_3} \right) \right|, \quad (6)$$

где $T_3 = \frac{1}{\sqrt{ab \operatorname{sign} Q}}$;

Q_2 — подача в момент времени t_2 ;

Q_{y3} — установившаяся подача в течение третьего этапа.

Суммарная доза

$$D = Q_{y2} T_2 \ln \left| \operatorname{ch} \left(\frac{t_6 - t_1}{T_2} \right) - \frac{Q_1}{Q_{y2}} \operatorname{sh} \left(\frac{t_6 - t_1}{T_2} \right) \right| + Q_{y3} T_3 \ln \left| \sqrt{1 + \left(\frac{Q_2}{Q_{y3}} \right)^2} \right|, \quad (7)$$

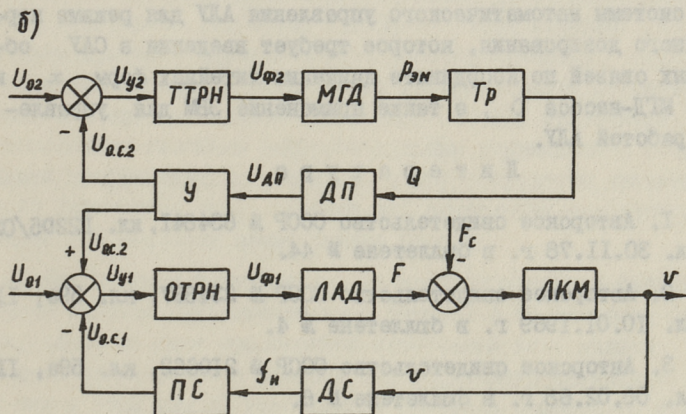
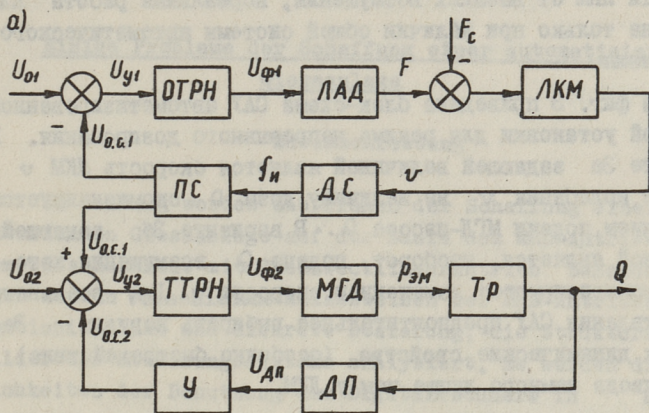
где t_6 — время включения МГД-насоса.

В [5] приведены формулы для определения Q_{y2} , Q_{y3} , Q_1 и t_1 .

При порционном дозировании ЛКМ работает в шаговом режиме, т.е. после выливания дозы включается ЛАД и ЛКМ поворачивается на определенный угол, подавая пустую форму под выливной конец трубопровода. Для точного выполнения шага необходимо применять электрическое торможение. Принципиально можно осуществить любой вид торможения, кроме рекуперативного.

На работу МГД-дозатора оказывают влияние различные возмущения, как: изменения напряжения сети ΔU , времени включения МГД-насоса Δt_6 , коэффициента гидравлического сопротивления Δk_2 , изменения статического напора $\Delta p_{гс}$ и др. Все эти возмущения вызывают в процессе дозирования ошибку в дозе. Следовательно, точное порционное дозирование невозможно без контроля за выливаемым количеством металла, т.е. без обратной связи. Это обстоятельство приводит к созданию системы автоматической стабилизации дозы, которая следит за выходной величиной (массой выливаемого жидкого металла) и осуществляет по ней управление МГД-насосом.

С другой стороны, требуется для стабилизации и регулирования скорости ЛКМ обратная связь по скорости движения



Фиг. 3. Блок-схема системы автоматического управления АЛУ:

ОТРН - однофазный тиристорный регулятор напряжения; ЛАД - линейный асинхронный двигатель; ЛКМ - литейная карусельная машина; ДС - датчик скорости; ПС - преобразователь скорости; ТТРН - трехфазный тиристорный регулятор напряжения; МГД - МГД-насос; Тр - трубопровод; ДП - датчик подачи; У - усилитель.

литейных форм. Учитывая изменения подачи МГД-насоса и скорости ЛКМ от внешних возмущений, нормальная работа АЛУ возможна только при наличии общей системы автоматического управления.

На фиг. 3 приведена блок-схема САУ автоматизированной литейной установки для режима непрерывного дозирования. В варианте За задающей величиной является скорость ЛКМ v . Влияние колебания v на величину дозы D скомпенсируется изменением подачи МГД-насоса Q . В варианте Зб задающей величиной является, наоборот, подача Q , возмущения которой скомпенсируются изменением скорости v . Для реального осуществления САУ предпочтительнее выбрать вариант За, так как динамические свойства (особенно быстродействие) МГД-привода намного лучше чем у ЛКМ.

Для данной АЛУ создана и проверена в промышленных условиях САУ по фиг. За. По экспериментальным данным САУ обладает хорошими динамическими показателями и удобством применения. Следующими этапами исследований являются создание системы автоматического управления АЛУ для режима порционного дозирования, которое требует введения в САУ обратных связей по координате движения литейных форм x и дозе МГД-насоса D , а также применение ЭВМ для управления работой АЛУ.

Л и т е р а т у р а

1. Авторское свидетельство СССР № 634841, кл. B22D5/02, опубл. 30.II.78 г. в бюллетене № 44.
2. Авторское свидетельство СССР № 234867, кл. 59а, II, опубл. 10.01.1969 г. в бюллетене № 4.
3. Авторское свидетельство СССР № 210662, кл. 59а, II, опубл. 06.02.68 г. в бюллетене № 6.
4. Авторское свидетельство СССР № 685433, кл. B22D39/00, опубл. 15.09.79 г. в бюллетене № 34.
5. Лехтла Т.В., Саккос Х.А., Тийсмус Х.А., Тээметс Р.А. Типовые характеристики для расчета переходных процессов подачи насосных МГД-приводов. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1978, № 456, с. 67-74.

Einige Probleme der Schaffung einer automatisierten
Giessanlage

Zusammenfassung

Im Beitrag werden die Fragen der Schaffung einer automatisierten Giessanlage auf der Basis des MHD-Antriebes und der Giessmaschine mit Zweizwecklinearantrieb behandelt. Hier werden verschiedene Anlassweisen des MHD-Antriebes, die kontinuierliche und diskrete Dosierung, die Strukturschaltbilder des Steuerungssystems analysiert. Es werden die Möglichkeiten der Benutzung des Digitalrechners in solchen Steuerungssystemen vorgelegt.

А.В. Конт

МОДЕЛЬ ПЛОСКОГО ЛИНЕЙНОГО ИНДУКТОРА ДЛЯ УЧЕТА
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ ЗА БОКОВЫМИ КРАЯМИ
СЕРДЕЧНИКОВ

I. Модели различных авторов. Постановка задачи

При расположении в плоской линейной индукционной машине сплошной твердой вторичной системы полностью между сердечниками индуктора электромагнитная мощность и развиваемая электромагнитная сила обычно с достаточной точностью могут быть определены на основании работ А.И. Вольдека, Х.И. Янеса [1, 2, 3, 4]. Базой учета влияния поперечного краевого эффекта в этих работах является простая физическая модель с равномерным распределением первичных токов и вторичной системы по зазору [4, 5], приводящая к обыкновенным линейным дифференциальным уравнениям с постоянными коэффициентами. Согласно этому результаты указанных работ выражаются через удобные для проведения практических инженерных расчетов элементарные функции.

Для машин с выступающими за края сердечников боковыми шинами имеется фундаментальное решение А.И. Вольдека [4], полученное на базе аналогичной отмеченной выше модели в предположениях, что в области шин первичного магнитного поля нет и токи шин не участвуют в создании вторичного поля. Это решение развивается в работах В.И. Дьякова, А.Н. Фролова, Н.В. Дьяковой [6, 7], Е.М. Огаркова, А.Д. Коротаева, В.В. Тиунова [8].

В работах Х. Тиммеля [9, 10, 11] для машин с выступающей за края сердечников вторичной системой симметрично [7, 9] или несимметрично [8], применяются модели и упрощения, близкие к работе А.И. Вольдека [4]. В [7] дополнительно не

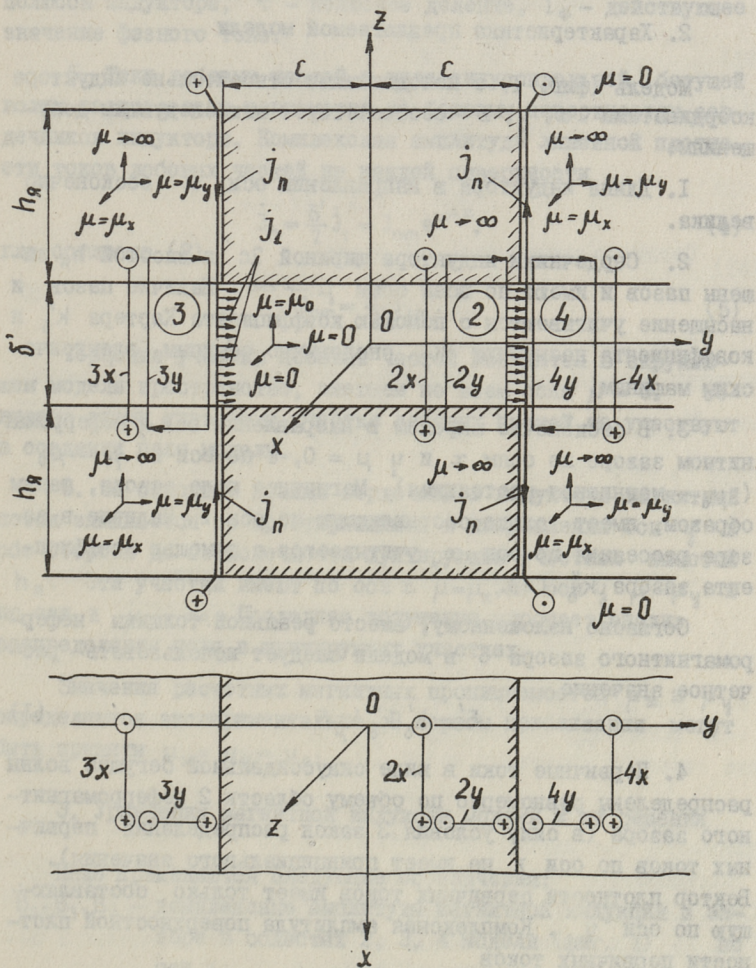
учитывается влияние токов вторичной системы на поле машины.

В работах Л.В. Валдура, Х.И. Янеса [I2, I3, I4, I5] электромагнитное поле за боковыми краями сердечников учитывается на основании сложных моделей с чередующимися индукторами. В этих моделях первичные токи находятся на поверхностях сердечников. Токи лобовых частей располагаются вдоль ребер [I2, I3] или вдоль поверхностей сердечников без учета [I4] или с учетом [I5] вылета лобовых частей. Вторичная система заполняет зазор полностью [I3] или частично [I4]. К этим моделям близка модель работ А.И. Вольдека, А.В. Карасева [I6, I7], в которой за боковыми краями сердечников в обе стороны простираются бесконечно широкие боковые шины. В модели работы О.В. Васильева [I8] боковые шины имеют ограниченные размеры. Все указанные модели приводят к дифференциальным уравнениям с частными производными, и результаты работ выражаются соответственно через сложные неэлементарные функции.

В работах А.И. Вольдека [4], Х.И. Янеса, Т.А. Веске [I9] с помощью метода конформных преобразований исследуется поле у края плоского линейного индуктора. Результаты этих работ применимы для машин, у которых вторичная система находится полностью между сердечниками или лишь незначительно выступает за их края.

Из вышеизложенного следует, что при машинах с выступающей за края сердечников вторичной системой электромагнитные явления вне сердечников учитываются или в слишком сложной постановке или чрезмерно грубо. В последнем случае, в частности, не учитывается поле в областях выступающих частей вторичной системы, роль которого при узких индукторах является довольно существенной.

В настоящей работе предлагается модель индуктора (фиг. I), позволяющая относительно просто исследовать упомянутые машины. Особенностью этой модели является расположение лобовых частей на боковых поверхностях сердечников и применение в отдельных областях формальных значений магнитной проницаемости μ , не искажающих существенно реальной обстановки и в то же время обеспечивающих переход к обыкновенным дифференциальным уравнениям с решениями в элементарных функ-



Фиг. 1. Модель плоского линейного индуктора с расположением лобовых частей на боковых поверхностях сердечников.

циях. Модель (фиг. I) создана развитием принципов работ Г.И. Штурмана [20], А.И. Вольдека [4, 21], Х.И. Янеса [2], Е.М. Огаркова, Ф.К. Мустафина [22].

2. Характеристика предлагаемой модели

Модель (фиг. I) с неподвижными относительно индуктора координатами x, y, z соответствует нижеследующим допущениям:

1. Длина индуктора в направлении оси x бесконечно велика.

2. Сердечники индуктора шириной $2c$ и высотой h_a лишены пазов и имеют по всем осям $\mu \rightarrow \infty$. Наличие пазов и насыщение учитываются с помощью коэффициента Картера k'_δ и коэффициента насыщения k_μ аналогично обычным электрическим машинам.

3. В бесконечно широком в направлении оси y неферромагнитном зазоре по осям x и y $\mu = 0$, а по оси z $\mu = \mu_0$ (μ_0 — магнитная постоянная). Магнитное поле зазора, таким образом, имеет только составляющую по оси z . Наличие в зазоре рассеяния по оси x учитывается с помощью коэффициента зазора k''_δ [4].

Согласно изложенному, вместо реальной толщины неферромагнитного зазора δ в модели следует использовать расчетное значение

$$\delta' = k'_\delta k''_\delta k_\mu \delta. \quad (1)$$

4. Первичные токи в виде синусоидальной бегущей волны распределены равномерно по объему области 2 неферромагнитного зазора (в силу условия 3 закон распределения первичных токов по оси z не имеет принципиального значения). Вектор плотности первичных токов имеет только составляющую по оси y . Комплексная амплитуда поверхностной плотности первичных токов

$$\dot{J}_1 = J_{1m} e^{-j\alpha x}, \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{\pi}{\tau}$, j — мнимая единица,

$$J_{1m} = \frac{m\sqrt{2} w k_{o\delta 1}}{\delta' p \tau} I_\Phi. \quad (3)$$

В последнем выражении: m — число фаз, w — число последовательно соединенных витков фазы индуктора, $k_{0\delta_1}$ — обмоточный коэффициент основной гармоники, p — число пар полюсов индуктора, τ — полюсное деление, I_ϕ — действующее значение фазного тока.

5. Токи лобовых частей в виде синусоидальной бегущей волны распределены равномерно по боковым поверхностям сердечников индуктора. Комплексная амплитуда линейной плотности токов лобовых частей на каждой поверхности

$$\dot{J}_n = \frac{\delta'}{2} \dot{J}_1 = J_{nm} e^{-j\alpha x}, \quad (4)$$

где согласно (2)

$$J_{nm} = \frac{\delta'}{2} J_{1m}. \quad (5)$$

Торцовые участки лобовых частей находятся в окружающем модели пространстве, имеющем по всем осям $\mu = 0$. Согласно этому, указанные участки лобовых частей не участвуют в создании поля модели.

6. За боковыми краями сердечников индуктора магнитный поток замыкается по простирающимся в направлении оси y в обе стороны до бесконечности шунтирующим участкам высотой h_y . Эти участки имеют по оси x $\mu = \mu_x$, по оси y $\mu = \mu_y$ и по оси z $\mu \rightarrow \infty$. Последнее допущение упрощает анализ распределения поля в шунтирующих участках.

Значения расчетных магнитных проницаемостей μ_x и μ_y определяются экспериментально. В первом приближении могут быть приняты $\mu_x = \mu_y = \mu_0$.

3. Уравнения магнитной индукции модели и их решения

Ниже применяются следующие обозначения:

$\dot{B}_2, \dot{B}_3, \dot{B}_4$ — комплексные амплитуды магнитной индукции в зазоре в областях 2, 3, 4 модели (фиг. I) по оси z ;

$\dot{B}'_{3x}, \dot{B}'_{4x}, \dot{B}'_{3y}, \dot{B}'_{4y}$ — те же в соответствующих областях 3, 4 шунтирующих участках по осям x и y .

Применение для контуров $2x, 2y, 3x, 4x, 3y, 4y$ (фиг. I) закона полного тока с последующим дифференцированием дает следующие дифференциальные уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \dot{B}_2}{\partial x} &= -\mu_0 \dot{J}_1, \\ \frac{\partial \dot{B}_2}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \dot{B}_{3,4}}{\partial x} - \frac{2\mu_0}{\mu_x \delta'} \dot{B}'_{3x,4x} &= 0, \\ \frac{\partial \dot{B}_{3,4}}{\partial y} - \frac{2\mu_0}{\mu_y \delta'} \dot{B}'_{3y,4y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Согласно уравнениям (6) имеем:

$$\frac{d\dot{B}_2}{dx} = -\mu_0 \dot{J}_1. \quad (8)$$

Применяя для элементов объема шунтирующих участков принцип непрерывности магнитного потока с учетом допущения, что $\dot{B}'_{3x,4x}$, $\dot{B}'_{3y,4y}$, $\frac{\partial \dot{B}'_{3x,4x}}{\partial x}$, $\frac{\partial \dot{B}'_{3y,4y}}{\partial y}$ не зависят от координаты z , получим:

$$\dot{B}_{3,4} = h_{\text{я}} \left(\frac{\partial \dot{B}'_{3x,4x}}{\partial x} + \frac{\partial \dot{B}'_{3y,4y}}{\partial y} \right). \quad (9)$$

С учетом выражений (9) уравнения (7) принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \dot{B}'_{3x,4x}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \dot{B}'_{3y,4y}}{\partial x \partial y} - \beta_x^2 \dot{B}'_{3x,4x} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \dot{B}'_{3y,4y}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \dot{B}'_{3x,4x}}{\partial x \partial y} - \beta_y^2 \dot{B}'_{3y,4y} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где

$$\beta_{x,y} = \sqrt{\frac{2\mu_0}{\mu_{x,y} \delta' h_{\text{я}}}}. \quad (11)$$

Магнитное поле в бесконечно длинной по оси x модели (фиг. I) создается синусоидальными бегущими волнами токов (2), (4) и поэтому оно также должно быть синусоидальной бегущей волной. Соответственно имеем:

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{2,3,4} &= \dot{B}_{2m,3m,4m} e^{-j\alpha x}, \\ \dot{B}'_{3x,4x} &= \dot{B}'_{3xm,4xm} e^{-j\alpha x}, \\ \dot{B}'_{3y,4y} &= \dot{B}'_{3ym,4ym} e^{-j\alpha x}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где величины \dot{B}_{2m} , \dot{B}_{3m} , \dot{B}_{4m} , \dot{B}'_{3xm} , \dot{B}'_{4xm} , \dot{B}'_{3ym} , \dot{B}'_{4ym} уже не зависят от координаты x .

С учетом выражений (2) и (12) уравнение (8) дает:

$$\dot{B}_{2m} = -j \frac{\mu_0 J_{1m}}{\alpha}. \quad (13)$$

Используя выражения (12) и (9), по уравнениям (10) получим:

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{3m,4m} &= \frac{\beta_x^2 \alpha' h_A}{\alpha^2 + \beta_x^2} (C'_{3,4} e^{\alpha' y} - C''_{3,4} e^{-\alpha' y}), \\ \dot{B}'_{3xm,4xm} &= -j \frac{\alpha \alpha'}{\alpha^2 + \beta_x^2} (C'_{3,4} e^{\alpha' y} - C''_{3,4} e^{-\alpha' y}), \\ \dot{B}'_{3ym,4ym} &= C'_{3,4} e^{\alpha' y} + C''_{3,4} e^{-\alpha' y}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где

$$\alpha' = \frac{\beta_y}{\beta_x} \sqrt{\alpha^2 + \beta_x^2}, \quad (15)$$

C'_3, C'_4, C''_3, C''_4 — постоянные интегрирования.

4. Выражения магнитной индукции за краями сердечников. Комплексная мощность неферромагнитного зазора

При $y \rightarrow \mp \infty$ имеем $\dot{B}_{3m,4m} = \dot{B}'_{3xm,4xm} = \dot{B}'_{3ym,4ym} = 0$ и согласно этому $C'_3 = C'_4 = 0$. Для определения остальных постоянных интегрирования C''_3, C''_4 имеем граничные условия:

$$[\dot{B}_{3m,4m}]_{y=\mp c} = [\dot{B}_{2m}]_{y=\mp c}. \quad (16)$$

С учетом этих граничных условий получим для магнитной индукции за боковыми краями сердечников (14) следующие окончательные выражения:

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{3m,4m} &= \dot{B}_{2m} e^{\alpha'(c \pm y)}, \\ \dot{B}'_{3xm,4xm} &= -j \frac{\alpha}{\beta_x^2 h_A} \dot{B}_{2m} e^{\alpha'(c \pm y)}, \\ \dot{B}'_{3ym,4ym} &= \pm \frac{\alpha'}{\beta_y h_A} \dot{B}_{2m} e^{\alpha'(c \pm y)}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Для проверки можем убедиться, что

$$[\dot{B}'_{3xm, 4xm}]_{y=\mp c} = -\mu_x J_{nm}.$$

Комплексная мощность неферромагнитного зазора имеет только реактивную составляющую:

$$\tilde{S} = jQ = j2\pi f \frac{l\delta'}{2\mu_0} \left(\int_{-\infty}^{-c} B_{3m}^2 dy + \int_{-c}^c B_{2m}^2 dy + \int_c^{+\infty} B_{4m}^2 dy \right), \quad (18)$$

где $l = 2\pi r$ — длина индуктора,
 f — частота первичных токов.

С учетом выражений (17), (13), (3) по выражению (18) получим:

$$\tilde{S} = jm x_{r1} I_{\phi}^2, \quad (19)$$

где величина

$$x_{r1} = \frac{4mf}{\pi} \cdot \frac{\mu_0 \tau 2c\delta'}{\delta'} \cdot \frac{\omega^2 k_{\delta 1}^2}{p} \quad (20)$$

представляет собой главное индуктивное сопротивление обычной дискретной первичной обмотки по первой пространственной гармонике поля.

В выражении (20) расчетная ширина индуктора

$$2c\delta = 2c + \frac{l}{\alpha'} = 2c + \beta\delta', \quad (21)$$

где

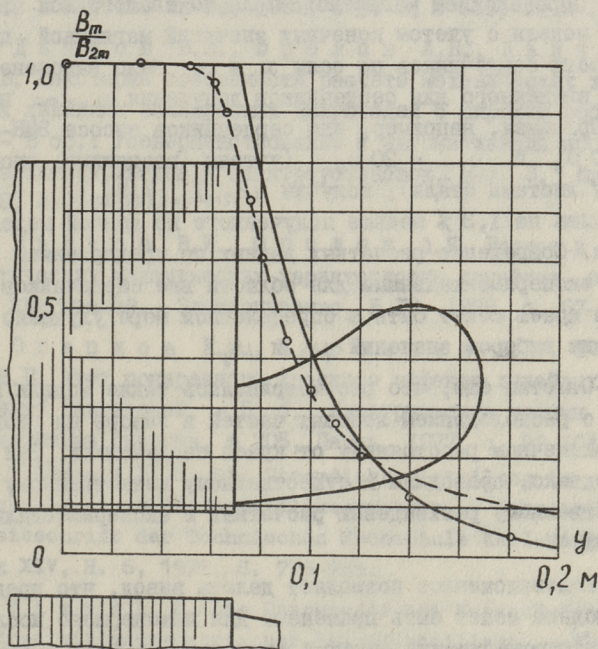
$$\beta = \sqrt{\frac{\mu_y}{\mu_0} : \left[\frac{\mu_x}{\mu_0} \cdot \left(\pi \frac{\delta'}{\tau} \right)^2 + 2 \frac{\delta'}{h_{\text{я}}} \right]}. \quad (22)$$

5. Заключение

Выражение магнитной индукции в области 2 \dot{B}_{2m} (13) совпадает с соответствующим выражением А.И. Вольдека [4], полученным в аналогичной постановке для бесконечно широкого по оси y индуктора. Это объясняется тем, что выше для сердечников было принято допущение $\mu \rightarrow \infty$. Магнитная индукция в областях 3 и 4 $\dot{B}_{3m, 4m}$ (17) распределяется вдоль координаты y по простым экспоненциальным зависимостям.

На фиг. 2 в виде сплошной кривой показана зависимость $\dot{B}_m/\dot{B}_{2m} = B_m/B_{2m} = f(y)$ согласно выражениям (13) и (17). Кривая рассчитана по данным насоса ЭМН-5: $\tau = 0,147$ м, $2c = 0,14$ м, $h_{\text{я}} = 0,142$ м, $\delta = 0,035$ м, $k'_{\delta} = 1,068$, $k''_{\delta} = 1,027$, принимая $k_{\mu} = 1$, $\mu_x = \mu_y = \mu_0$, дающим $\delta' = 0,0384$ м, $\beta_x = \beta_y = 19,16$ 1/м, $\alpha' = 28,7$ 1/м. По выпол-

ненным Х.И. Янесом, Т.А. Веске испытаниям [19] на фиг. 2 нанесены также обведенные кружками экспериментальные точки, соответствующие значениям магнитной индукции в средней плоскости между сердечниками. Кроме того, на фиг. 2 в виде прерывистой кривой дано распределение магнитной индукции в средней плоскости между сердечниками, полученное Х.И. Янесом, Т.А. Веске методом конформных преобразований [19].



Фиг. 2. Расчетные и экспериментальное распределения магнитной индукции для насоса ЭМН-5.

Видно, что между сердечниками около их краев и вне сердечников до расстояния от краев порядка 2δ расчет на основе предлагаемой модели дает для магнитной индукции в среднем на 20 % завышенные значения. Это обусловлено принятым выше допущением, что в зазоре по оси y $\mu = 0$. На большем расстоянии совпадение расчетных и экспериментальных распределений улучшается.

Полученное по методу конформных преобразований распределение магнитной индукции $[I9]$, наоборот, в близости краев сердечников хорошо совпадает с экспериментальным, а на больших расстояниях начинает давать все более завышенные значения. Последнее может быть объяснено тем, что решение $[I9]$ соответствует допущению $\mu_x = 0$.

Определением магнитного поля по аналогичной принятой выше модели с учетом конечных значений магнитной проницаемости сердечников по осям x и y было выяснено, что роль введенного для сердечников допущения $\mu \rightarrow \infty$ невелика. Принимая, например, для сердечников насоса ЭМН-5 $\mu_{cx} = 500 \mu_0$ и $\mu_{cy} = 20 \mu_0$ (учтены воздушные прослойки между листами стали), получим $[B_{2m}]_{y=c} / [B_{2m}]_{y=0} = 0,987$, что лишь на 1,3 % меньше полученного по данной модели значения. Совпадение расчетных данных по предлагаемой модели с экспериментальными для области вне сердечников в близости краев может быть в определенной мере улучшено подходящим выбором значений μ_x и μ_y .

Отметим еще, что рассматривались также модели индуктора с расположением лобовых частей в зазоре на конечном и бесконечном расстояниях от краев сердечников. Эти модели, однако, приводили к существенному качественному и количественному расхождению расчетных и экспериментальных данных.

Вышеизложенное позволяет делать вывод, что предлагаемая модель может быть применена для инженерного исследования электромагнитных явлений совместно во всей рабочей зоне машины, включая области за боковыми краями сердечников.

Л и т е р а т у р а

Г. В о л ь д е к А.И. Токи и усилия в слое жидкого металла плоских линейных индукционных насосов. - ИВУЗ, Электромеханика, № I, 1959, с. 3-10.

2. Я н е с Х.И. Учет влияния вторичной системы в линейной плоской магнитогидродинамической машине. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1962, сер. А, № 197, с. 37-62.

3. В о л ь д е к А.И., Я н е с Х.И. Некоторые основные вопросы теории индукционных магнитогидродинамических машин с жидкометаллическим рабочим телом. - Электричество, № 3, 1970, с. 32-38.

4. В о л ь д е к А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., Энергия, 1970.

5. В о л ь д е к А.И. О некоторых решениях задач об электромагнитных полях в индукционных магнитогидродинамических машинах и соответствующих им физических моделях. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1968, сер. А, № 266, с. 3-14.

6. Д ь я к о в В.И., Ф р о л о в А.Н., Д ь я к о в а Н.В. Некоторые особенности расчета механических характеристик линейных асинхронных двигателей с широким рабочим телом. - В сб.: Усовершенствование и автоматизация промышленных электроприводов и электроустановок, вып. 3, Иваново, 1975, с. 96-100.

7. Д ь я к о в В.И., Ф р о л о в А.Н. Расчет и анализ статических механических характеристик линейных асинхронных двигателей. - Электричество, № 12, 1978, с. 67-70.

8. О г а р к о в Е.М., К о р о т а е в А.Д., Т и у н о в В.В. Учет поперечного краевого эффекта линейных асинхронных двигателей. - В сб.: Электрические машины и электромашинные системы, № 205, Пермь, 1977, с. 98-104.

9. T i m m e l, H. Die Stromdichteverteilung in der Läufer-scheibe eines Wanderfeldlinearmotors. - Wissenschaftliche Zeitschrift der Technischen Hochschule Karl-Marx-Stadt, Jahrgang XIV, N. 6, 1972, S. 775-788.

10. T i m m e l, H. Die Querkräfte bei Kurzständerlinearmotoren mit unsymmetrischer Sekundärteillage. - Elektrie, 32, N 10, 1978, S. 532-536.

11. T i m m e l, H. Zur Bedämpfung des Quereffektes bei Wanderfeldlinearmotoren durch Schlitzung der Läufer-scheibe. - Elektrie, 33, N 7, 1979, S. 370-375.

12. В а л д у р Л.В., Я н е с Х.И. Магнитное поле холостого хода плоского линейного двустороннего индуктора в немагнитном зазоре и за его пределами. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1970, сер. А, № 284, с. 21-33.

13. В а л д у р Л.В., Я н е с Х.И. Определение электромагнитного поля плоского линейного двустороннего индуктора на модели с периодическим двухмерным чередованием индукторов. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1970, сер. А, № 284, с. 35-47.

14. В а л д у р Л.В., Я н е с Х.И. Определение электромагнитного поля и развиваемой силы плоского линейного двустороннего индуктора с непроводящими слоями в зазоре на модели с периодическим одномерным чередованием индукторов. - Сб. материалов к IУ Таллинскому совещанию по электромагнитным расходомерам, вып. Ш, том I, Таллин, 1970, с. 130-145.

15. В а л д у р Л.В., Я н е с Х.И. Определение электромагнитного поля плоского линейного двустороннего индуктора на модели с одномерным чередованием индукторов с учетом длины вылета лобовых частей обмотки. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1973, № 336, с. 55-65.

16. К а р а с е в А.В. Исследование вторичного поперечного краевого эффекта в индукционных МГД-машинах с боковыми шинами. Кандидатская диссертация. Л., 1971.

17. В о л ь д е к А.И., К а р а с е в А.В. Расчеты некоторых параметров индукционных МГД-машин с боковыми шинами. - Магнитная гидродинамика, № 4, 1972, с. 71-77.

18. В а с и л ь е в О.В. Исследование поперечного краевого эффекта в плоских линейных индукционных машинах с боковыми шинами. Кандидатская диссертация, Л., 1973.

19. Я н е с Х.И., В е с к е Т.А. Учет явления выпучивания магнитного поля из немагнитного зазора плоского линейного двустороннего индуктора. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1964, сер. А, № 214, с. 11-21.

20. Ш т у р м а н Г.И. Индукционные машины с разомкнутым магнитопроводом. - Электричество, № 10, 1946, с. 43-50.

21. В о л ь д е к А.И. Продольный краевой эффект во вторичной цепи линейных индукционных магнитогидродинамиче-

ских машин. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1968, сер.А, № 266, с. 15-42.

22. О г а р к о в Е.М., М у с т а ф и н Ф.К. К вопросу выбора модели индуктора при изучении продольного краевого эффекта плоских линейных индукционных двигателей. - В сб.: Специальные системы электропривода, № 133, Пермь, 1973, с. 141-146.

A. Kont

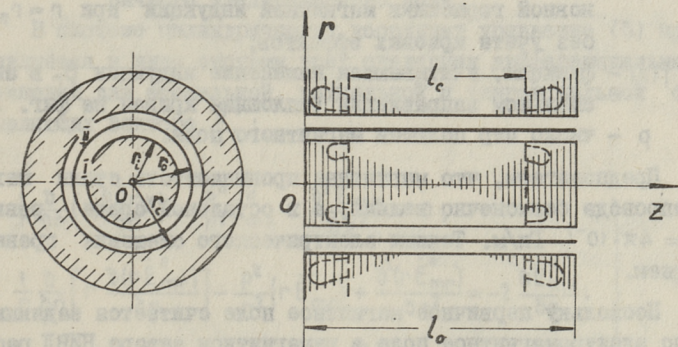
Das Modell des flachen Wanderfeldinduktors
für Berücksichtigung der elektromagnetischen
Erscheinungen ausserhalb der Querränder
der Blechpakete

Zusammenfassung

Es ist ein Modell des Induktors zur Untersuchung der elektromagnetischen Erscheinungen in Querrichtung im ganzen Arbeitsbereich ausgearbeitet worden. Die berechneten Kurven der Luftspaltinduktion des Induktors sind mit den Messergebnissen verglichen.

ОБ УЧЕТЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ ВО ВТОРИЧНОЙ СИСТЕМЕ ИНДУКЦИОННОГО НАСОСА С ВИНТОВЫМ КАНАЛОМ С ДВУСТОРОННЕЙ ОБМОТКОЙ

Электромагнитные процессы в индукционных насосах с винтовым каналом с двусторонней обмоткой (сокращенно НИВД) аналогичны процессам в индукционных насосах с односторонней обмоткой. Однако наличие второй обмотки, на внутреннем ферромагнитном магнитопроводе, налагает особенности как на расчет магнитного поля и параметров обмотки индуктора [1], так и на влияние вторичной системы на режим работы индуктора. Ниже рассматривается упрощенная методика учета электромагнитных процессов во вторичной системе при последовательном соединении обмоток внутреннего и внешнего статоров НИВД.



Фиг. 1. Схема расчетной модели НИВД.

Для упрощения теоретических выводов и расчетных формул исходим из упрощенной расчетной модели НИВД, изображенной на фиг. 1. В этой расчетной модели вторичная система заменена эквивалентным неподвижным бесконечно тонким проводящим цилиндром со средним радиусом вторичной системы r_0 , длиной l_0 и поверхностной проводимостью, определяемой по формуле

$$\gamma_{\Delta} = \gamma'_m s b_m + 2\gamma_k b_k, \quad (1)$$

где γ'_m — эквивалентная электропроводность жидкого металла с учетом электропроводности перегоронок между канавками и переходных контактов;

s — среднее скольжение жидкого металла;

b_m — толщина слоя жидкого металла;

γ_k, b_k — электропроводность и толщина стенок канала.

Немагнитный зазор расчетной модели считаем по всей длине l_0 ограниченным гладкими поверхностями ферромагнитного магнитопровода индуктора с радиусами r_i и r_c . Первичное магнитное поле индуктора принимаем заданным, радиальная составляющая основной гармоники его, при $r = r_0$, изменяется по закону

$$B_r = B_{m0} f(z) \sin(\omega t + p\varphi) = \text{Im} [B_{m0} f(z) e^{j(\omega t + p\varphi)}], \quad (2)$$

где B_{m0} — амплитудное значение радиальной составляющей основной гармоники магнитной индукции при $r = r_0$, без учета краевых эффектов;

$f(z)$ — функция, учитывающая изменение индукции B_r в аксиальном направлении (сплошная кривая на фиг. 2);

p — число пар полюсов магнитного поля.

Предполагаем, что магнитная проницаемость стали магнитопровода бесконечно велика, а в остальной среде равна $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Токами электрического смещения пренебрегаем.

Поскольку первичное магнитное поле считается заданным, можно электромагнитное поле в немагнитном зазоре НИВД рассматривать в виде суммы двух полей: 1) первичного поля индуктора и 2) вторичного поля, вызванного индуктированными во вторичной системе токами.

Задачу определения вторичного поля проведем в неподвижной системе цилиндрических координат (r, φ, z) .

Определение вторичного поля. При выбранной расчетной модели токи вторичной системы имеют только две составляющие – аксиальную и тангенциальную, линейная плотность которых определяется формулами :

$$\sigma_z = \gamma_{\Delta} (E_{ст} + E_z'')|_{r=r_0}; \quad \sigma_{\varphi} = \gamma_{\Delta} E_{\varphi}''|_{r=r_0} \quad (3)$$

Здесь E_z'' и E_{φ}'' – составляющие вектора напряженности вторичного электрического поля;
 $E_{ст}$ – напряженность первичного или т.н. стороннего электрического поля, создаваемого вращающимся магнитным полем индуктора

$$E_{ст} = -\frac{\omega r_0}{p} B_r = E_{m0} f(z) \sin(\omega t + p\varphi). \quad (4)$$

Электромагнитное поле вторичных токов определяется уравнениями Максвелла и граничными условиями [2]. Учитывая, что в области немагнитного зазора (кроме бесконечно тонкого цилиндрического слоя радиусом r_0) электропроводность среды равна нулю, получим из уравнений Максвелла для определения вектора напряженности электрического поля дифференциальное уравнение

$$\text{rot rot}(\vec{E}_m'' e^{jP\varphi}) = 0, \quad (5)$$

где \vec{E}_m'' – комплексная амплитуда вектора напряженности вторичного электрического поля.

В системе цилиндрических координат уравнение (5) представляется в виде системы трех скалярных дифференциальных уравнений для аксиальной, радиальной и тангенциальной составляющих вектора \vec{E}_m'' :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \dot{E}_{mz}''}{\partial r} \right) - \frac{p^2}{n^2} \dot{E}_{mz}'' + \frac{\partial^2 \dot{E}_{mz}''}{\partial z^2} &= 0; \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial (r \dot{E}_{mr}'')}{\partial r} \right] - \frac{p^2}{n^2} (r \dot{E}_{mr}'') + \frac{\partial^2 (r \dot{E}_{mr}'')}{\partial z^2} &= -2 \frac{\partial \dot{E}_{mz}''}{\partial z}; \\ \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r \dot{E}_{m\varphi}'')}{\partial r} \right] - \frac{p^2}{n^2} \dot{E}_{m\varphi}'' + \frac{\partial^2 \dot{E}_{m\varphi}''}{\partial z^2} &= -j 2 \frac{p}{n^2} \dot{E}_{mr}'' \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

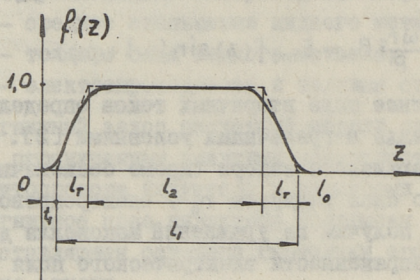
Решение дифференциальных уравнений (6) представляется в виде рядов. Для определения вида и коэффициентов этих

рядов разложим график магнитной индукции $B_{m0}f(z)$, изображенной на фиг. 2, в ряд Фурье, вместе с его аналитическим продолжением, симметричным относительно начала координат

$$B_{m0}f(z) = \sum_K B_{0K} \operatorname{sinc} \frac{\pi}{l_0} z = B_{m0} \sum_K c_K \operatorname{sinc} \frac{\pi}{l_0} z, \quad (7)$$

где $B_{0K} = B_{m0} c_K$, c_K — коэффициенты ряда, определяемые по формуле

$$c_K = \frac{2}{l_0} \int_0^{l_0} f(z) \operatorname{sinc} \frac{\pi}{l_0} z dz. \quad (8)$$



Фиг. 2. График изменения магнитной индукции индуктора при $r = r_0$ в аксиальном направлении.

Значения коэффициентов c_K зависят от вида кривой $f(z)$. Заменяв кривую $f(z)$ приближенной трапецидальной кривой (пунктирная кривая на фиг. 2), получим:

$$c_K = \frac{4}{\pi} \frac{1}{K} \operatorname{sinc} \frac{l_1 + l_2}{2l_0} \frac{\pi}{2} \frac{\operatorname{sinc} \frac{l_r}{l_0} \frac{\pi}{2}}{K \frac{l_r}{l_0} \frac{\pi}{2}} \operatorname{sinc} \frac{l_1 + 2l_r}{l_0} \frac{\pi}{2}. \quad (9)$$

Учитывая (7), получаем решение системы (6) по [3] в виде следующих выражений:

$$\left. \begin{aligned} \ddot{E}_{mz} &= \sum_K [C_K I_p(\alpha_K r) + D_K K_p(\alpha_K r)] \sin \alpha_K z; \\ \ddot{E}_{mr} &= \sum_K \left\{ \frac{1}{\alpha_K r} [F_K I_p(\alpha_K r) + G_K K_p(\alpha_K r)] - \right. \\ &\quad \left. - C_K I_p'(\alpha_K r) - D_K K_p'(\alpha_K r) \right\} \cos \alpha_K z; \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\dot{E}_{m\varphi}'' = j \sum_k \left\{ \frac{1}{P} [F_k I_p'(\alpha_k r) + G_k K_p'(\alpha_k r)] - \right. \\ \left. - \frac{P}{\alpha_k r} [C_k I_p(\alpha_k r) + D_k K_p(\alpha_k r)] \right\} \cos \alpha_k z, \quad \left. \right\}$$

где $\alpha_k = k \frac{\pi}{l_0}; k = 1, 2, 3, \dots$

$I_p(\alpha_k r), K_p(\alpha_k r)$ — модифицированные цилиндрические функции первого и второго рода порядка p ;

$I_p'(\alpha_k r), K_p'(\alpha_k r)$ — производные цилиндрических функций.

Используя второе уравнение Максвелла в комплексной форме [2]

$$\text{rot } \dot{E}_m'' = -j \omega \dot{B}_m'' \quad (11)$$

получаем из (10) выражения комплексных амплитуд составляющих вектора магнитной индукции вторичного поля

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{mr}'' &= -\frac{1}{\omega} \sum_k \frac{\alpha_k}{P} [F_k I_p'(\alpha_k r) + G_k K_p'(\alpha_k r)] \sin \alpha_k z; \\ \dot{B}_{m\varphi}'' &= -j \frac{1}{\omega r} \sum_k [F_k I_p(\alpha_k r) + G_k K_p(\alpha_k r)] \sin \alpha_k z; \\ \dot{B}_{mz}'' &= -\frac{1}{\omega} \sum_k \frac{\alpha_k}{P} [F_k I_p(\alpha_k r) + G_k K_p(\alpha_k r)] \cos \alpha_k z. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Используя граничные условия для составляющих векторов вторичного поля и условие непрерывности вторичного тока, получаем постоянные интегрирования для первой и второй областей расчетной модели (фиг. 2)

$$\left. \begin{aligned} C_{k1} &= -\frac{E_{0k}}{\Delta_k I_p(\alpha_k r_0) \Delta_1} \left[\left(\frac{\alpha_k r_0}{P} \right)^2 + j \varepsilon_0 2 \frac{\alpha_k r_0}{P} I_p'(\alpha_k r_0) D_{ic} \right]; \\ D_{k1} &= -C_{k1} \frac{I_p'(\alpha_k r_i)}{K_p'(\alpha_k r_i)}; \quad F_{k1} = -j \varepsilon_0 \frac{2p D_{ic}}{\Delta_k \Delta_2} E_{0k}; \\ G_{k1} &= -F_{k1} \frac{I_p(\alpha_k r_i)}{K_p(\alpha_k r_i)}; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{K2} &= C_{K1} \frac{\Delta_1}{\Delta_3}; & D_{K2} &= -C_{K2} \frac{I'_p(\alpha_k r_c)}{K'_p(\alpha_k r_c)}; \\ F_{K2} &= F_{K1} \frac{\Delta_2}{\Delta_4}; & G_{K2} &= -F_{K2} \frac{I_p(\alpha_k r_c)}{K_p(\alpha_k r_c)}, \end{aligned} \right\} \quad (I4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Delta_1 &= 1 - \frac{I'_p(\alpha_k r_i) K_p(\alpha_k r_0)}{K'_p(\alpha_k r_i) I_p(\alpha_k r_0)}; & \Delta_2 &= 1 - \frac{I_p(\alpha_k r_i) K'_p(\alpha_k r_0)}{K_p(\alpha_k r_i) I'_p(\alpha_k r_0)}; \\ \Delta_3 &= 1 - \frac{I'_p(\alpha_k r_c) K_p(\alpha_k r_0)}{K'_p(\alpha_k r_c) I_p(\alpha_k r_0)}; & \Delta_4 &= 1 - \frac{I_p(\alpha_k r_c) K'_p(\alpha_k r_0)}{K_p(\alpha_k r_c) I'_p(\alpha_k r_0)}; \\ \Delta_K &= 1 + \left(\frac{\alpha_k r_0}{p}\right)^2 + j \epsilon_0 2 \frac{\alpha_k r_0}{p} I'_p(\alpha_k r_0) D_{ic}; \\ D_{ic} &= \alpha_k r_0 K'_p(\alpha_k r_0) \frac{\Delta_2 \cdot \Delta_4}{\Delta_2 - \Delta_4}; \\ \epsilon_0 &= \frac{\omega \mu_0 \gamma_{\Delta} r_0}{2p}. \end{aligned} \right\} \quad (I5)$$

Токи и мощность вторичной системы. Учитывая выражение постоянных интегрирования C_{K1} и D_{K1} и формулы (3), (4) и (I0), получаем для составляющих комплексных амплитуд линейной плотности вторичного тока формулы

$$\dot{\sigma}_{mz} = \gamma_{\Delta} \frac{\omega r_0}{p} B_{m0} \sum_K \frac{C_K}{\Delta_K} \sin \alpha_k z; \quad (I6)$$

$$\dot{\sigma}_{m\varphi} = j \gamma_{\Delta} \frac{\omega r_0}{p} B_{m0} \sum_K \frac{C_K}{\Delta_K} \frac{\alpha_k r_0}{p} \cos \alpha_k z. \quad (I7)$$

Полную электромагнитную мощность вторичной системы определяем интегрированием произведения сопряженной величины индуцированной напряженности электрического поля \dot{E}_{CT}^* и комплекса плотности тока во вторичной системе $\dot{\sigma}_{mz}$

$$\tilde{S}_{22} = \int_0^{l_0} \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} \dot{E}_{CT}^* \dot{\sigma}_{mz} r_0 d\varphi dz, \quad (I8)$$

где

$$\dot{E}_{CT}^* = -\frac{\omega r_0}{p} \dot{B}_{m0}^* f(z). \quad (I9)$$

Подставляя в (18) выражения $\dot{E}_{ст}^*$ и $\dot{\sigma}_{мз}$ в виде рядов и проводя интегрирование, получаем

$$\tilde{S}_{22} = S_{220} K_s = \pi r_0 l_0 \gamma_{\Delta} \left(\frac{\omega r_0}{p} \right)^2 B_{m0}^2 K_s, \quad (20)$$

где

$$S_{220} = \pi r_0 l_0 \gamma_{\Delta} \left(\frac{\omega r_0}{p} \right)^2 B_{m0}^2 \quad (21)$$

представляет полную мощность при отсутствии краевых эффектов и размагничивающего действия поля вторичных токов, а комплексный коэффициент

$$K_s = k_a + j k_p = \sum_k \frac{1}{2} \frac{c_k^2}{\Delta_k} = \sum_k \frac{c_k^2}{2} \frac{[1 + (\frac{x_k r_0}{p})^2] - j \varepsilon_0 2 \frac{x_k r_0}{p} I_p'(\frac{x_k r_0}{p}) D_{1c}}{|\Delta_k|^2} \quad (22)$$

учитывает влияние краевых эффектов и размагничивающего действия вторичного поля.

Следовательно, активная и реактивная мощности, передаваемые вторичной системе, равны

$$P_{22} = S_{220} k_a; \quad Q_{22} = S_{220} k_p. \quad (23)$$

Влияние вторичной системы на режим работы первичной цепи учитываем, как и в [2], через вносимые в цепь обмотки индуктора активное сопротивление Δr и реактивное сопротивление Δx . При последовательном соединении обмоток внутреннего и внешнего статоров можно активную и реактивную мощности вторичной системы выразить через сопротивления:

$$P_{22} = m \Delta r I^2; \quad Q_{22} = m \Delta x I^2, \quad (24)$$

где m — число фаз обмотки индуктора;

I — фазный ток обмотки.

Величины Δr и Δx целесообразно выражать через главное индуктивное сопротивление обмотки индуктора, которое, согласно [1], можно записать в виде

$$x_r = x_{rc} k_r = x_{rc} (1 + 2 k_m c_w \cos \alpha + c_w^2). \quad (25)$$

Здесь c_w — коэффициент трансформации обмоток внутреннего и внешнего статоров;

k_m — коэффициент магнитной связи внутреннего и внешнего статоров

$$k_M = \frac{2r_{i*}^P}{1+r_{i*}^{2P}}; \quad r_{i*} = \frac{r_i}{r_c}; \quad (26)$$

α — геометрический угол между осями обмоток внутреннего и внешнего статоров;

$\chi_{Гс}$ — главное индуктивное сопротивление обмотки внешнего статора.

Разделяя выражения P_{22} и Q_{22} из (23) на реактивную мощность первичного поля в немагнитном зазоре

$$Q_{Г} = m \chi_{Г} I^2 \quad (27)$$

и учитывая выражение V_{m0} по формулам работы [1], получим при $\alpha = 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Delta r}{\chi_{Г}} &= \varepsilon_0 2r_{0*}^2 \frac{k_{c0}^2}{k_c} \frac{l_0}{l_p} k_a \frac{(1+k_0 c_w)^2}{k_{Г}}; \\ \frac{\Delta x}{\chi_{Г}} &= \varepsilon_0 2r_{0*}^2 \frac{k_{c0}^2}{k_c} \frac{l_0}{l_p} k_p \frac{(1+k_0 c_w)^2}{k_{Г}}; \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где l_p — расчетная длина для главного индуктивного сопротивления;

$$\begin{aligned} k_{c0} &= r_{0*}^{P-1} \frac{1 + \left(\frac{r_i}{r_0}\right)^{2P}}{1 - r_{i*}^{2P}}; & k_c &= \frac{1 + r_{i*}^{2P}}{1 - r_{i*}^{2P}}; \\ k_0 &= r_{i*}^P \frac{1 + r_{0*}^{2P}}{r_{i*}^{2P} + r_{0*}^{2P}}; & r_{0*} &= \frac{r_0}{r_c}. \end{aligned} \quad (29)$$

Использование вносимых в цепь индуктора сопротивлений Δr и Δx для оценки влияния вторичной системы на режим работы индуктора соответствует представлению НИВД при помощи одноконтурной эквивалентной схемы для одной фазы. Благодаря относительно большому немагнитному зазору в НИВД, применение такой схемы вполне оправдано.

Следует отметить, что приведенные выше формулы для вторичного поля и мощностей применимы также в насосах с односторонними обмотками как на внешнем статоре, так и на внутреннем. Только в формулах вносимых сопротивлений нужно при односторонних обмотках коэффициенту c_w придавать соответствующее значение.

Л и т е р а т у р а

1. К е с к ю л а В.Ф. Индукционный насос с винтовым каналом с двусторонней обмоткой. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1977, № 425, с. 61-75.

2. В о л ь д е к А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л., Энергия, 1970. 272 с.

3. Г р и н б е р г Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М., Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.

V. Kesküla

Calculation of the Influence of Electromagnetic Processes in Secondary System of the Spiral Induction Pump with a Two-sided Inductor

Summary

The paper deals with the distribution of the electromagnetic field and the Foucault currents in the secondary system of the spiral induction pumps with a two-sided inductor. The formulae for determining the influence of the secondary system on the electromagnetic regime of the inductor are presented.

МАГНИТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ КОЛЬЦЕВОГО
НЕРАВНОМЕРНОГО НЕМАГНИТНОГО ЗАЗОРА МГД-МАШИН

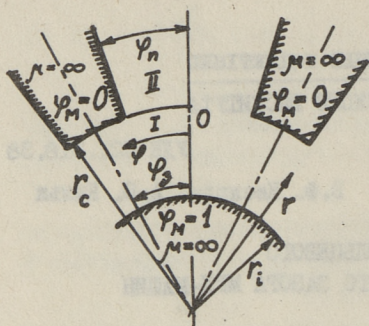
Вводные замечания

Усовершенствование существующих и разработка новых типов электротехнических устройств с вращающимся магнитным полем вызывает необходимость совершенствования способов расчета магнитных полей в немагнитном зазоре с учетом его неравномерности. Для расчета магнитных полей в электрических машинах академиком АН ЭССР А.И. Вольдеком был предложен метод, основанный на использовании понятия об удельной магнитной проводимости немагнитного зазора и представлении ее функции угловой координаты в виде ряда Фурье [1, 2]. В электромагнитных расчетах всех типов электрических машин метод гармонических проводимостей успешно применяется и другими авторами [3, 4]. Однако во всех этих работах распределение магнитного поля определено в системе декартовых прямоугольных координат без учета влияния кривизны немагнитного зазора.

В МГД-машинах с большим немагнитным зазором влияние кривизны поверхностей оказывает значительное влияние на распределение нормальной составляющей магнитной индукции. В этом случае задачу о распределении магнитного поля в немагнитном зазоре таких устройств необходимо решать в цилиндрической системе координат (r, φ, z) .

Распределение скалярного потенциала магнитного поля

Рассмотрим кольцевой немагнитный зазор МГД-машины с вращающимся магнитным полем, имеющий одностороннюю зубчатость на внешнем магнитопроводе (фиг. 1). Для определе-



Фиг. 1. Область немагнитного зазора.

Для упрощения решения принимаем стенки пазов внешнего магнитопровода радиальными, глубину пазов бесконечно большой, длину системы в направлении оси z — бесконечной, магнитную проницаемость электротехнической стали $\mu_c = \infty$.

Учитывая условие симметрии, можно ограничиваться рассмотрением только следующих двух областей:

I — область зазора, где $0 \leq \varphi \leq \varphi_3$; $r_i \leq r \leq r_c$;

II — область паза, где $0 \leq \varphi \leq \varphi_n$; $r \geq r_c$,

где $\varphi_3 = \frac{\pi}{z}$ — угол, соответствующий половине зубцового деления внешнего магнитопровода;

φ_n — угол, соответствующий половине открытия паза;

z — число зубцов магнитопровода.

В обеих областях скалярный магнитный потенциал φ_M должен удовлетворять уравнению Лапласа

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi_M}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_M}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (I)$$

Введем относительные координаты и размеры:

$$\rho = \frac{r}{r_c}; \quad \rho_i = \frac{r_i}{r_c}; \quad \xi = \frac{\varphi}{\varphi_3}; \quad \alpha_n = \frac{\varphi_n}{\varphi_3},$$

а также относительный магнитный потенциал $\varphi_M^* = \frac{\varphi_M}{\varphi_{M0}}$.

Скалярные магнитные потенциалы в I и II областях обозначим

$$\varphi_{MI}^*(r, \varphi) = U(r, \varphi) = U, \quad (2)$$

$$\varphi_{MII}^*(r, \varphi) = V(r, \varphi) = V.$$

ния проводимости такого немагнитного зазора находим распределение магнитного поля в зазоре при заданном распределении скалярного магнитного потенциала на поверхности магнитопровода ($\varphi_M = \varphi_{M0}$ на внутреннем магнитопроводе и $\varphi_M = 0$ на внешнем). Такая задача для плоского немагнитного зазора решена в [5].

Учитывая введенные относительные величины, можно уравнение Лапласа для I и II областей записать в виде:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial U}{\partial \rho} \right) + \left(\frac{z}{\rho \pi} \right)^2 \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = 0, \quad (3a)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial V}{\partial \rho} \right) + \left(\frac{z}{\rho \pi} \right)^2 \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} = 0. \quad (3б)$$

Распределение магнитного потенциала в области зазора

Рассмотрим I область, на граничных поверхностях которой должны выполняться условия для $U = U(\rho, \varphi)$

$$U|_{\rho = \rho_i} = 1, 0, \quad 0 \leq \xi \leq 1; \quad (4a)$$

$$U|_{\rho = 1} = f(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq a_n; \quad (4б)$$

$$U|_{\rho = 1} = 0, \quad a_n \leq \xi \leq 1; \quad (4в)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} \Big|_{\xi = 0} = 0; \quad (4г)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} \Big|_{\xi = 1} = 0, \quad (4д)$$

где $f(\xi)$ — пока неизвестная функция.

Решение уравнения (3a) с учетом граничных условий можно представить в виде ряда Фурье [6]

$$U = \frac{U_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} U_n \cos(n\pi \xi), \quad (5)$$

где коэффициенты ряда

$$U_n = 2 \int_0^1 U(\rho, \xi) \cos(n\pi \xi) d\xi, \quad (6)$$

$$U_0 = U_n|_{n=0} = 2 \int_0^1 U(\rho, \xi) d\xi.$$

Умножив уравнение (3a) на $2 \cos(n\pi \xi) d\xi$ и проинтегрировав по ξ от 0 до 1, получим для определения U_n уравнение

$$\rho^2 \frac{d^2 U_n}{d\rho^2} + \rho \frac{dU_n}{d\rho} - (nz)^2 U_n = 0, \quad (7)$$

решение которого после определения постоянных интегрирования согласно [6] имеет вид

$$U = \frac{1 - \frac{U_{00}}{2}}{\ln \rho_i} \ln \rho + \frac{U_{00}}{2} + \quad (8)$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{U_{n0}}{1 - \rho_i^{2nz}} (\rho^{nz} - \rho_i^{2nz} \rho^{-nz}) \cos(n\pi \xi).$$

В (8) сумма первых двух членов правой части, соответствующая $n = 0$, характеризует распределение скалярного магнитного потенциала в равномерном зазоре с гладкими поверхностями, имеющими потенциалы $U(\rho_i) = 1$ и $U(1) = \frac{U_{00}}{2}$. Остальные члены бесконечной суммы учитывают влияние пазов на распределение потенциала в зазоре.

Распределение потенциала в области пазов

Рассмотрим поле в области II, на границах которой должны выполняться граничные условия

$$V|_{\rho=1} = f(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq a_n; \quad (9a)$$

$$(9б)$$

$$V|_{\rho=\infty} = 0;$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0; \quad (9в)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} \Big|_{\xi=a_n} = 0. \quad (9г)$$

Решение уравнения (3б) в соответствии с граничными условиями (9в) и (9г) ищем в виде ряда [6]

$$V = \sum_{m=1}^{\infty} V_m \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right), \quad (10)$$

где

$$V_m = \frac{2}{a_n} \int_0^{a_n} V(\rho, \xi) \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right) d\xi. \quad (11)$$

Умножим (3б) на $\frac{2}{a_n} \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right) d\xi$ и проинтегрируем в пределах от 0 до a_n . Получим уравнение

$$\rho^2 \frac{d^2 V_m}{d\rho^2} + \rho \frac{dV_m}{d\rho} - \left(\frac{2m-1}{2a_n} z\right)^2 V_m = 0, \quad (12)$$

общее решение которого для II области после определения постоянных интегрирования согласно [6] получает вид

$$V = \sum_{m=1}^{\infty} V_{m0} \rho^{-\frac{2m-1}{2a_n} z} \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right). \quad (13)$$

Определение функции U_{n0} и V_{m0}

Для определения неизвестных функций U_{n0} и V_{m0} используем граничные условия на границе раздела I и II областей:

$$\frac{\partial U}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=1} = \frac{\partial V}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=1}; \quad (I4a)$$

$$U \Big|_{\varphi=1} = V \Big|_{\varphi=1}. \quad (I4б)$$

Подставляя в (I4a) и (I4б) выражения U (8) и V (I3), получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1 - \frac{U_{00}}{2}}{\ln \rho_i} + \sum_{n=1}^{\infty} U_{n0} n z \cdot \frac{1 + \rho_i^{2nz}}{1 - \rho_i^{2nz}} \cos(n\pi \xi) = \\ = - \sum_{m=1}^{\infty} V_{m0} \frac{2m-1}{2a_n} z \cdot \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right); \end{aligned} \quad (I5a)$$

$$\frac{U_{00}}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} U_{n0} \cos(n\pi \xi) = \sum_{m=1}^{\infty} V_{m0} \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right). \quad (I5б)$$

Для разложения потенциала $V(I, \xi)$ с периодом $4\varphi_n$ умножим обе части (I5a) на $\frac{2}{a_n} \cos\left(\frac{2m-1}{2a_n} \pi \xi\right) d\xi$ и проинтегрируем по ξ от 0 до a_n , получим в результате выражение $V_{m0} = f(U_{n0})$.

Умножим обе части (I5б) на $\frac{2}{a_n} \cos(i\pi \xi) d\xi$ ($i = 0, 1, 2, \dots$) и проинтегрируем по ξ левую часть в пределах от 0 до 1 и правую часть от 0 до a_n . Учитывая (4в) и $V_{m0} = f(U_{n0})$ получим окончательно:

$$\begin{aligned} U_{i0} = \frac{16a_n}{\pi z} \frac{1}{\ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{(2m-1)^2} C_{m,i} - U_{00} \frac{8a_n}{\pi z} \frac{1}{\ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m-1}}{(2m-1)^2} C_{m,i} - \\ - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{8}{2m-1} \cdot n U_{n0} k_{in} C_{m,i} C_{m,n}, \end{aligned} \quad (I6)$$

где

$$C_{m,i} = \frac{1}{\pi} \frac{(2m-1)}{2a_n} \frac{(-1)^{m-1}}{\left(\frac{2m-1}{2a_n}\right)^2 - i^2} \cos(i\pi a_n), \text{ если } i \neq \frac{2m-1}{2a_n}; \quad (I7)$$

$$C_{m,i} = \frac{a_n}{2}, \quad \text{если } i = \frac{2m-1}{2a_n}; \quad (I8)$$

$$C_{m,n} = \frac{1}{\pi} \frac{(2m-1)}{2a_n} \frac{(-1)^{m-1}}{\left(\frac{2m-1}{2a_n}\right)^2 - n^2} \cos(n\pi a_n), \text{ если } n \neq \frac{2m-1}{2a_n}; \quad (I9a)$$

$$C_{m,n} = \frac{a_n}{2}, \quad \text{если } n = \frac{2m-1}{2a_n}; \quad (I9b)$$

$$k_{in} = \frac{1 + \rho_i^{2nz}}{1 - \rho_i^{2n\bar{z}}}. \quad (20)$$

Подставляя в (I6) поочередно $i = 0, 1, 2, \dots$, получим бесконечную систему уравнений. Решение этой системы дает коэффициенты $U_{00}, U_{10}, U_{20}, U_{30}, \dots$, на основе которых по (8) можем определить распределение потенциалов в немагнитном зазоре.

Гармоники удельной магнитной проводимости зазора

Радиальная составляющая магнитной индукции в немагнитном зазоре определяется выражением

$$B_r = -\mu_0 \frac{\partial U(\rho, \xi)}{\partial \rho} \frac{\varphi_{m0}}{r_c}, \quad (21)$$

которое, на основе (8) равно

$$B_r = \frac{\varphi_{m0} \cdot \mu_0}{r_c \cdot \rho} \left[\frac{1}{\ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)} \left(1 - \frac{U_{00}}{2}\right) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{U_{no} n z}{1 - \rho_i^{2n\bar{z}}} (\rho^{nz} + \rho_i^{2nz} \rho^{-nz}) \cos(n\pi \xi) \right]. \quad (22)$$

Из выражения (22) видно, что как постоянная по окружности составляющая магнитной индукции, так и высшие гармоники ин-

дукции, в значительной степени зависят от относительного радиуса ρ . При этом постоянная составляющая увеличивается с уменьшением ρ , а высшие гармоники, наоборот, уменьшаются (затухают).

Выразим, как и в [I], радиальную составляющую магнитной индукции через удельную проводимость немагнитного зазора

$$B_r(\rho, \xi) = \Lambda(\rho, \xi) F(\xi), \quad (23)$$

где $\Lambda(\rho, \xi)$ — удельная магнитная проводимость немагнитного зазора;

$F(\xi)$ — м.с., действующая вдоль зазора, равна в данном случае единице.

Следовательно, формула (22) выражает также зависимость удельной магнитной проводимости от относительного радиуса ρ и угла ξ :

$$\Lambda(\rho, \xi) = \Lambda_0(\rho) - \sum_{n=1}^{\infty} \Lambda_n(\rho) \cos(n\pi\xi), \quad (24)$$

где $\Lambda_0(\rho)$ — постоянная по окружности составляющая проводимости зазора

$$\Lambda_0(\rho) = \frac{\mu_0(1 - \frac{U_{00}}{2})}{r_c \cdot \rho \cdot \ln(\frac{1}{\rho_i})} \quad (25)$$

и $\Lambda_n(\rho)$ — амплитуда гармоники удельной проводимости зазора

$$\Lambda_n(\rho) = \frac{\mu_0}{r_c \cdot \rho} U_{n0} \cdot n z \cdot k_n(\rho), \quad (26)$$

где

$$k_n(\rho) = \rho^{nz} \frac{1 + (\frac{\rho_i}{\rho})^{2nz}}{1 - \rho_i^{2nz}} = \frac{\rho^{nz} + \rho_i^{2nz} \cdot \rho^{-nz}}{1 - \rho_i^{2nz}}. \quad (27)$$

Введем относительную удельную магнитную проводимость, определяемую как

$$\lambda(\rho, \xi) = \frac{\Lambda(\rho, \xi)}{\Lambda_0(\rho)} = 1 - \sum_{n=1}^{\infty} \lambda_{ns}(\rho) \cos(n\pi\xi), \quad (28)$$

где $\lambda_{ns}(\rho)$ — амплитуда гармоники относительной удельной проводимости зазора, отнесенной к постоянной составляющей проводимости зазора

$$\lambda_{ns}(\rho) = \frac{\lambda_n(\rho)}{\lambda_0(\rho)} = U_{no} \frac{nz \ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)}{1 - \frac{U_{00}}{2}} k_n(\rho). \quad (29)$$

Полагая, что в (29) $\rho = \rho_c = 1$ и $\rho = \rho_i$, получим значения амплитуд гармоник относительной удельной проводимости соответственно на зубчатой и на гладкой поверхностях немагнитного зазора

$$\lambda_{nsc} = U_{no} \frac{nz \ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)}{1 - \frac{U_{00}}{2}} \cdot \frac{1 + \rho_i^{2nz}}{1 - \rho_i^{2nz}}, \quad (30)$$

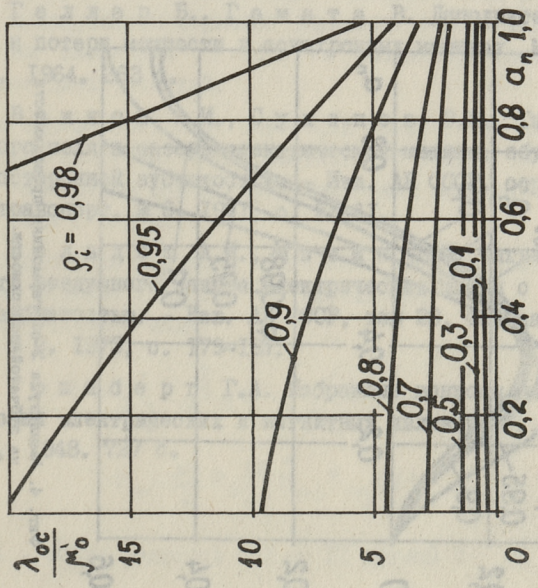
$$\lambda_{nsi} = U_{no} \frac{nz \ln\left(\frac{1}{\rho_i}\right)}{1 - \frac{U_{00}}{2}} \cdot \frac{2\rho_i^{nz}}{1 - \rho_i^{2nz}} = \lambda_{nsc} \cdot \frac{2\rho_i^{nz}}{1 + \rho_i^{2nz}}. \quad (31)$$

На любом промежуточном радиусе зазора имеем

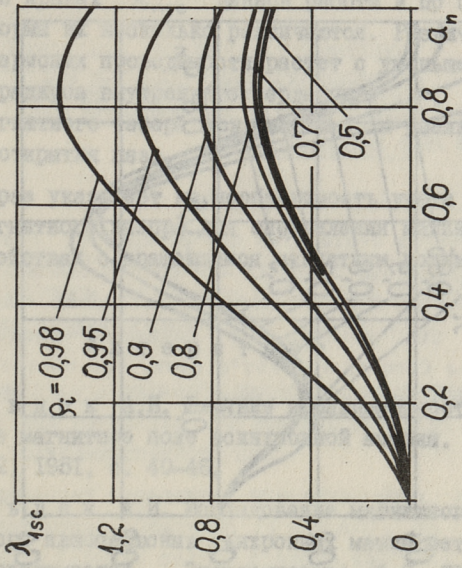
$$\lambda_{ns}(\rho) = \lambda_{nsc} \frac{\rho^{nz} + \rho_i^{2nz} \rho^{-nz}}{1 + \rho_i^{2nz}} = \lambda_{nsi} \frac{\rho^{nz} + \rho_i^{2nz} \rho^{-nz}}{2\rho_i^{2nz}}. \quad (32)$$

Как следует из (32), для определения амплитуды любой гармоники относительной удельной проводимости неравномерного зазора при любом $\rho_i < \rho < 1$, необходимо иметь либо значение λ_{nsc} , либо значение λ_{nsi} . Как доказано в [5], определение значений $\lambda_{ns}(\rho)$ по кривым λ_{nsi} может вызывать большие погрешности, особенно при малых значениях λ_{nsi} . Поэтому целесообразно иметь кривые величины λ_{nsc} . В данной работе такие кривые рассчитаны с помощью ЭВМ, решая системы из 20 уравнений по формуле (16) и в последующем используя (25), (30) и (32).

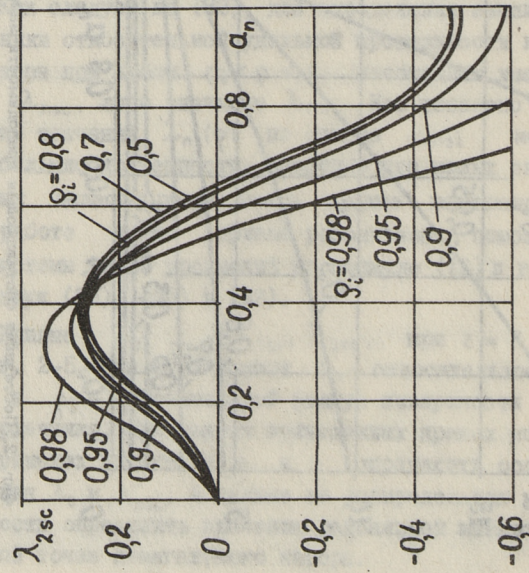
Кривые λ_0 , λ_{1sc} , λ_{2sc} , λ_{3sc} , при $z = 6$ приведены на фиг. 2-5. Для этих кривых a_n - относительное открытие паза, а ρ_i - относительный радиус поверхности внутреннего сердечника. При помощи приведенных кривых можно в широких пределах изменения a_n и ρ_i определить соответствующие значения λ_0 и λ_{nsc} , а дальше по распределению магнитной проводимости определить значения радиальной магнитной индукции в любой точке немагнитного зазора.



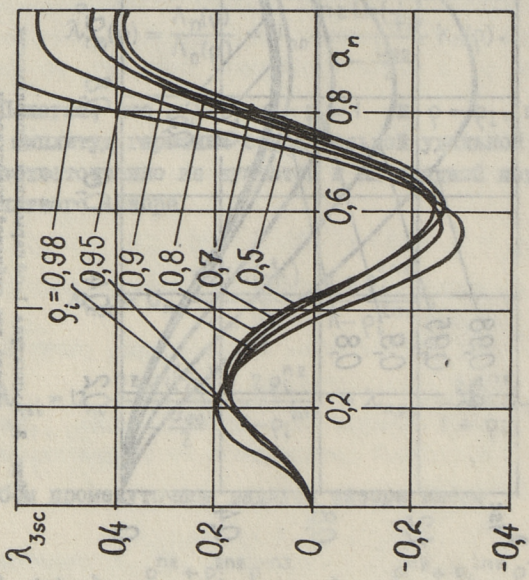
Фиг. 2. Постоянная составляющая проводимости зазора.



Фиг. 3. Амплитуда 1-ой гармоники проводимости зазора для зубчатой поверхности.



Фиг. 4. Амплитуда 2-ой гармоники проводимости на зубчатой поверхности.



Фиг. 5. Амплитуда 3-ей гармоники проводимости на зубчатой поверхности.

Сравнение кривых $\lambda_{нсс}$ данной работы и по [5] показывает, что формы их несколько различаются. Различие между амплитудами гармоник проводимости растет с уменьшением относительного радиуса внутреннего сердечника ρ_i (влияние кривизны немагнитного зазора усиливается) и увеличением относительного открытия паза.

Это еще раз указывает на необходимость учета влияния кривизны немагнитного зазора для определения магнитного поля в МГД-устройствах с вращающимся магнитным полем.

Л и т е р а т у р а

1. В о л ь д е к А.И. Влияние неравномерности воздушного зазора на магнитное поле асинхронной машины. - Электричество, № 12, 1951, с. 40-46.
2. В о л ь д е к А.И. Исследование магнитного поля в воздушном зазоре явнополюсных синхронных машин методом гармонических проводимостей. - Электричество, № 7, 1966, с. 46-51.
3. Г е л л е р Б., Г а м а т а В. Дополнительные поля, моменты и потери мощности в асинхронных машинах. М.-Л., Энергия, 1964. 263 с.
4. В а ж н о в А.И., С у х а н о в В.В. Гармоники магнитного поля в зазоре электрической машины, обусловленные односторонней зубчатостью. - Изв. АН СССР, сер. Энергетика и транспорт, № 6, 1971, с. 53-61.
5. В о л ь д е к А.И., М а т и н В.И. Магнитная проводимость воздушного зазора электрических машин с односторонней зубчатостью. - Изв. АН ЭССР, том 22, Физика, математика, № 2, 1973, с. 179-187.
6. Г р и н б е р г Г.А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М., Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.

The Magnetic Admittance of the
Uneven Annular Non-Magnetic Gap
of MHD-Devices

Summary

The article deals with the problem of distribution of the electromagnetic field in the uneven non-magnetic annulus of the induction MHD-devices by a method of harmonic admittances. The solution of Laplace's equations has been shown in the form of Fourier's rows. The characteristics for harmonic admittances are given in this work.

Л.В. Валдур, П.Б. Кайгу, Л.Р. Реймал

К РАСЧЕТУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И РАЗВИВАЕМОЙ СИЛЫ В ВИНТОВОМ КАНАЛЕ МГД-УСТРОЙСТВА С УЧЕТОМ ГЕОМЕТРИИ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ

Настоящая статья является продолжением работы [1], в которой приведены выражения комплексных амплитуд составляющих векторов электромагнитного поля.

При определении постоянных интегрирования, в этой статье на границах между областями ($z = \pm \Delta/2$) по условию (II) [1] приняты равными только средние значения составляющих напряженности магнитного поля. Из-за этого упрощения существуют все составляющие плотности тока в областях У и УI и получаются неравные выражения потока вектора Пойнтинга на плоскости $z = \pm \Delta/2$, используя выражения векторов соседних областей.

На основе найденных выражений комплексных амплитуд составляющих векторов электромагнитного поля в областях с I по УI определены выражения комплексных мощностей, развиваемая сила и напор.

Комплексная мощность областей и электромагнитная сила в жидком металле (область УI) выражаются через векторы электромагнитного поля:

$$\tilde{S} = \frac{1}{2} \int_V \dot{\vec{E}}_m \dot{\vec{\delta}}_m^* dV + j \frac{\omega}{2} \int_V \dot{\vec{B}}_m \dot{\vec{H}}_m^* dV, \quad (1)$$

и

$$F_{эм} = \frac{\mu_0}{2} \operatorname{Re} \left[\int_V \dot{H}_{mz}^* \dot{\delta}_{my} dV \right], \quad (2)$$

где V — объем областей с I по УI длиной 2τ по оси X;

$\dot{\vec{E}}_m, \dot{\vec{B}}_m$ — комплексные амплитудные значения векторов напряженностей электрического поля и магнитной индукции;

$\overset{*}{\delta}_m, \overset{*}{H}_m$ — сопряженные комплексные амплитудные значения векторов плотности тока и напряженности магнитного поля;

$\overset{*}{H}_{mz}, \overset{*}{\delta}_{my}$ — z и y составляющие соответствующих векторов;

ω — угловая частота в областях с I по У;

ω_2 — угловая частота области УI.

Первый интеграл правой части выражения (I) представляет собой активную мощность потерь области, а второй — реактивную мощность электромагнитного поля.

Подставляя выражения составляющих векторов (I3) по (36) работы [I], получим нижеследующие выражения комплексных мощностей с I по УI области:

$$\tilde{S}_I = \frac{j\omega\mu_0(a+b)\tau}{4\alpha} \left\{ |A_I|^2 2 \operatorname{sh} 2\alpha d_1 - \frac{A_{my}(A_I + \overset{*}{A}_I)}{\operatorname{sh}\alpha\delta_1} [\operatorname{sh}\alpha\delta_1 + \operatorname{sh}\alpha(\delta_1 - \Delta - 2\Delta_K)] + \frac{A_{my}^2}{\operatorname{sh}^2\alpha\delta_1} [\operatorname{sh} 2\alpha\delta_1 - \operatorname{sh} 2\alpha(\Delta/2 + \Delta_K)] \right\}, \quad (3)$$

$$\tilde{S}_{II} = \frac{j\omega\mu_0\tau(a+b)}{2\alpha} |A_{II}|^2 \operatorname{sh} 2\alpha d_2, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{III} = \frac{j\tau(a+b)\omega\mu_0\lambda_K^*}{\alpha^2} \left\{ |A_{III}|^2 [\operatorname{ch}\lambda_K(\Delta/2 + \Delta_K)\operatorname{sh}\lambda_K^*(\Delta/2 + \Delta_K) - \right. \\ \left. - \operatorname{ch}\lambda_K\Delta/2\operatorname{sh}\lambda_K^*\Delta/2] + |B_{III}|^2 [\operatorname{sh}\lambda_K(\Delta/2 + \Delta_K)\operatorname{ch}\lambda_K^*(\Delta/2 + \Delta_K) - \right. \\ \left. - \operatorname{sh}\lambda_K\Delta/2\operatorname{ch}\lambda_K^*\Delta/2] + A_{III}\overset{*}{B}_{III} [|\operatorname{ch}\lambda_K(\Delta/2 + \Delta_K)|^2 - |\operatorname{ch}\lambda_K\Delta/2|^2] + \right. \\ \left. + B_{III}\overset{*}{A}_{III} [|\operatorname{sh}\lambda_K(\Delta/2 + \Delta_K)|^2 - |\operatorname{sh}\lambda_K\Delta/2|^2] \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{IV} = & \frac{j\tau(a+b)\omega\mu_0\lambda_k^*}{\alpha^2} \left\{ |A_{IV}|^2 \left[\operatorname{ch}\lambda_k(\Delta/2+\Delta_k) \operatorname{sh}\lambda_k^*(\Delta/2+\Delta_k) - \right. \right. \\ & - \operatorname{ch}\lambda_k\Delta/2 \operatorname{sh}\lambda_k^*\Delta/2 \left. \right] + |B_{IV}|^2 \left[\operatorname{sh}\lambda_k(\Delta/2+\Delta_k) \operatorname{ch}\lambda_k^*(\Delta/2+\Delta_k) - \right. \\ & - \operatorname{sh}\lambda_k\Delta/2 \operatorname{ch}\lambda_k^*\Delta/2 \left. \right] + A_{IV}^* B_{IV} \left[|\operatorname{ch}\lambda_k\Delta/2|^2 - |\operatorname{ch}\lambda_k(\Delta/2+\Delta_k)|^2 \right] + \\ & + B_{IV}^* A_{IV} \left[|\operatorname{sh}\lambda_k\Delta/2|^2 - |\operatorname{sh}\lambda_k(\Delta/2+\Delta_k)|^2 \right] \left. \right\}; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}_Y = & \frac{\tau}{\gamma_k} \left\{ |A_{IV}|^2 \Delta \operatorname{th}\lambda_k b \left(\frac{1}{\lambda_k^*} + \frac{2j\omega\mu_0\gamma_k}{|\lambda_k|^4 \check{V}} \right) + \frac{\Delta}{2} \sum \frac{|d_n|^2 \alpha_n^2 \operatorname{th}\lambda_{nk} b}{\left(\frac{n\pi}{\Delta}\right)^2} \times \right. \\ & \times \left(\frac{1}{\lambda_{nk}^*} + \frac{2j\omega\mu_0\gamma_k}{|\lambda_{nk}|^4 \check{U}} \right) + \frac{b j \omega \mu_0 \gamma_k}{\lambda_k} \times \\ & \times \left[\left(B_{IV}^* + \frac{C_{IV}}{\operatorname{th}\lambda_k^* \Delta} \right) \left(C_{IV} + \frac{B_{IV}}{\operatorname{th}\lambda_k \Delta} \right) - \frac{B_{IV} C_{IV}}{|\operatorname{sh}\lambda_k \Delta|^2} \right] \left. \right\}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{VI} = & \frac{\tau}{\gamma_m} \left\{ \frac{\Delta}{2} \sum \frac{|b_n|^2 \alpha_n^2 \operatorname{th}\lambda_n a}{\left|\frac{n\pi}{\Delta}\right|^2} \left(\frac{1}{\lambda_n^*} - \frac{2j\omega_2 \mu_0 \gamma_k \operatorname{th}\lambda_n a}{|\lambda_n|^2 \check{U} \operatorname{th}\lambda_{nk} b} \right) + \right. \\ & + |A_{VI}|^2 \Delta \operatorname{th}\lambda a \left(\frac{1}{\lambda^*} - \frac{2j\omega_2 \mu_0 \gamma_k \operatorname{th}\lambda a}{|\lambda|^4 \operatorname{th}\lambda_k b \check{V}} \right) + \frac{j\omega_2 \mu_0 \gamma_m a}{\lambda} \times \\ & \times \left[\left(B_{VI}^* + \frac{C_{VI}}{\operatorname{th}\lambda^* \Delta} \right) \left(C_{VI} + \frac{B_{VI}}{\operatorname{th}\lambda \Delta} \right) - \frac{B_{VI} C_{VI}}{|\operatorname{sh}\lambda \Delta|^2} \right] \left. \right\}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} F_{ЭМ} = & \mu_0 \tau \left\{ \alpha a \operatorname{Im} \left[\left(B_{VI} + \frac{C_{VI}}{\operatorname{th}\lambda \Delta} \right) \left(C_{VI} + \frac{B_{VI}^*}{\operatorname{th}\lambda^* \Delta} \right) \frac{1}{\lambda} + \frac{B_{VI} C_{VI}^*}{\lambda |\operatorname{sh}\lambda \Delta|^2} \right] + \right. \\ & + \frac{\Delta \gamma_k \alpha}{2 \gamma_m} \operatorname{Im} \left[\sum_n \frac{|b_n \operatorname{th}\lambda_n a|^2}{\left(\frac{n\pi}{\Delta}\right)^2 \lambda_n^* \check{U} \operatorname{th}\lambda_{nk} b} \right] + \frac{\Delta \gamma_k |A_{VI} \operatorname{th}\lambda a|^2}{\alpha \gamma_m |\lambda|^4} \times \\ & \times \operatorname{Im} \left[\frac{\lambda^2}{\operatorname{th}\lambda_k b \check{V}} \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где сопряженные комплексные величины обозначены знаком "*".

Анализ расчетных данных произведен при геометрических размерах МГД-насосов НИВ-15 ($a = 0,013$ м, $b = 0,001$ м,

$\Delta = 0,02$ м, $\Delta_k = 0,002$ м, $d_1 = 0,004$ м, $\delta = 0,0285$ м, $s = 0,66$, $\gamma_k = 9,16 \cdot 10^5$ см/м, $\gamma_m = 1,148 \cdot 10^6$ см/м, $\tau = 0,2873$ м) и НИВ-30 ($a = 0,019$ м, $\Delta = 0,021$ м, $\delta = 0,0295$ м, $s = 0,55$, остальные параметры такие же, как у НИВ-15) [2, 3].

На основе расчетных данных можно сказать следующее:

- 1) z - и x - составляющие плотности тока в 100 раз меньше, чем y - составляющая;
- 2) амплитудные значения z -составляющей напряженности магнитного поля и y -составляющей плотности тока увеличиваются не более чем на 3,5 % по толщине областей У и У1;
- 3) объемная плотность электромагнитной силы увеличивается не более чем на 7 % по толщине области У1.

Расчетные электромагнитные силы по (9) при $A_{m\gamma} = 1$ А/м, $F_{эм} = 4,52 \cdot 10^{-9}$ Н (НИВ-15) и $F_{эм} = 6,76 \cdot 10^{-9}$ Н (НИВ-30).

Из результатов опыта [2] для НИВ-15 выбраны следующие данные: при линейном токе 44 А давление МГД-насоса $2,65 \cdot 10^5$ Па, при 52 А давление $3,92 \cdot 10^5$ Па. Во время опытов производительность МГД-насоса 3 кг/с. Опытная эквивалентная электромагнитная сила равна $F_{эм} = 5,36 \cdot 10^{-9}$ Н. Эта сила получена при амплитуде 1 А/м первой гармоники токовой нагрузки [4], опытная сила умножена на отношение коэффициентов электромагнитных напоров [5] реального насоса и бесконечно длинного МГД-насоса.

Из результатов опыта [2] для НИВ-30 выбраны следующие данные: при линейном токе 85 А давление $3,67 \cdot 10^5$ Па. Опытная эквивалентная электромагнитная сила равна $6,94 \cdot 10^{-9}$ Н.

Анализ расчетных результатов показывает, что z - и x -составляющие плотностей тока в винтовом канале на два порядка меньше, чем y -составляющая, и их учет в инженерных расчетах нецелесообразен.

Амплитудные значения z -составляющей напряженностей магнитного поля и y -составляющей плотностей тока увеличиваются на 3,5 % в направлении оси z по толщине областей У и У1, а соответственно и объемная плотность электромаг-

нитной силы увеличивается не более чем на 7 % по толщине области VI. Такое распределение силового поля необходимо учесть при расчете и анализе МГД-процессов в винтовом канале и более конкретно-при учете изменения профиля скорости в винтовом канале.

При сопоставлении расчетных и экспериментальных данных развиваемых электромагнитных сил видно, что опытные данные превышают расчетные на 17 % (для НИВ-15) и на 3 % (для НИВ-30).

Такое расхождение данных объясняется тем, что выбранная расчетная модель плоская и не учитывается МГД-процессами, т.е. жидкость движется как квазитвердое тело.

Л и т е р а т у р а

1. В а л д у р Л.В., Р е й м а л Л.Р. К расчету электромагнитного поля в винтовом канале МГД-устройства с учетом геометрии и электрофизических параметров. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1978, № 456, с. 19-32.

2. Результаты экспериментальных исследований и контурных испытаний головных образцов серий МГД-насосов с винтовым каналом на температуру до 650 °С. - Тезисы докладов семинара по прикладной магнитной гидродинамике. Пермь, 1978, с. 3-8. / Э.В. Амброзен, В.Н. Бичеров, Я.Р. Пяярн и др.

3. П я я р е н Я.Р., Р е й м а л Л.Р. - Техническое описание и инструкция по монтажу и эксплуатации индукционных МГД-насосов с винтовым каналом типов НИВ-15, НИВ-30, НИВБП-30/7А, НИВБП-30/7С (вместе с комплектом рабочих чертежей). Таллин, 1978, с. 20.

4. В а л д у р Л.В., Я н е с Х.И. Определение электромагнитного поля плоского линейного двустороннего индуктора на модели с одномерным чередованием индукторов с учетом длины вылета лобовых частей обмотки. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1973, № 336, с. 55-65.

5. К е с к ю л а В.Ф., Р е й м а л Л.Р. Учет краевых эффектов и электромагнитных процессов во вторичной системе высокотемпературного индукционного насоса с винтовым каналом. - В сб. Электрические машины, вып.15, Таллин, 1971, с. 217-233.

L. Valdur, P. Kaigu, L. Reimal

Estimation of an Electromagnetic Field and Electromagnetic Force in the Thread Canal of a Magnetohydrodynamic Device Considering the Measurements and Electrophysical Parameters

Summary

The paper deals with the distribution of the complex power in the secondary system and electromagnetic force. Calculation and measuring electromagnetic forces are derived.

О МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ТЕПЛОВЫХ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ
ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

В [1] была предложена методика расчета стационарных тепловых режимов плоских индукционных насосов, распространяемая и на другие линейные электрические машины. Методика основывалась на применении тепловых схем замещения, содержащих источники тепла и тепловые сопротивления.

Для расчета тепловых переходных процессов необходимо дополнить схему замещения тепловыми емкостями и учесть явления аккумуляции тепла. При этом, в зависимости от допускаемых погрешностей расчета, могут приниматься одни или другие упрощающие допущения, важнейшими из которых могут считаться следующие:

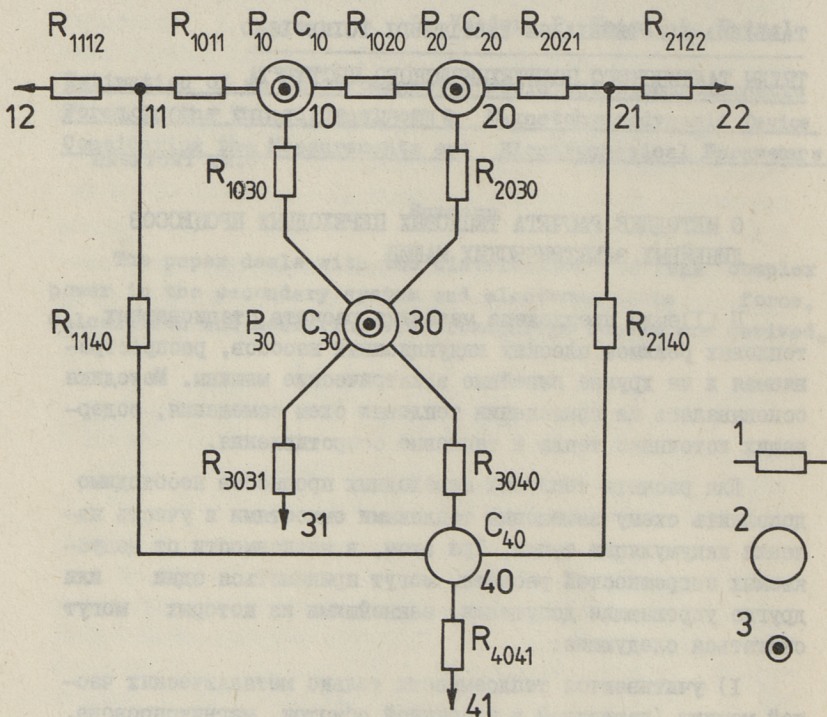
1) учитываются теплоемкости только металлических частей машины (первичной и вторичной обмоток, магнитопровода, корпуса и т.п.), а теплоемкость электро- и теплоизоляционных материалов считается равной нулю;

2) температура металлических частей или узлов, не разделенных на части тепловыми сопротивлениями, считается по всему объему одинаковой;

3) условия теплоотвода с какой-либо поверхности считаются по всей поверхности одинаковыми;

4) если первичная система машины состоит из нескольких индукторов, то их устройство и условия теплоотдачи считаются одинаковыми.

В качестве примера на фиг. 1 приведена тепловая схема замещения одного из разновидностей линейных электрических машин — плоского линейного асинхронного двигателя (или плоского линейного индукционного насоса) защищенного ис-



Фиг. 1. Упрощенная тепловая схема замещения линейной электрической машины, используемая для расчета тепловых переходных процессов:

P_{10} , P_{20} , P_{30} - тепловые мощности, генерируемые соответственно в первичной обмотке, во вторичной системе (предполагаемой цельной) и в магнитопроводе первичной системы; C_{10} , C_{20} , C_{30} , C_{40} - тепловые емкости соответственно первичной обмотки, вторичной системы, первичного магнитопровода и корпуса машины; R_{1020} - тепловое сопротивление между первичной обмоткой и вторичной системой; R_{1030} - тепловое сопротивление между первичной обмоткой и магнитопроводом (сопротивление пазовой изоляции); R_{2030} - тепловое сопротивление между магнитопроводом и вторичной системой; R_{3040} - тепловое сопротивление между магнитопроводом и корпусом машины; R_{1011} и R_{2021} - тепловые сопротивления изоляции соответственно первичной обмотки и вторичной системы, соприкасающейся с внутренней средой машины; R_{1112} , R_{2122} , R_{3031} - сопротивления конвективной теплоотдачи во внутреннюю среду машины или к охлаждающему агенту; R_{1140} и R_{2140} - сопротивления излучательной теплопередачи корпусу машины; R_{4041} - сопротивление конвективной и излучательной теплоотдачи с поверхности корпуса машины.

Условные обозначения: 1 - тепловое сопротивление; 2 - тепловая емкость; 3 - источник тепла.

полнения, составленная с учетом перечисленных допущений. Тепловые емкости в этой схеме обозначены кругами и совмещены с соответствующими узлами схемы. То, что некоторые элементы машины (первичная обмотка, вторичная система, магнитопровод) являются одновременно как генераторами, так и аккумуляторами тепла, учтено размещением условных изображений источников тепла внутри соответствующих изображений тепловых емкостей. Для систематизации обозначений узлов и элементов схемы принята двузначная нумерация узлов (первая цифра выражает принадлежность узла к какому-либо главному узлу, вторая цифра — относительную удаленность от главного узла) и соответствующая этому четырехзначная нумерация тепловых сопротивлений.

Расчет тепловых сопротивлений может проводиться по формулам, приведенным в [1]. Более подробно этот вопрос рассматривается в специальной литературе ([2],[3] и др.). Отметим, что теплоотдачу в окружающую среду часто удобнее вычислять не через тепловые сопротивления, а другими формулами. Так, тепловой поток, отдаваемый конвекцией, может вычисляться формулой

$$P = \alpha A_k (\bar{T} - \bar{T}_0), \quad (1)$$

где α — коэффициент теплоотдачи конвекцией;

A_k — поверхность конвективной теплоотдачи;

\bar{T} — средняя температура поверхности теплоотдачи;

\bar{T}_0 — средняя температура окружающей среды или охлаждающего агента у поверхности теплоотдачи.

Тепловой поток излучения может определяться известной формулой

$$P = \sigma \varepsilon_* A_{\text{и}} (T^4 - T_0^4), \quad (2)$$

где σ — постоянная Стефана-Больцмана, равная $5,67032 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴);

ε_* — коэффициент поглощения;

$A_{\text{и}}$ — поверхность теплоотдачи излучением;

T — абсолютная температура поверхности теплоотдачи;

T_0 — абсолютная температура окружающей среды или теплопринимающей поверхности.

Тепловые сопротивления теплоотдачи нужны, однако, для оценки распределения тепловых потоков на некоторых этапах

расчета. Для этой цели они могут определяться формулой

$$R = \frac{\bar{\tau}_1 - \bar{\tau}_2}{P}. \quad (3)$$

Как в предыдущих формулах, так и в последующих предполагается использование системы когерентных единиц физических величин по СИ [4].

Аккумуляция тепла нагревающимися массами характеризуется выражением

$$P dt = m c d\bar{\tau}, \quad (4)$$

где P — аккумулирующийся тепловой поток;

t — время;

m — масса материала, поглощающего тепло;

c — удельная теплоемкость материала.

Произведение mc может называться тепловой емкостью данного элемента. В схемах замещения оно может рассматриваться как аналог электрической емкости C .

Тепловые сопротивления и тепловые емкости, как правило, существенно зависят от температуры и поэтому задача расчета переходного процесса чаще всего оказывается нелинейной. При решении этой задачи на ЭВМ могут применяться различные численные методы расчета; наиболее простым из них может считаться метод последовательных интервалов времени, сводящийся к решению дифференциальных уравнений методом Эйлера (методом Рунге-Кутты I-го порядка).

В случае использования метода последовательных интервалов порядок расчета, после составления схемы замещения и аналитических зависимостей, характеризующих каждый элемент этой схемы, представляется следующим:

1) определяются начальные условия (например, начальные значения температуры всех узлов схемы);

2) вычисляются тепловые сопротивления, коэффициенты теплоотдачи и другие зависящие от температуры показатели, характеризующие элементы схемы замещения;

3) вычисляются тепловые потоки всех ветвей схемы, пользуясь формулами (1), (2) и (3), а также I-ым законом Кирхгофа для разветвленной схемы;

4) вычисляются генерируемые тепловые потоки;

5) вычисляются аккумулирующиеся тепловые потоки, используя выражения

$$P_a = P_1 - P_2, \quad (5)$$

где P_a - аккумулирующийся тепловой поток;

P_1 - суммарный тепловой поток, поступающий к узлу, содержащему тепловую емкость (в частном случае - генерируемый тепловой поток);

P_2 - суммарный тепловой поток, отводимый от узла.

6) вычисляется повышение температуры узлов, содержащих тепловые емкости, используя видоизменение формулы (4)

$$\Delta \bar{t} = \frac{1}{mc} P_a \Delta t, \quad (6)$$

где Δt - выбранный интервал времени, с учетом зависимости величины c от температуры;

7) вычисляются новые значения температуры аккумулирующих узлов

$$\bar{t}_{i+1} = \bar{t}_i + \Delta \bar{t}; \quad (7)$$

8) по отдаваемому тепловому потоку вычисляется повышение температуры охлаждающего агента у всех поверхностей конвективного теплоотвода;

9) аналогично п. 7 вычисляются новые значения средней температуры охлаждающего агента.

10) по тепловым сопротивлениям, определенным в п. 2, вычисляются новые значения температуры всех остальных узлов схемы;

II) переходят к новому циклу вычислений (п. 2...10), сохраняя тот же интервал времени или выбирая другой. Перед этим возможно уточнение результатов пройденного цикла путем замены начальных значений температуры средними за интервал времени значениями.

Приведенная схема расчета позволяет, в целях сокращения времени расчета, использовать вычислительные устройства с параллельным проведением вычислений. В частности, могут быть использованы многопроцессорные устройства, в которых для каждого элемента схемы замещения предусмотрен отдельный процессор.

Основным достоинством метода последовательных интервалов в данном случае может считаться то, что он не требует составления дифференциальных уравнений переходного процесса. Исходными выражениями являются зависимости между температурой и тепловым потоком каждого отдельного элемента схемы замещения.

Чтобы погрешности расчета, вызванные применением метода последовательных интервалов, не выходили за допускаемые пределы, приходится выбирать относительно малые интервалы времени; ожидаемые погрешности, как известно, пропорциональны квадрату интервала [5]. Оптимальные интервалы выявляются обычно после накопления соответствующего опыта. Однако ориентировочно, исходя из экспоненциального характера процесса нагрева, можно считать, что в случае постоянных интервалов и без применения указанной в п. II коррекции, методическая погрешность вычисляемых температур не превышает 1 %, если интервалы времени не превышают 2 % от полного времени нагрева при включении машины в холодном состоянии.

Схема на фиг. I, как уже указывалось, приведена только в качестве примера и не является единственно возможной. В ней, в частности, не предусмотрен обдув воздушного зазора между индуктором и вторичной системой, встречающийся достаточно часто, но составление тепловых схем замещения и для более сложных случаев обычно не вызывает затруднений; путем соответствующего уточнения схем может быть учтено также неравномерное распределение температуры по длине машины, по толщине магнитопровода или обмотки, по поверхности корпуса и т.п. Однако и в таких случаях вышерассмотренный метод расчета сохраняет свою применимость и поэтому может считаться достаточно универсальным.

Л и т е р а т у р а

1. Р и с т х е й н Э.М. Методика теплового расчета плоских индукционных насосов. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, серия А, 1962, № 197, с. 119-142.

2. Г о т т е р Г. Нагревание и охлаждение электрических машин. М., Госэнергоиздат, 1961. 480 с.

3. Ф и л и п п о в И.Ф. Основы теплообмена в электрических машинах. М., Энергия, 1974. 384 с.

4. СТ СЭВ 1052-78. Метрология. Единицы физических величин.

5. Levin, M., Ülm, S. Arvutusmeetodite käsiraamat. Tallinn, Valgus, 1977. 320 lk.

(Левин М.И., Ульм С.Ю. Справочник по вычислительным методам. На эстонском языке).

E. Risthein

A Calculation Method of the Thermal Transient Behaviour of Linear Electric Machines

Summary

It is demonstrated on example of a linear induction motor that the calculation of thermal transient processes in electric machines can be founded upon thermal equivalent circuits containing thermal resistances and capacities. By computer-aided sequential interval step-by-step method of calculation a multiple instruction multiple data (MIMD) computer structure can be used.

РАСЧЕТ ПЕРЕХОДНОГО ТЕПЛОВОГО РЕЖИМА ЛИНЕЙНОГО
ПЛОСКОГО ИНДУКЦИОННОГО НАСОСА ЭМН-7

В некоторых случаях эксплуатации индукционных насосов требуется определить зависимости температур и тепловых потоков от времени в разных режимах работы. При включении насоса желательно знать, повышает ли выделяемая мощность индуцированных токов в стенках канала температуру канала до требуемого значения.

Авторы А.В. Конт и В.А. Сиймар в хозяйственных работах ТПИ введением тепловых емкостей в тепловую схему замещения получают дифференциальные уравнения для определения температур, порядок которых равен числу учитываемых при расчете тепловых емкостей.

С целью уменьшения трудоемкости необходимой для решения дифференциальных уравнений высших порядков, получаемых при четырех или пяти тепловых емкостях, в настоящей работе использован метод последовательных интервалов [1].

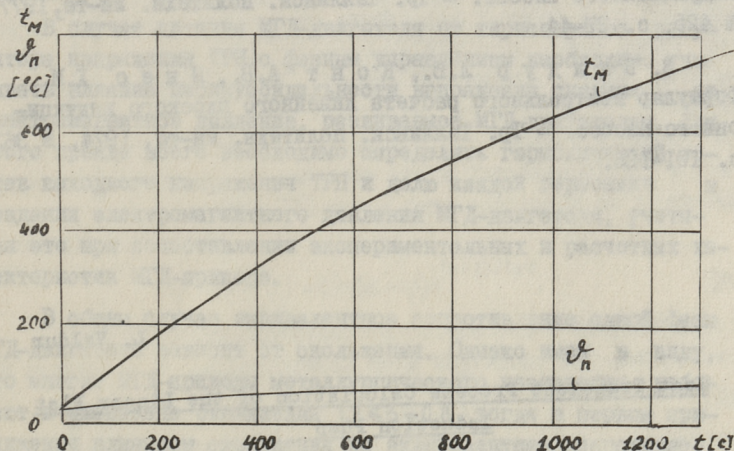
Использованная для расчета теплового переходного режима линейного плоского двустороннего насоса тепловая схема замещения, приведенная на фиг. 1 (для 1/4 насоса), получена на основе [2]. Обозначение температур, тепловых сопротивлений, потоков и потерь в отдельных частях насоса такое же как и в [2]. Кроме вышеприведенных на фиг. 1 имеется пять тепловых емкостей (условный знак "O"): C_1 - теплоемкость лобовых частей обмотки, C_3 - теплоемкость зубцов, $C_{сн}$ - теплоемкость спинки, C_n - теплоемкость пазовой части обмотки, C_2 - теплоемкость вторичной системы, пять аккумулируемых тепловых потоков в соответствующих емкостях: Q_1 , Q_3 , $Q_{снс}$, Q_n и Q_2 , P'_2 - мощность потерь во вторичной системе (мощности потерь обозначены знаком "o").

$$Q_3 = P'_3 + Q_{3k} + Q_{n3} - Q_{30},$$

$$Q_{\text{сnc}} = P'_{\text{сnc}} + Q_{\text{ng}} + Q_{30} - Q_{\text{сnc}}.$$

$$Q_2 = P'_2 - Q_{3k}$$

и приращение температур $\Delta \tilde{n}_n$, $\Delta \tilde{n}_l$, $\Delta \tilde{n}_3$, $\Delta \tilde{n}_{\text{сnc}}$ и Δt_m в течение интервала Δt . После определения новых исходных температур для следующего интервала ($\tilde{n}_n = \tilde{n}_n + \Delta \tilde{n}_n$ и т. д.) расчет повторяется.



Фиг. 2. Расчетные кривые переходного процесса температуры вторичной системы t_m и пазовой части обмотки \tilde{n}_n .

Приведен расчетный пример переходного режима линейного индукционного насоса ЭМН-7 (фиг. 2). Данные насоса приведены в примере расчета [2], из этих данных новые значения имеют $\delta = 7$ см, $\gamma_d = 1,25 \cdot 10^6$ См/м, $d' = 3$ мм, $2a = 12$ см, $\lambda_k = 0,15$ Вт/К.м². Исходная температура насоса 40 °С. Интервал времени $\Delta t = 10$ с.

Расчет показал, что температура вторичной системы повышалась до требуемого значения $t_m = 750$ °С за 1300 с. При этом температура пазовой части обмотки \tilde{n}_n меньше 90 °С.

Разработанный расчет переходного теплового режима можно использовать для проверки скорости подогрева канала при

применении разных теплоизоляционных материалов канала и систем охлаждения.

Л и т е р а т у р а

1. Р и с т х е й н Э.М. О методике расчета тепловых переходных процессов линейных электрических машин. См. наст. сб. с. 71-77.

2. В а л д у р Л.В., К о н т А.В., Я н е с Х.И. Формуляр теплового контрольного расчета линейного плоского индукционного насоса. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1977, № 425, с. 27-44.

3. В а л д у р Л.В., К о н т А.В., Я н е с Х.И. Формуляр контрольного расчета линейного плоского индукционного насоса. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, 1974, № 363, с. 101-126.

L. Valdur

Heat Transient Process Calculation of the Linear Flat Induction Pump

Summary

The paper presents the calculation of heat transient process of the linear flat induction pump.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ТИРИСТОРНОГО МГД-ПРИВОДА

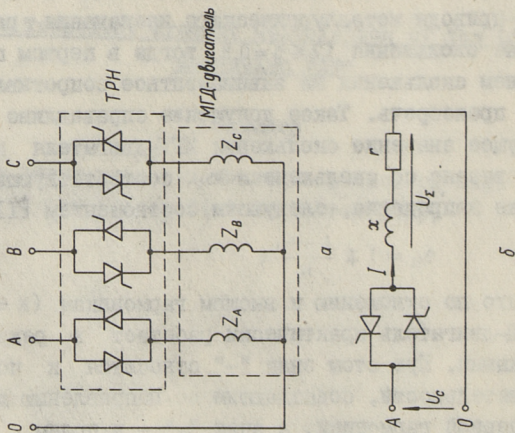
В случае питания МГД-двигателя от тиристорного регулятора напряжения ТРН с фазным управлением необходимо учитывать влияние несинусоидальности напряжения питания на электромагнитное давление, развиваемое МГД-двигателем. Для этого прежде всего необходимо определить гармонический состав выходного напряжения ТРН и долю каждой гармоники в создании электромагнитного давления МГД-двигателя, учитывая это при сопоставлении экспериментальных и расчетных характеристик МГД-привода.

В общем случае эквивалентное сопротивление одной фазы МГД-двигателя зависит от скольжения. Однако имея в виду, что многие МГД-приводы металлургического назначения работают в диапазоне скольжения $1,2 \leq s \leq 0,8$, тогда в первом приближении влиянием скольжения на эквивалентное сопротивление фазы можно пренебречь. Такое допущение справедливо тем более, что текущее значение скольжения МГД-двигателя k -ой гармоники s_k связано со скольжением s_1 , соответствующим первой гармонике напряжения, следующим соотношением [1]:

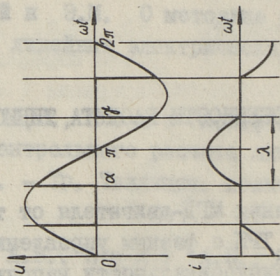
$$s_k = 1 \mp \frac{1 - s_1}{k}, \quad (I)$$

откуда видно, что по отношению к высшим гармоникам ($k = 5; 7; 11; \dots$) МГД-двигатель практически работает в режиме короткого замыкания. При этом знак "-" относится к полям прямой последовательности, совпадающим по направлению движения с полем первой гармоники, а знак "+" - к полям обратной последовательности.

Таким образом, для тиристорного регулятора напряжения МГД-двигатель является трехфазной активно-индуктивной на-



Фиг. 1. Принципиальная схема включения ТРН и МГД-привода:
 а - силовая схема; б - расчетная схема.



Фиг. 2. Кривые напряжения и тока однофазного ТРН при активно-индуктивной нагрузке.

грузкой с неизменными эквивалентными сопротивлениями в каждой фазе, определяемыми или расчетным путем, или экспериментально из опыта короткого замыкания. Принципиальная схема включения ТРН и МГД-двигателя, применяемая в ходе экспериментального исследования, показана на фиг. 1а.

При соединении обмоток индуктора МГД-двигателя в звезду с нулевым проводом по схеме на фиг. 1а, коммутация тиристоров в каждой фазе происходит независимо. При симметричном управлении, когда угол управления α , отсчитываемый от момента перехода кривой напряжения соответствующей фазы через нуль, для каждого из тиристоров в любой фазе одинаков, любая фаза может быть рассмотрена как однофазная схема, показанная на фиг. 1б [1]. Графики напряжения и тока изображены на фиг. 2, где угол запираания тиристоров обозначен через γ . При естественной коммутации тиристоров угол запираания зависит от соотношения углов управления α и нагрузки φ и на основе [1] может быть определен из трансцендентного уравнения

$$\sin(\gamma - \varphi) = \sin(\alpha - \varphi) e^{(\alpha - \gamma) / \text{tg} \varphi}. \quad (2)$$

Угол нагрузки определяется соотношением индуктивного X и активного r сопротивлений фазы индуктора МГД-двигателя:

$$\varphi = \arctg \frac{X}{r}. \quad (3)$$

При питании МГД-двигателя несинусоидальным напряжением развиваемое им электромагнитное давление образуется отдельными гармониками давления:

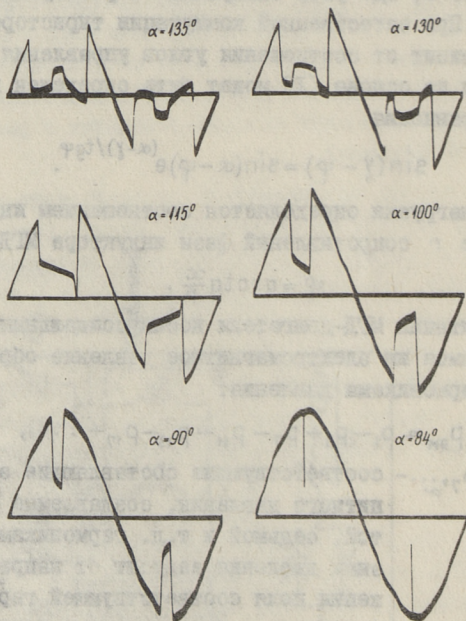
$$P_{\text{эм}} = P_1 - P_5 + P_7 - P_{11} + P_{13} - P_{17} + \dots, \quad (4)$$

где P_1, P_5, P_7, \dots — соответствующие составляющие электромагнитного давления, создаваемые первой, пятой, седьмой и т.д. гармониками, причем знак давления зависит от направления движения поля соответствующей гармоники по отношению к бегущему полю первой гармоники.

Однако, как показано в [2], влиянием высших гармоник напряжения в создании электромагнитного давления МГД-двигателя в первом приближении можно пренебречь, так что для сопоставления расчетных и экспериментальных данных достаточно определить основную гармонику напряжения питания МГД-двигателя.

При экспериментальном исследовании установившихся режимов напряжение питания обычно измеряется вольтметром с электромагнитной измерительной системой, показание которого дает действующее значение U_{Σ} фазного напряжения индуктора. Установив связь между действующим значением U_{Σ} фазного напряжения и его первой гармоникой U_1 , можно осуществить переход от непосредственных экспериментальных характеристик к сопоставляемым с расчетными характеристиками.

Однако следует иметь в виду, что фазные обмотки МГД-двигателя, как любой трехфазной электрической машины, имеют трансформаторную связь между собой, что вызывает дополнительное искажение напряжения питания, измеряемого на фазной обмотке индуктора.



Фиг. 3. Осциллограммы фазного напряжения МГД-двигателя при питании его от ТРН.

Дело в том, что в то время, когда оба тиристора в фазе заперты, в отключенной обмотке наводится э.д.с. от токов

в остальных фазах. В результате, реальные графики изменения во времени фазного напряжения, показанные на фиг. 3, отличаются от идеального, показанного на фиг. 2. Это, в свою очередь, сказывается на показаниях вольтметра.

Учитывая, что индуцированное напряжение не принимает участия в создании электромагнитного давления, так как ток фазы в это время равен нулю, необходимо установить связь между действующим значением фазного напряжения с учетом трансформации между фазами и первой гармоникой фазного напряжения без учета трансформации.

Согласно [1] ток фазы в интервале проводимости тиристора

$$i = \frac{U_m}{Z} \left[\sin(\omega t - \varphi) - \sin(\alpha - \varphi) e^{-(\omega t - \alpha)/\text{tg}\varphi} \right], \quad (5)$$

где U_m — амплитудное значение фазного напряжения сети;
 Z — эквивалентное полное сопротивление фазы индуктора МГД-двигателя.

Соответствующее этому току индуцированное фазное напряжение в отключенной фазе

$$U_u = -M \frac{di}{dt} = -\frac{\omega M}{Z} U_m \left[\cos(\omega t - \varphi) + \frac{1}{\text{tg}\varphi} \sin(\alpha - \varphi) e^{-(\omega t - \alpha)/\text{tg}\varphi} \right], \quad (6)$$

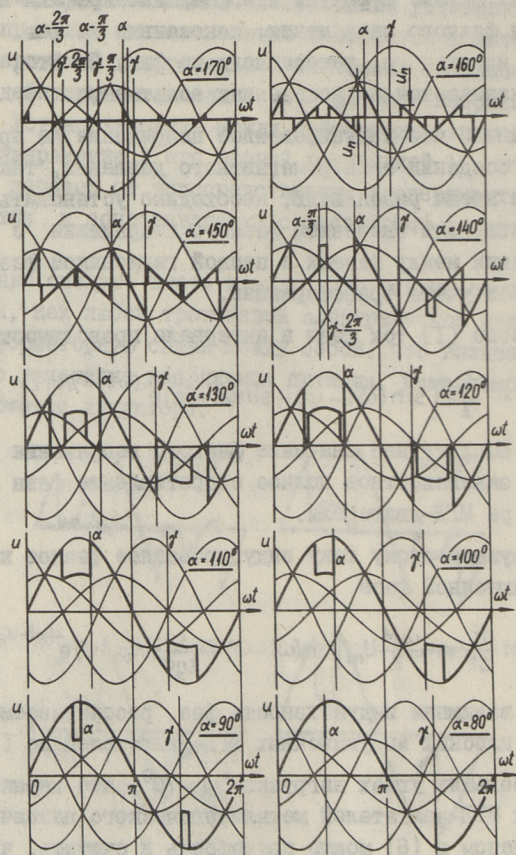
где M — взаимная индуктивность фаз, рассчитываемая для плоских индукционных МГД-двигателей по [3].

При больших углах нагрузки ($\varphi > 70^\circ$, что характерно для многих МГД-двигателей металлургического назначения) последним членом в (6) можно пренебречь и считать, что индуцированное в отключенной фазе напряжение изменяется практически синусоидально:

$$U_u = -\frac{\omega M}{Z} U_m \cos(\omega t - \varphi) = K_{\text{Тр}} U_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (7)$$

где $K_{\text{Тр}}$ — коэффициент трансформации.

С учетом вышеизложенного, мгновенные значения фазного напряжения для различных интервалов времени выражаются согласно таблице I, причем в зависимости от величины угла проводимости тиристора $\lambda = \gamma - \alpha$ можно различать три режима работы. Рассчитанные для примера кривые фазного напряжения для угла нагрузки $\varphi = 30^\circ$ и коэффициента трансформации $K_{\text{Тр}} = 0,5$ при различных углах управления α показаны на фиг. 4.



Фиг. 4. Расчетные кривые фазного напряжения МГД-двигателя при питании его от ТРН для различных углов управления тиристоров.

Действующее значение фазного напряжения, изображенного на фиг. 4, рассчитывается по общеизвестной формуле

$$U_{\Sigma} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_{\gamma-\pi}^{\pi} u^2 d\omega t}, \quad (8)$$

согласно которой, опустив промежуточные преобразования, для первого режима работы согласно таблице I ($0 \leq \lambda \leq \pi/3$)

$$U_{\Sigma*} = \sqrt{\frac{1}{\pi}(2K_{\text{тр}}^2 + 1) \left[\gamma - \alpha + \frac{1}{2}(\sin 2\alpha - \sin 2\gamma) \right]}, \quad (9)$$

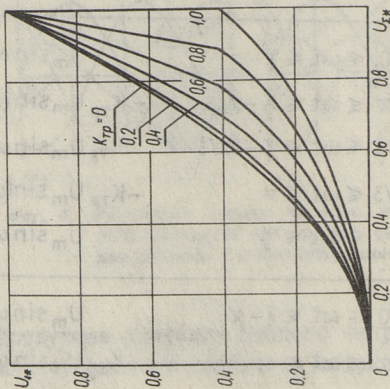
причем базовым напряжением в данном случае выбрано действующее значение фазного напряжения сети $U_m/\sqrt{2}$.

Т а б л и ц а I

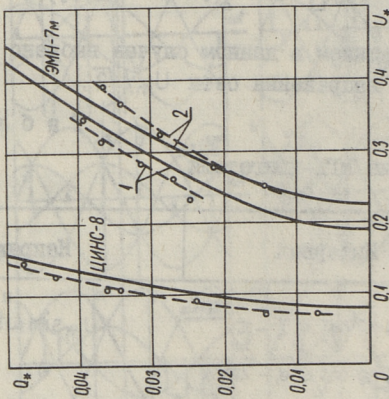
Фазное напряжение МГД-двигателя

Режим работы	Интервал	Напряжение
$0 \leq \lambda \leq \pi/3$	$0 \leq \omega t \leq \gamma - \pi$	$U_m \sin \omega t$
	$\gamma - \pi \leq \omega t \leq \alpha - 2\pi/3$	0
	$\alpha - 2\pi/3 \leq \omega t \leq \gamma - 2\pi/3$	$-K_{\text{тр}} U_m \sin(\omega t + 2\pi/3)$
	$\gamma - 2\pi/3 \leq \omega t \leq \alpha - \pi/3$	0
	$\alpha - \pi/3 \leq \omega t \leq \gamma - \pi/3$	$-K_{\text{тр}} U_m \sin(\omega t - 2\pi/3)$
	$\gamma - \pi/3 \leq \omega t \leq \alpha$	0
$\pi/3 \leq \lambda \leq 2\pi/3$	$\alpha \leq \omega t \leq \gamma$	$U_m \sin \omega t$
	$0 \leq \omega t \leq \gamma - \pi$	$U_m \sin \omega t$
	$\gamma - \pi \leq \omega t \leq \alpha - \pi/3$	$-K_{\text{тр}} U_m \sin(\omega t + 2\pi/3)$
	$\alpha - \pi/3 \leq \omega t \leq \gamma - 2\pi/3$	$K_{\text{тр}} U_m \sin \omega t$
	$\gamma - 2\pi/3 \leq \omega t \leq \alpha$	$-K_{\text{тр}} U_m \sin(\omega t - 2\pi/3)$
$2\pi/3 \leq \lambda \leq \pi$	$\alpha \leq \omega t \leq \gamma$	$U_m \sin \omega t$
	$0 \leq \omega t \leq \gamma - \pi$	$U_m \sin \omega t$
	$\gamma - \pi \leq \omega t \leq \alpha$	$K_{\text{тр}} U_m \sin \omega t$
	$\alpha \leq \omega t \leq \gamma$	$U_m \sin \omega t$

Для второго режима ($\pi/3 \leq \lambda \leq 2\pi/3$) имеем:



Фиг. 5. Зависимости действующего значения первой гармоники от суммарного действующего значения фазного напряжения МГД-двигателя при ппгании его от ТРН для различных значений коэффициента трансформации.



Фиг. 6. Характеристики управления промышленных МГД-приводов:

— расчетные,
- - - экспериментальные.

$$U_{\Sigma*} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \left[(1 - K_{\text{ТР}}^2)(\gamma - \alpha) + \pi K_{\text{ТР}}^2 + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{2} K_{\text{ТР}}^2 \right) (\sin 2\alpha - \sin 2\gamma) - \right.} \quad (10)$$

$$\left. - \frac{3\sqrt{3}}{4} K_{\text{ТР}}^2 (\cos 2\alpha + \cos 2\gamma) \right]}$$

и аналогично для третьего режима ($2\pi/3 \leq \lambda \leq \pi$):

$$U_{\Sigma*} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \left[(1 - K_{\text{ТР}}^2)(\gamma - \alpha) + \pi K_{\text{ТР}}^2 + \frac{1}{2} (1 - K_{\text{ТР}}^2) (\sin 2\alpha - \sin 2\gamma) \right]}. \quad (11)$$

Для первой гармоники фазного напряжения без учета трансформации ($K_{\text{ТР}} = 0$) после разложения кривой напряжения в ряд Фурье действующее значение получается в следующем виде:

$$U_{1*} = \frac{1}{\pi} \sqrt{(\sin^2 \gamma - \sin^2 \alpha)^2 + \left[\gamma - \alpha - \frac{1}{2} (\sin 2\gamma - \sin 2\alpha) \right]^2}. \quad (12)$$

Коэффициент трансформации может быть определен или расчетным путем, или непосредственно из осциллограмм фазного напряжения как отношение пиковых значений индуцированного напряжения u_n' и фазного напряжения u_n в первом режиме работы (см. фиг. 4):

$$K_{\text{ТР}} = u_n' / u_n. \quad (13)$$

Расчитанные для примера зависимости $U_{1*} = f(U_{\Sigma*})$ для различных коэффициентов трансформации показаны на фиг. 5. Расчет проводился на ЭЦВМ "Наири-2" по программе, составленной на основе формул (2) и (9)...(12). На фиг. 6, наряду с расчетными характеристиками управления, показаны также экспериментальные, обработанные с учетом фиг. 5, характеристики управления промышленного МГД-привода на базе двух типов, цилиндрического ЦИНС-8 и плоского ЭМН-7М, МГД-двигателей. Степень совпадения экспериментальных и расчетных характеристик подтверждает применимость предложенной методики расчета характеристик установившихся режимов МГД-приводов металлургического назначения, работающих в диапазоне изменения скольжения $1,2 \leq \delta \leq 0,8$ при питании от тиристорного регулятора напряжения.

Л и т е р а т у р а

И. Шубенко В.А., Браславский И.Я. Тиристорный асинхронный электропривод с фазовым управлением. М., Энергия, 1972. 200 с.

2. А р у с о о А.К., Л о й г о м В.В. Влияние неси-
дусоидальности питающего напряжения на характеристики ин-
дукционного насоса. - В кн.: Седьмое совещание по магнитной
гидродинамике. III. Применение МГД в металлургии. Рига, Зи-
натне, 1972, с. 128-130.

3. Я н е с Х.И., К о н т А.В. Комбинированный расчет
главных индуктивностей электрической машины с разомкнутым
магнитопроводом. - Тр. Таллинск. политехн. ин-та, серия А,
1964, № 214. Исследование и проектирование электромагнит-
ных средств перемещения жидких металлов. Сб. трудов II,
с. 23-36.

H. Sakkos

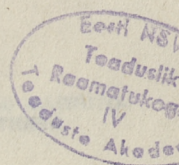
Einige Berechnungsbesonderheiten vom Thyristor-MHD-Antrieb

Zusammenfassung

In diesem Beitrag wird die Berechnung vom Thyristor-
MHD-Antrieb unter Berücksichtigung des Einflusses von trans-
formatorischer Verbindung im MHD-Motor auf den elektroma-
gnetischen Druck im flüssigen Metall behandelt.

С о д е р ж а н и е

1.	Тийсмус Х.А. Становление научного направления исследований прикладной магнитной гидродинамики в Таллине.	3
2.	Каск Р.Б., Лаугис Ю.Я., Тээметс Р.А. Некоторые вопросы создания автоматизированной литейной установки.	17
3.	Конт А.В. Модель плоского линейного индуктора для учета электромагнитных явлений за боковыми краями сердечников.	29
4.	Кескюла В.Ф. Об учете электромагнитных процессов во вторичной системе индукционного насоса с винтовым каналом с двусторонней обмоткой . . .	43
5.	Кескюла В.Ф., Кильк А.О. Магнитная проводимость кольцевого неравномерного немагнитного зазора МГД-машин.	53
6.	Валдур Л.В., Кайгу П.Б., Реймал Л.Р. К расчету электромагнитного поля и развиваемой силы в винтовом канале МГД-устройства с учетом геометрии и электрофизических параметров. . . .	65
7.	Ристхейн Э.М. О методике расчета тепловых переходных процессов линейных электрических машин.	71
8.	Валдур Л.В. Расчет переходного теплового режима линейного плоского индукционного насоса ЭМН-7.	79
9.	Саккос Х.А. Некоторые особенности расчета тиристорного МГД-привода.	83



Таллинский политехнический институт

Труды ТПИ № 500

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ МАГНИТО-
ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И ЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

Автоматизированные магнитогиродинамические
и линейные электроприводы I

Редактор Т. В е с к е. Технический редактор Е. З о р и н а

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 1 октября 1980 г.

Подписано к печати 18 декабря 1980 г. Бумага 60x90/16

Печ. л. 6 + 0,25 приложение. Уч.-изд. л. 4,97. Тираж 300

МВ-09086. Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла 2/9

Заказ № 655. Ц е н а 75 коп.



Цена 75 коп.