



Електротехніка і Електроомеханіка

Электротехника и Электромеханика

Electrical engineering & Electromechanics

2009'3



Електротехніка і Електромеханіка
Электротехника и Электромеханика
Electrical engineering & Electromechanics

EIE

Науково-практичний журнал

2009'3

Держвидання

Свідоцтво Державного комітету інформаційної політики, телебачення та радіомовлення України
КВ № 6115 від 30.04.2002 р.

Видання засновано Національним технічним університетом "Харківський політехнічний інститут" у 2002 р.

РЕДАКЦІЙНА КОЛЕГІЯ:

Головний редактор

Клименко Б.В. д.т.н., професор, НТУ "ХПІ", Харків

Члени редколегії

Баранов М.І. д.т.н., начальник відділу НДПКІ "Молнія" НТУ "ХПІ", Харків

Батигін Ю.В. д.т.н., професор кафедри автомобільної електроніки, ХНАДУ, Харків

Босв В.М. д.т.н., професор кафедри теоретичних основ електротехніки НТУ "ХПІ", Харків

Болюх В.Ф. д.т.н., професор кафедри загальної електротехніки НТУ "ХПІ", Харків

Буткевич О.Ф. д.т.н., професор, головний науковий співробітник ІЕД НАНУ, Київ

Вороновський Г.К. д.т.н., професор, член-кореспондент НАНУ, завідувач кафедри електричних станцій НТУ "ХПІ", Харків

Гончаров Ю.П. д.т.н., професор кафедри промислової та біомедичної електроніки НТУ "ХПІ", Харків

Гурін А.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри електроізоляційної і кабельної техніки НТУ "ХПІ", Харків

Данько В.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри загальної електротехніки НТУ "ХПІ", Харків (голова редакційної ради)

Загірняк М.В. д.т.н., професор, ректор КДПУ, Кременчук

Кириленко О.В. д.т.н., професор, академік НАНУ, директор ІЕД НАНУ, Київ

Кравченко В.І. д.т.н., професор, директор НДПКІ "Молнія" НТУ "ХПІ", Харків

Лупіков В.С. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних апаратів НТУ "ХПІ", Харків

Маслієв В.Г. д.т.н., професор кафедри електричного транспорту та тепловозобудування НТУ "ХПІ", Харків

Михайлов В.М. д.т.н., професор кафедри інженерної електрофізики НТУ "ХПІ", Харків

Мілих В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних машин НТУ "ХПІ", Харків

Набока Б.Г. д.т.н., професор кафедри електроізоляційної і кабельної техніки НТУ "ХПІ", Харків

Намітоков К.К. д.т.н., професор кафедри світлотехніки і джерел світла ХНАМГ, Харків

Омельяненко В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричного транспорту та тепловозобудування НТУ "ХПІ", Харків

Панасенко М.В. д.т.н., професор, начальник Харківської філії ДНДЦ Укрзалізниці, Харків

Подольцев О.Д. д.т.н., провідний науковий співробітник ІЕД НАНУ, Київ

Пуйло Г.В. д.т.н., професор кафедри електричних машин ОНТУ, Одеса

Рєзцов В.Ф. д.т.н., професор, член-кореспондент НАНУ, керівник відділення ІЕД НАНУ, Київ

Рудаков В.В. д.т.н., професор, завідувач кафедри інженерної електрофізики НТУ "ХПІ", Харків

Сосков А.Г. д.т.н., професор, завідувач кафедри електротехніки ХНАМГ, Харків

Ткачук В.І. д.т.н., професор, завідувач кафедри електричних машин і апаратів НУ "Львівська політехніка", Львів

Шинкаренко В.Ф. д.т.н., професор, завідувач кафедри електромеханіки НТУУ "КПІ", Київ

Юферов В.Б. д.т.н., начальник відділу ННЦ ХФТІ, Харків

АДРЕСА РЕДКОЛЕГІЇ

Кафедра "Електричні апарати", НТУ "ХПІ", вул. Фрунзе, 21, м. Харків, 61002.
Тел. (057) 707-62-81. E-mail: eie@kpi.kharkov.ua

ЗМІСТ

Електричні машини та апарати

Баранов М.И.	Применение новых вакуумных коммутаторов в силовых цепях мощных высоковольтных электрофизических установок и схемах аварийной защиты силового электрооборудования	5
Болюх В.Ф., Рассоха М.О.	Вплив геометрії електромагнітного екрана на роботу ударного електромеханічного перетворювача дискової конфігурації	11
Голенков Г.М., Веремеенко А.В., Богаенко М.В., Попков В.С.	Методы определения электромеханических характеристик линейного асинхронного двигателя с токопроводящим слоем на бегуне	17
Жемеров Г.Г., Колесник В.Ю.	Компенсированная асинхронная машина с короткозамкнутым ротором	20
Загирняк М.В., Подорожный С.В.	Оптимальное проектирование круглого электромагнита подвешенного железоотделителя	25
Маляр А.В.	Оптимізація збалансованості верстата-гойдалки електроприводу штангової нафтовидобувної установки	29
Милых В.И., Бадковский В.А.	Численно-полевой анализ силовых взаимодействий в турбогенераторе	32
Осташевский Н.А., Иваненко В.Н., Петренко А.Н.	Потери в частотно-управляемом асинхронном двигателе при различных законах регулирования и типах преобразователей частоты	37
Юрьев А.С., Кульшицкий Л.П., Евзикова Э.Г.	Особенности геометрии катушек многоуровневых обмоток	42

Теоретична електротехніка

Байда Е.И.	К вопросу о степени экранирования внешнего изменяющегося магнитного поля проводящим цилиндром	45
Бондар О.І.	Аналіз електромагнітних процесів в нелінійно-параметричному електрехімічному колі при дії несинусоїдної вхідної напруги	50

Техніка сильних електричних та магнітних полів

Баранов М.И.	Приближенный расчет температуры в сферической коронирующей микродипольной поляризованной водной оболочке шаровой молнии	53
Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Драченко С.А.	Электродинамические усилия в одновитковой индукторной системе с тонкостенным немагнитным проводником	57

Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Сериков Г.С.	Расчет усилий в индукционной индукторной системе прямоугольной геометрии с ферромагнитными массивным экраном и заготовкой	61
Петков А.А.	Формирование импульса тока с монотонным нарастанием и спадом значений при параллельной работе двух емкостных накопителей	65

Ювілеї

Мілих В.І.	До 60-річчя від дня народження	70
Рудаков В.В.	К 60-летию со дня рождения	71

Abstracts		72
------------------	--	----

Вимоги до оформлення статей і інформаційних матеріалів у науково-практичному журналі "Електротехніка і електромеханіка"		74
--	--	----

ШАНОВНІ ЧИТАЧІ!

Науково-практичний журнал "Електротехніка і Електромеханіка" – передплатне видання. Звертаємо вашу увагу, що починаючи з 2006 року журнал виходить шість разів на рік. Вартість передплати на рік — 136,44 грн., на два місяці — 22,74 грн., на чотири місяці – 45,48 грн., на шість місяців – 68,22 грн., на вісім місяців – 90,96 грн., на десять місяців - 113,7 грн.

Передплатний індекс: 01216.

ШАНОВНІ АВТОРИ ЖУРНАЛУ!

Постановою Президії ВАК України від 15.01.03 № 1-08/5 науково-практичний журнал "Електротехніка і Електромеханіка" внесено до Переліку наукових фахових видань України, в яких можуть публікуватися результати дисертаційних робіт на здобуття наукових ступенів доктора і кандидата наук. Журнал зареєстровано як фаховий з № 1 2002 року.

Починаючи з 2005 року згідно з договором між редакцією журналу "Електротехніка і Електромеханіка" та Всеросійським інститутом наукової та технічної інформації Російської академії наук (ВИНИТИ РАН), інформація про статті з журналу за відбором експертів ВИНИТИ розміщується у Реферативному журналі (РЖ) та Базах даних (БД) ВИНИТИ. Згідно з цим договором ВИНИТИ надає редакції журналу звіт про відображення статей з журналу у РЖ та БД ВИНИТИ. Звіт ВИНИТИ за 2005 рік буде опубліковано в одному з номерів журналу за 2006 рік.

Починаючи з №1 за 2006 р. згідно з Наказом МОН України №688 від 01.12.2005 р. журнал надсилається до УкрІНТЕІ.

Електронна копія журналу "Електротехніка і Електромеханіка", який зареєстровано у Міжнародній системі реєстрації серійних (періодичних) видань під стандартизованим кодом ISSN 2074-272X, надсилається до Національної бібліотеки України ім. В.І. Вернадського.

Звертаємо увагу авторів на необхідність оформлення рукописів відповідно до Вимог, які публікуються у кожному номері журналу. Статті, оформлені згідно з Вимогами будуть публікуватися у першу чергу.

М.И. Баранов

ПРИМЕНЕНИЕ НОВЫХ ВАКУУМНЫХ КОММУТАТОРОВ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ЦЕПЯХ МОЩНЫХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ УСТАНОВОК И СХЕМАХ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ СИЛОВОГО ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЯ

Виконано огляд ряду сучасних закордонних досліджень в області створення і застосування нового покоління керованих і некерованих вакуумних коммутаторів у сильнострумних розрядних колах потужних високовольтних електрофізических установок для наукових і технологічних цілей, а також у пристроях аварійного захисту силового електроенергетичного устаткування.

Выполнен обзор ряда современных зарубежных исследований в области создания и применения нового поколения управляемых и неуправляемых вакуумных коммутаторов в сильноточных разрядных цепях мощных высоковольтных электрофизических установок для научных и технологических целей, а также в устройствах аварийной защиты силового электроэнергетического оборудования.

ВВЕДЕНИЕ

Импульсная энергетика (ИЭ) как новая и развивающаяся подотрасль промышленной энергетики требует постоянного совершенства элементной базы своего мощного высоковольтного электрофизического оборудования [1]. Используемые в ИЭ энергетические установки, базирующиеся пока, в основном, на высоковольтных электрофизических установках (ВЭФУ), в своем составе содержат мощные накопители электрической (магнитной) энергии, которую после их заряда приходится с помощью быстрых сильноточных высоковольтных ключей-коммутаторов передавать в электрическую нагрузку (например, в мощную импульсную электроразрядную лампу накачки квантового генератора высокочастотных электромагнитных колебаний, испускающего при определенных физических условиях интенсивное индуцированное излучение в видимой области спектра) [2-4]. Сейчас подобные ВЭФУ и основанные на них наукоемкие электротехнологии по получению на новых физических принципах мощных источников электрической энергии активно применяются за рубежом (например, в Российской Федерации, США, Италии и в других промышленно развитых странах мира) в исследованиях по импульсному термоядерному синтезу [5, 6].

В этой связи разработка, создание и внедрение в энергетическое оборудование ИЭ новых сильноточных высоковольтных коммутаторов, обладающих повышенной надежностью, долговечностью и стабильностью работы в электрических цепях ВЭФУ является актуальной задачей. Не менее актуальной задачей является сейчас создание для нужд традиционной электроэнергетики и ИЭ быстродействующих защитных устройств, шунтирующих дорогостоящее электрооборудование в аварийных режимах его работы [1]. Известно, что традиционными высоковольтными коммутаторами, используемыми в сильноточных разрядных цепях мощных ВЭФУ и схемах аварийной защиты силового электроэнергетического оборудования, являются следующие управляемые и неуправляемые газоразрядные и твердотельные полупроводниковые физический приборы [6-12]: игнитроны, тиратроны, искровые газовые (вакуумные) разрядники и динисторы различных конструкций. Здесь требуется, во-первых, отметить то обстоятельство, что экологически небезопасные ртутные управляемые разрядники-игнитроны при их относительно высокой коммутационной способности (амплитуда рабочих микросекундных импульсных токов составляет до 100 кА, а величина переносимых зарядов – до 30 Кл) требуют периодической тренировки своих электродных систем и соответственно определенного времени для

их подготовки к работе в составе коммутируемых цепей ВЭФУ и защиты [7, 10]. Во-вторых, воздушные искровые разрядники атмосферного давления при своей относительной простоте конструкции, дешевизне и способности коммутировать микро- и миллисекундные импульсы тока амплитудой до сотен килоампер требуют периодического технического обслуживания из-за активной электрической эрозии своих металлических электродов [7, 13]. Поэтому в настоящее время их недостаточный рабочий ресурс не позволяет весьма широко использовать данный тип коммутаторов в промышленных мощных высоковольтных импульсных энергоустановках. В-третьих, новое поколение газовых управляемых разрядников типа РГУ на импульсное напряжение до 100 кВ, рассчитанных на длительную коммутацию в микросекундном временном диапазоне импульсных токов амплитудой до 100 кА, было ранее на основе [14] вкратце описано автором в [15]. В-четвертых, новые экологически чистые и надежно работающие в высоковольтных цепях мощные разрядники-тиратроны типа ТДИ, характеризующиеся возможностью коммутации микро- и миллисекундных импульсов тока амплитудой до 200 кА, хорошо зарекомендовали себя при работе в составе мощных емкостных накопителей энергии (ЕНЭ) импульсных энергоустановок, предназначенных для исследования импульсных термоядерных реакций, вызываемых раз за разом с определенным временным интервалом в активном веществе внешним излучением от мощных лазеров [15-17]. Заметим, что при коммутации синусоидальных затухающих импульсных токов в разрядных цепях ВЭФУ с ЕНЭ, применяемых при обработке металлов давлением сильным импульсным магнитного поля в режиме "малых" токов (амплитудой меньше 20 кА), у тиратронов серии ТДИ наблюдаются обрывы второй и последующих токовых полуволн [18]. В-пятых, надежную работу в составе указанного мощного электрофизического оборудования показали и твердотельные полупроводниковые коммутаторы нового поколения, созданные в последнее время согласно [6, 19] на основе реверсивно-включаемых динисторов (РВД-коммутаторы) на микро – и субмиллисекундные импульсные токи амплитудой до сотен килоампер и также вкратце описанные в [15]. Прогресс в области традиционной электроэнергетики и ИЭ, создания и технологического применения новых ВЭФУ с ЕНЭ и индуктивными накопителями энергии (ИНЭ) коснулся и мощных управляемых (неуправляемых) вакуумных разрядников. Рассмотрим по материалам российских исследований новое поколение таких коммутаторов, предназначенных для работы с повышенной

надежностью и ресурсом в силовых разрядных цепях мощных ВЭФУ и схемах защиты силового электроэнергетического оборудования от воздействия аварийных токов и перенапряжений.

1. НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ МОЩНЫХ УПРАВЛЯЕМЫХ ВАКУУМНЫХ КОММУТАТОРОВ

Применение вакуумных коммутаторов в ВЭФУ. К настоящему времени в РФ разработаны и успешно применяются в силовых цепях ВЭФУ несколько типов мощных управляемых вакуумных разрядников (РВУ), которые рассчитаны на максимальные импульсные токи микро- и миллисекундной длительности до 500 кА и импульсные напряжения до 50 кВ [20-22]. Данным типом мощных разрядников занимается у нас ВНИИ ВЭИ (г. Истра). РВУ представляет собой высоковольтный безнакальный трехэлектродный герметизированный физический прибор (два основных дисковых электрода из металлокерамического материала Si-Si и один управляющий стальной электрод), давление остаточного газа в котором не превышает 10^{-4} Па [21, 22]. Включение любого РВУ осуществляется подачей высоковольтного пускового импульса напряжения на управляющий электрод от внешнего блока запуска. Особенностью этого типа разрядников является то, что управляющий импульс напряжения вызывает электрический пробой вдоль поверхности размещенной внутри их корпуса диэлектрической вставки узла поджига и последующую за этим генерацию инициирующего искрового разряда. Данный разряд поддерживается катодными пятнами, которые возникают вблизи рабочей поверхности указанной диэлектрической вставки. Эти пятна служат источниками сильно ионизированной "металлической" плазмы, которая благодаря использованной в РВУ электродной системе быстро распространяется в вакуумный зазор разрядника. После заполнения вакуумного промежутка между основными электродами (с рабочим зазором величиной 5 мм) "металлической" плазмой электрический разряд переходит из искровой стадии в дуговую и РВУ полностью "открывается" [22]. В части физики протекающих в РВУ процессов отметим еще и то, что "металлическая" плазма вакуумной дуги в рассматриваемых разрядниках способна пропускать между их основными электродами большие импульсные токи без существенного разрушения этих металлокерамических электродов. Падение напряжения на дуге в РВУ составляет от десятков до сотен вольт. Когда ток в основной цепи разряда ЕНЭ или ИНЭ падает до нуля, то вакуумный дуговой разряд в РВУ погасает и разрядник полностью "закрывается". Благодаря быстрой деионизации "металлической" плазмы и конденсации металлического пара на металлокерамических электродах разрядника вакуумный промежуток в РВУ характеризуется высокой скоростью восстановления своей электрической прочности [22]. Для цепи управления РВУ укажем то, что применительно к этому типу разрядников напряжение их поджига составляет не менее 5 кВ, а ток поджига должен иметь форму затухающей синусоиды с амплитудой первой полуволны не менее 0,1 кА. Кроме того, минимальная длительность тока поджига в РВУ должна быть равной около 1 мкс при длительности фронта рабочего тока между основными электродами разрядника более 10 мкс [22]. В табл. 1 представлены основные технические характеристики силовых вакуумных разрядников типа РВУ-31, РВУ-43, РВУ-45 и РВУ-47, выпускаемых сейчас в РФ [20-22].

Таблица 1
Технические характеристики силовых вакуумных управляемых разрядников серии РВУ

Характеристика	РВУ-31	РВУ-43	РВУ-45	РВУ-47
Максимальное напряжение, кВ	50	30	25	25
Рабочее напряжение U_p , кВ	0,5-50	0,5-30	0,5-25	0,5-25
Рабочий ток I_p , кА	0,5-100	10-300	10-500	10-200
Максимальное количество коммутируемого электричества в импульсе q_p , Кл	4	120	300	40
Время восстановления разрядником электрической прочности, мкс	30	100	100	100
Ресурс (число включений, шт.)	10^5	10^4	—	10^4
Напряжение поджига, кВ	8	5	5	5
Ток поджига, не менее, кА	0,1	1	1	1
Длительность импульса тока поджига, не менее, мкс	1	5	5	5
Частота срабатывания разрядника, не более, Гц	10	0,02	0,02	0,02
Габаритные размеры разрядника (диаметр/высота), мм	102/ 195	144/ 195	162/ 225	122/ 193
Масса разрядника, кг	3,5	7	10	5

На рис. 1 представлен внешний вид силовых вакуумных управляемых разрядников типа РВУ-31 на импульсный ток до 100 кА и напряжение до 50 кВ.

На рис. 2 приведены внешние виды силовых вакуумных управляемых разрядников соответственно типа РВУ-43, РВУ-47 и РВУ-45 на импульсные токи от 200 до 500 кА и напряжение от 25 до 30 кВ.



Рис. 1. Внешний вид силовых вакуумных управляемых коммутаторов типа РВУ-31 [22]



Рис. 2. Внешний вид силовых вакуумных управляемых коммутаторов типа РВУ-43, РВУ-47 и РВУ-45 (при их просмотре слева-направо) [22]

В табл. 2 указаны основные технические характеристики применяемых сейчас в силовых цепях ВЭФУ газоразрядных управляемых коммутаторов.

Таблица 2
Сравнительные характеристики основных типов современных управляемых газоразрядных коммутаторов, используемых в цепях ВЭФУ [13,18,22]

Тип силовых коммутатора	U_p , кВ	I_p , кА	q_p , Кл	Ресурс	Масса, кг
Вакуумный РВУ-43 (изготовитель: ВЭИ-АВИС, г. Москва)	0,5-30	10-300	120	10^4	7
Тиратрон ТДИ-50 (изготовитель: "ИТ", г. Рязань)	1-25	10-150	5	$5 \cdot 10^5$	2,5
Игнитрон ИРТ-6 (изготовитель: НИИ ГРП, г. Рязань)	0,5-25	10-100	30	10^4	3
Воздушный ТКВР-50 (изготовитель: НИПКИ, г. Харьков)	1-50	1-300	15	$5 \cdot 10^3$	≤ 40

Для полноты свойств указанных силовых коммутаторов требуется отметить и то, что согласно [18] у вакуумных разрядников серии РВУ при амплитудах коммутируемых ими импульсных токов микро-секундной длительности порядка 2 кА и менее, нарастающих со скоростями менее $4 \cdot 10^8$ А/с, как и у тиратронов серии ТДИ наблюдаются обрывы тока на

втором и последующих полупериодах его колебаний. Высокое быстродействие и широкий диапазон рабочих напряжений срабатывания управляемых разрядников серии РВУ, способных работать как при положительном, так и при отрицательном напряжении на основном вакуумном промежутке, позволяет данному типу высоковольтных коммутаторов успешно справляться с возложенными на них коммутационными задачами и в режиме их параллельной работы на общую активно-индуктивную нагрузку [18, 22].

Применение вакуумных коммутаторов в устройствах защиты электрооборудования. Так как защита электроэнергетического оборудования от повреждений (разрушений) при воздействии на него аварийных токов и перенапряжений осуществляется сейчас, в основном, путем шунтирования этого оборудования быстродействующими устройствами, то при решении подобных задач весьма перспективными оказались высоковольтные силовоточные вакуумные разрядники серии РВУ, устанавливаемые параллельно защищаемому оборудованию [23-25]. В случае, когда длительность аварийного тока превышает сотни миллисекунд целесообразным путем стало применение комбинации параллельно соединенных разрядника типа РВУ и электромеханического замыкателя. При такой комбинации аварийный ток через РВУ протекает в течение времени, равном времени срабатывания короткозамыкателя (ориентировочно порядка десятков миллисекунд) [24]. Выполненные российскими специалистами исследования показали, что в таких случаях возможно использование высоковольтных вакуумных контакторов с форсированным приводом при включении. Согласно данным, приведенным в [24, 25], при ходе подвижных контактов короткозамыкателя в вакууме до 6 мм время срабатывания его контакторов при включении может составлять примерно 5-10 мс. Пока не замкнутся контакты контактора короткозамыкателя разрядник типа РВУ пропускает через себя полный аварийный ток в десятки килоампер. Необходимо отметить, что при такой схеме защиты оборудования вакуумный разрядник серии РВУ создает условия для практически бездуговой коммутации аварийного тока в высоковольтном вакуумном контакторе [24]. Данный контактор типа КВО включается через примерно 5-20 мс после срабатывания РВУ. В результате чего вакуумный разрядник отключается и весь аварийный ток начинает протекать через вакуумный контактор. Подобная технология защиты электроэнергетического оборудования привела к созданию в РФ на основе вакуумного разрядника типа РВУ-43 и серийного однополюсного вакуумного контактора с электромагнитным приводом типа КВО-3-5-500 силовоточного быстродействующего короткозамыкателя среднего класса напряжения, предназначенного для защиты оборудования объектов электроэнергетики от действия аварийных импульсных токов амплитудой до 30 кА в течение до 2 с при напряжении до 10 кВ [24]. На рис. 3 представлен общий вид опытного образца такого комбинированного высоковольтного защитного устройства (ЗУ). Блок управления (БУ) такого устройства содержит блок запуска (БР) вакуумного разрядника типа РВУ-43 и блок форсированного включения (БК) вакуумного контактора типа КВО указанной выше модификации.

При возникновении аварийного режима в сети на вход БУ указанного ЗУ подается сигнал управления, который вызывает формирование на выходе БР импульса напряжения для запуска разрядника типа РВУ, а на выходе БК – импульса напряжения для включения привода контактора типа КВО. Общее время от

момента подачи импульса управления на вход БУ до включения разрядника типа РВУ в созданном ЗУ не превышает 10 мкс [24]. После этого через примерно 20 мс замыкаются контакты вакуумного контактора типа КВО и последний надежно шунтирует защищаемый электроэнергетический объект (разрядник РВУ при срабатывании контактора КВО отключается). Отключение вакуумного контактора происходит путем снятия с него постоянного сигнала управления (напряжение -27 В; ток 0,1 А; длительность сигнала -0,1 с) [24]. Типичные осциллограммы импульсного тока и напряжения на комбинированном короткозамыкателе в случае последовательного включения РВУ и КВО, полученные в РФ на силовоточном высоковольтном испытательном стенде, представлены на рис. 4, где t_1, t_2 – соответственно моменты времени включения РВУ и замыкания контактов в КВО. Проведенные испытания подтвердили способность разработанного комбинированного короткозамыкателя быстро и надежно шунтировать защищаемый объект и длительно пропускать через себя импульсные милли- и секундные токи амплитудой не менее 30 кА. Время включения такого ЗУ составляет не более 10 мкс, ток термической и динамической стойкости – до 30 кА, а число коммутаций (ресурс) – 10^4 [24]. Отмечается, что рабочее напряжение этого короткозамыкателя можно повысить до 30-50 кВ (при использовании в КВО более высоковольтной вакуумной дугогасительной камеры), а время его включения уменьшить до 1-2 мкс (в случае запитки БР для РВУ от анодного напряжения).

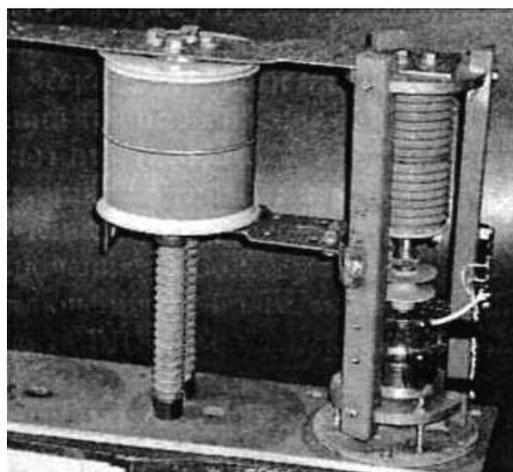


Рис. 3. Внешний вид опытного образца комбинированного быстродействующего силовоточного короткозамыкателя на аварийные токи до 30 кА и напряжение до 10 кВ с временем коммутации до 2 с (слева-разрядник типа РВУ; справа-контактор типа КВО) [24]

Шунтирующее ЗУ на рабочее напряжение более 50 кВ может быть изготовлено на основе нескольких последовательно соединенных высоковольтных вакуумных разрядников типа РВУ (например, с помощью РВУ-31) [25]. На рис. 5 приведены возможные способы последовательного соединения и схемы управления работой коммутаторов в цепях из n -разрядников типа РВУ, применяемых в составе такого ЗУ [26].

Схемы на рис. 5 позволили создать в РФ (ВНИЦ ВЭИ, г. Истра) быстродействующие шунтирующие устройства типа УЗ-80 (на рабочее напряжение 10-80 кВ; коммутируемый ток 0,1-10 кА; коммутируемый заряд за импульс до 1 Кл) и УЗ-120 (на рабочее напряжение 10-120 кВ; коммутируемый ток 0,1-10 кА; коммутируемый заряд за импульс до 1 Кл) [26].

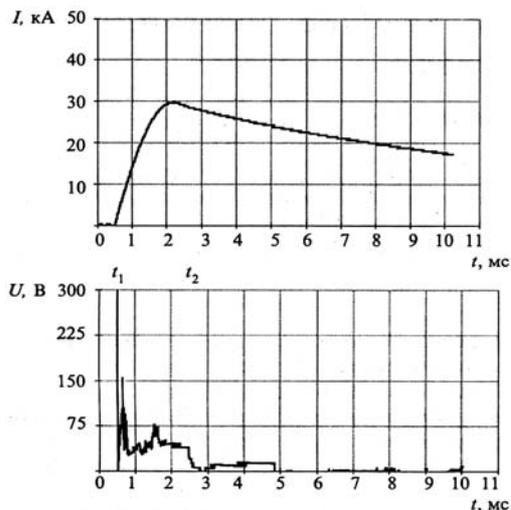


Рис. 4. Совмещенные осциллограммы импульсного тока I и напряжения U в защищаемой цепи испытательного стенда при работе опытного образца комбинированного короткозамыкателя, приведенного на рис. 3 [24]

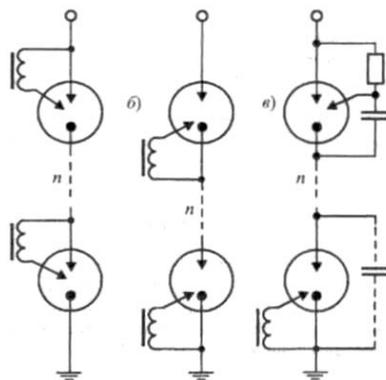


Рис. 5. Варианты схем управления последовательно соединенных вакуумных разрядников типа РВУ (*а*- поджиг на катоде; *б*- поджиг на аноде; *в*- зависимый поджиг) [26]

2. МОЩНЫЕ НЕУПРАВЛЯЕМЫЕ ВАКУУМНЫЕ КОММУТАТОРЫ

В последние годы в схемах сверхмощных ВЭФУ, содержащих ЕНЭ или ИНЭ, схемы обострения импульсов высокого напряжения с плазменным прерывателем тока (или с электрически взрывающимся тонким проводником как в [27]) и низкоиндуктивную нагрузку, расположенную в вакуумном объеме, и предназначенных для осуществления инерциального термоядерного синтеза, нашли применение мощные неуправляемые вакуумные коммутаторы [1, 28]. К этим коммутаторам ВЭФУ предъявляются высокие технические требования: во-первых, электрическая прочность их изоляционных конструкций должна составлять не менее 100 кВ/см; во-вторых, время их электрического срабатывания τ_c должно быть не более 10 нс; в-третьих, их индуктивность не должна превышать значений, равных около 20 нГн [28]. Работа таких коммутаторов основана на взрывоэмиссионных явлениях, протекающих в их металлических электродных системах с вакуумным зазором от воздействия на них сильных электрических полей, элементарная ячейка которых состоит из электронного взрывоэмиссионного диода, содержащего катод и анод [1, 3].

В [28] был описан мощный неуправляемый вакуумный коммутатор на импульсное напряжение до 130 кВ и токи наносекундного временного диапазона в

десятки килоампер, представляющий собой ряд последовательно соединенных вакуумных диодов (до шести штук) с рабочими зазорами h порядка 1 мм (рис. 5). В каждом вакуумном диоде такого коммутатора катод 1 и анод 2 были изготовлены соответственно в виде плоских дисков толщиной 1 мм и круглых цилиндрических выступов (диаметром 40 мм и высотой 9 мм) из нержавеющей стали. Конусные изоляторы 4 между катодами 1 и анодами 2 электродной системы коммутатора с рабочими вакуумными зазорами 3 были выполнены из оргстекла (с диаметром у основания 35 мм и высотой 10 мм). Конусность этих изоляторов была обусловлена необходимостью развития длины их наружного рабочего периметра и соответственно обеспечения их электрической прочности вдоль наружной изоляционной поверхности, перекрывающей вакуумный межэлектродный промежуток коммутатора. При сборке вакуумные диоды коммутатора в продольном направлении могли стягиваться между собой по круговому периметру при помощи изоляционных или металлических шпилек (рис. 6).

Для специалистов, работающих в области высоковольтной импульсной техники (ВИТ), интересно отметить то, что в [28] время срабатывания коммутатора τ_c (или время его коммутации) определялось экспериментально по осциллограммам коммутируемого напряжения (тока) как интервал времени от начала спада напряжения на коммутаторе до появления в его силовоточной цепи импульсного тока. При этом в [28] опытным путем было показано, что применение многозазорных диодов с величиной вакуумного зазора в каждой диодной ячейке в 1 мм позволяет снизить значение времени τ_c . Физически объясняется это тем, что при использовании в силовоточном коммутаторе (как в этой, так и в других его модификациях) ряда последовательных вакуумных (или иных изоляционных газовых) зазоров скорость закоротки v_n его суммарного вакуумного (газового) зазора возрастает прямо пропорционально числу k отдельных зазоров. Возрастание данной скорости обусловлено встречным движением катодной и анодной плазмы одновременно в каждом вакуумном (газовом) зазоре. В разработанном согласно [28] мощном вакуумном коммутаторе суммарная скорость движения плазмы в его межэлектродных зазорах составила порядка 10^5 м/с. Отсюда и получаем оценочное расчетное значение для времени срабатывания τ_c рассматриваемого неуправляемого силовоточного многозазорного вакуумного разрядника в виде: $\tau_c = h / v_n = 10$ нс, которое было достоверно подтверждено и экспериментально на соответствующем испытательном высоковольтном стенде [28].

На рис. 7 показан внешний вид рассматриваемого высоковольтного силовоточного вакуумного многозазорного коммутатора с продольным осевым сечением согласно рис. 6, созданного недавно сотрудниками ФГУП РНЦ "Курчатовский институт" (г. Москва) в рамках выполнения российской научно-технической программы "Байкал" по термоядерному синтезу [28].

На рис. 8 приведена высоковольтная испытательная схема для опытного определения технических характеристик указанного выше мощного неуправляемого вакуумного многозазорного коммутатора.

На рис. 9 представлены интересные для специалистов из области ВИТ совмещенные характерные осциллограммы импульсного напряжения U и тока I на исследуемом силовоточном неуправляемом вакуумном коммутаторе, включенном в разрядную цепь

испытательной ВЭФУ согласно данным рис. 8, которые были получены при следующих электрических параметрах разрядной цепи ВЭФУ с мощным ЕНЭ: $C_{\Gamma} = 0,125$ мкФ; $U_{\Gamma} = (70-130)$ кВ; $L_{\Gamma} = 2,4$ мкГн.

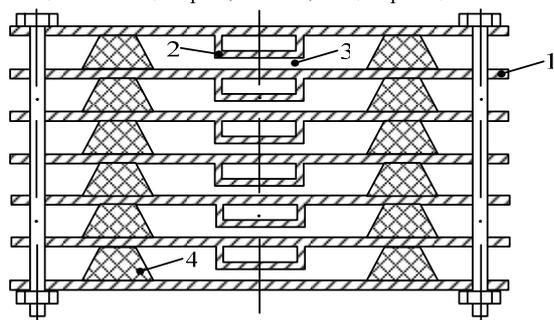


Рис. 6. Упрощенный вид продольного сечения мощного неуправляемого вакуумного многозазорного коммутатора (1- дисковый металлический катод; 2- анод с круглым металлическим выступом; 3- отдельный вакуумный зазор между катодом и анодом; 4-отдельный конусный изолятор)[28]

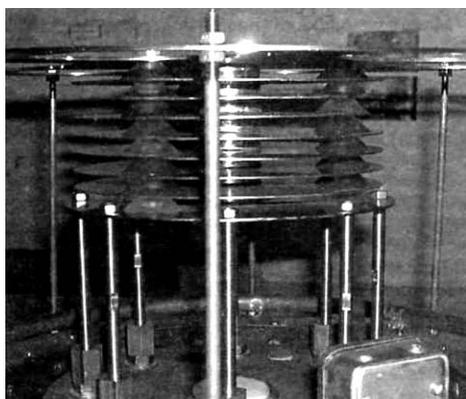


Рис. 7. Внешний вид мощного неуправляемого вакуумного многозазорного коммутатора на напряжение до 130 кВ [28]

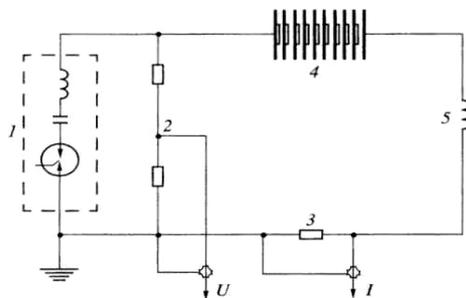


Рис. 8. Схема ВЭФУ для испытания мощного неуправляемого вакуумного многозазорного коммутатора (1- ЕНЭ генератора импульсов напряжения; 2- омический делитель напряжения; 3- измерительный шунт; 4- вакуумный многозазорный коммутатор; 5- низкоиндуктивная нагрузка) [28]

Данные рис. 9 наглядно демонстрируют нам физический смысл такого важного и указанного автором чуть выше электрофизического понятия как время срабатывания коммутатора τ_c (при этом для его нахождения по кривым рис. 9 необходимо увязывать во времени между собой выше предложенным согласно [28] путем соответственно кривые 1 и 5, 2 и 6, 3 и 7, 4 и 8). Отметим, что в данных экспериментах с высоковольтным высокоскоростным вакуумным многозазорным коммутатором скорость нарастания напряжения между его торцевыми (крайними) дисковыми стальными электродами составляла около 1,5 кВ/нс, а на его отдельных внутренних взрывоэмиссионных

диодах с вакуумным зазором $h = 1$ мм – примерно 0,25 кВ/нс (в шесть раз меньше, что соответствует числу k вакуумных зазоров в коммутаторе) [28]. Несмотря на уменьшение скорости нарастания напряжения на отдельных вакуумных зазорах h этого коммутатора, за счет одновременного уменьшения времени закоротки каждого из них и происходит уменьшение общего времени срабатывания коммутатора τ_c . Отсюда нам можно сделать важный и обобщающий вывод в области теории высоковольтных сильноточных коммутаторов с вакуумной (газовой) межэлектродной изоляцией о том, что чем меньше в высоковольтном сильноточном многозазорном коммутаторе на рабочее напряжение U_p величина отдельного межэлектродного промежутка h (например, в k раз, что соответствует при заданном уровне напряжения U_p увеличению в k раз числа этих межэлектродных промежутков), тем будет и меньше (в тоже число k раз) величина времени срабатывания τ_c для всего коммутатора, имеющего суммарный межэлектродный изоляционный промежуток, равный величине $k \cdot h$.

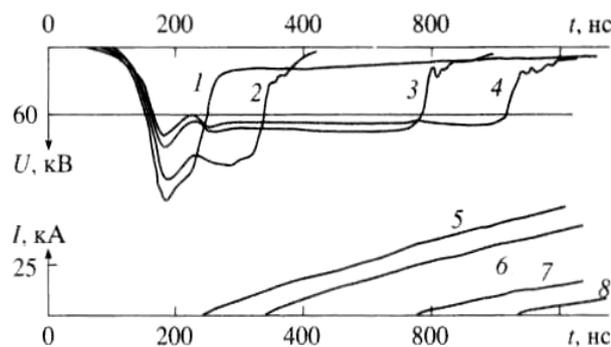


Рис. 9. Осциллограммы напряжения U (кривые 1-4) и тока I (кривые 5-8) на вакуумном многозазорном коммутаторе, приведенном на рис. 7 (кривые 1-8 расположены в порядке уменьшения подаваемого на коммутатор напряжения) [28]

В пользу такого обобщающего вывода свидетельствует установленный в [28] научный факт: скорость движения плазмы v_n в вакуумных зазорах коммутатора не зависит от числа этих зазоров и соответственно от уровня коммутируемого им электрического напряжения. Поэтому такая основная для указанного разрядника коммутационная характеристика как значение времени его срабатывания τ_c будет определяться только величиной отдельного вакуумного зазора h в многозазорном коммутаторе. Рекомендуемый на основании проведенных экспериментальных исследований авторами работы [28] уровень напряжения, прикладываемый к каждому миллиметровому вакуумному зазору в течение времени 20-50 нс, может составлять 20-50 кВ. При скорости нарастания напряжения на каждом вакуумном зазоре до 1,16 кВ/нс и средней по длине коммутатора напряженности электрического поля от 50 до 100 кВ/см длительность импульса напряжения, ограничиваемая этим разрядником, составляла 40-600 нс (см. рис. 9). Было показано, что в разработанной конструкции сильноточного вакуумного разрядника с позиций его электрической прочности высота конусных изоляторов из оргстекла в межэлектродных вакуумных зазорах может быть уменьшена до 5 мм и должна превышать величину выбранного рабочего вакуумного зазора $h = 1$ мм соответственно не менее чем в пять раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основании материалов ряда опубликованных исследований российских специалистов в области ВИТ выполнен весьма обширный обзор новых научно-технических разработок по созданию и практическому внедрению нового поколения надежно и длительно функционирующих мощных управляемых (неуправляемых) высоковольтных сильноточных вакуумных разрядников, применяемых в разрядных электрических цепях мощных ВЭФУ с ЕНЭ (ИНЭ) для выполнения в сфере ИЭ современных научных и технологических задач и в схемах защиты дорогостоящего силового электроэнергетического оборудования от воздействия аварийных токов и перенапряжений атмосферного и коммутационного происхождения.

2. Наряду с кратким описанием новых конструкций и их особенностей из рассматриваемого класса разрядников, указанием достигнутых ими высоких уровней для технических характеристик при коммутации импульсных напряжений и токов различной длительности (от наносекундного временного диапазона до секундного) в представленном обзоре в сжатом виде приведены и основные физические положения, лежащие в основе протекающих в них сложных электрофизических процессов и облегчающие как профессионально подготовленному читателю, так и начинающим научно-техническим работникам восприятие исследуемой здесь техники и электрофизики высоких напряжений и больших импульсных токов.

3. Автор посчитал бы свою нелегкую научно-публицистическую задачу выполненной при условии определенного использования приведенных передовых зарубежных разработок и результатов в исследованиях, проводимых сейчас в Украине в области ВИТ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника.- М.: Наука, 2004. - 704 с.
2. Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Сильноточные электро-разрядные источники света // Успехи физических наук.-1974.-т.112.-№2. - С. 195-230.
3. Накопление и коммутация энергии больших плотностей// Под ред. Бостника У., Нарди В., Цукера О.: Пер. с англ. Э.И. Асиновского, В.С. Комелькова.- М.: Мир, 1979. – 474 с.
4. Баранов М.И. Ретроспектива, современное состояние и перспективы развития исследований в области создания электроустановок с мощными накопителями электрической и магнитной энергии // *Электротехника і електромеханіка.-2007.- №5.- С. 48-60.*
5. Beznasyuk N.N., Galakhov I.V., Garanin S.G. et al. The four-channel laser facility LUCH- a module of the ISKRA-6 facility// *Proceeding of XXVII European Conference on Laser Interaction with Matter (ECLIM-2002), 2002.- p. 105-110.*
6. Безуглов В.Г., Беляев С.А., Галахов И.В. и др. Новое поколение мощных полупроводниковых коммутаторов для применений импульсной энергетике // Труды международной научно-технической конференции МИОМ-2007 (Россия, г. Самара, СГАУ, 18-19 сентября 2007).- С. 28-34.
7. Техника больших импульсных токов и магнитных полей// Под ред. В.С. Комелькова.- М.: Атомиздат, 1970. – 472 с.
8. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.- М.: Мир, 1972. – 391 с.
9. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике.- Новосибирск: Наука, 1987. – 226 с.
10. Бочков В.Д., Дягилев В.М., Королев Ю.Д. и др. Мощные коммутаторы тока с низким давлением газа // *Приборы и техника эксперимента.-1998.-№5.-С. 91-95.*
11. Бойко Н.И., Евдошенко Л.С., Иванов В.М. и др. Высоковольтные искровые разрядники для технологических установок // *Приборы и техника эксперимента.-2001.-№2. - С. 79-88.*
12. Баранов М.И., Бочаров Ю.П., Зябка Ю.П. и др. Высоковольтные сильноточные искровые коммутаторы для генераторов импульсных напряжений и токов // *Технічна електродинаміка.-2003.-№3. - С. 41-47.*

13. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И. и др. Генератор тока искусственной молнии для натуральных испытаний технических объектов // *Приборы и техника эксперимента.-2008.-№3. - С. 81-85.*
14. Ермилов И.В. Разработка комплекса высоковольтного сильноточного оборудования нового поколения для магнитно-импульсной обработки материалов // Труды международной научно-технической конференции МИОМ-2007 (Россия, г. Самара, СГАУ, 18-19 сентября 2007). - С. 88-98.
15. Баранов М.И. Применение новых газоразрядных и твердотельных полупроводниковых коммутаторов в сильноточных цепях мощных высоковольтных электрофизических установок // *Электротехніка і електромеханіка.- 2009.- №1.- С. 65-68.*
16. Bochkov V.D., Bochkov D.V., Dyagilev V.M. et al. High power pseudospark switches for pulsed power// *Proceeding International Power Modular Conference, Hollywood, USA, June 30-July 3, 2002. - p. 475-478.*
17. Бочков В.Д., Бочков Д.В., Гнедин И.Н. и др. Мощные псевдоискровые коммутаторы для импульсной энергетике// Труды международной научно-технической конференции МИОМ-2007 (Россия, г. Самара, СГАУ, 18-19 сентября 2007). - С. 23-27.
18. Юсупов Р.Ю. Магнитно-импульсные установки нового поколения для промышленных и учебно-научных целей // Труды международной научно-технической конференции МИОМ-2007 (Россия, г. Самара, СГАУ, 18-19 сентября 2007).- С. 251-259.
19. Грехов И.В., Козлов А.К., Коротков С.В. и др. Высоковольтные р.в.д. переключатели субмегаамперных импульсов тока микросекундного диапазона длительности // *Приборы и техника эксперимента.-2003.-№1.-С. 53-55.*
20. Алферов Д.Ф., Иванов В.П., Сидоров В.А. Сильноточные вакуумные коммутирующие устройства для мощных накопителей энергии // *Приборы и техника эксперимента.-1998.-№5. - С. 83-90.*
21. Алферов Д.Ф., Иванов В.П., Сидоров В.А. Новое поколение сильноточных вакуумных управляемых разрядников// *Прикладная физика.-2001.-№4. - С. 41-48.*
22. Алферов Д.Ф., Иванов В.П., Сидоров В.А. Управляемые вакуумные разрядники: основные свойства и применение// *Электро.-2002.-№2. - С. 31-37.*
23. Алферов Д.Ф., Белкин Г.С., Будовский А.И. Применение быстродействующих управляемых коммутирующих устройств в электроэнергетике // *Электричество.-1998.-№7.- С. 2-8.*
24. Алферов Д.Ф., Будовский А.И., Иванов В.П. и др. Сильноточный быстродействующий короткозамыкатель// *Электротехника.-2003.-№11. - С. 56-59.*
25. Матвеев Н.В., Иванников И.А., Хабаров Д.А. Быстродействующая защита нагрузки от токов короткого замыкания на управляемых вакуумных разрядниках // *Прикладная физика.-2001.-№4. - С. 49-57.*
26. Алферов Д.Ф., Матвеев Н.В., Сидоров В.А. и др. Высоковольтное быстродействующее шунтирующее устройство // *Электротехника.-2003.-№11. - С. 60-64.*
27. Патент №12376 Україна, МПК H03K3/53. Установка для отримання імпульсного струму блискавки / М.І. Баранов, М.М. Ігнатенко, А.К. Колобовський.- Опубл. 2006.- Бюл. №2.
28. Долгачев Г.И., Масленников Д.Д., Ушаков А.Г. Сильноточный вакуумный разрядник // *Приборы и техника эксперимента.- 2004.-№5. - С. 82-86.*

Поступила 17.06.2008

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47,
НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33,
e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

ВПЛИВ ГЕОМЕТРІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО ЕКРАНА НА РОБОТУ УДАРНОГО ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА ДИСКОВОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

Досліджено вплив тонкостінного електромагнітного екрана на робочі характеристики ударного електромеханічного перетворювача дискової конфігурації. Запропоновані критерії оцінки ефективності електромагнітного екрана, що враховують магнітне поле, що розсіюється у зовнішній простір, коефіцієнту корисної дії електромеханічного перетворювача та збільшення габаритних розмірів. На базі запропонованих безрозмірних геометричних параметрів визначені основні закономірності впливу геометрії дискового та коаксіального екрану на ефективність роботи перетворювача.

Исследовано влияние тонкостенного электромагнитного экрана на рабочие характеристики ударного электромеханического преобразователя дисковой конфигурации. Предложены критерии оценки эффективности электромагнитного экрана, которые учитывают рассеиваемое во внешнее пространство магнитное поле, коэффициент полезного действия преобразователя и увеличение габаритных размеров. На основе предложенных безразмерных геометрических параметров установлены основные закономерности влияния геометрии дискового и коаксиального экрана на эффективность работы преобразователя.

ВСТУП

При роботі ударних електромеханічних імпульсних перетворювачів (УЕП) виникає проблема електромагнітної сумісності з іншою апаратурою [1, 2]. Генеруючи досить потужні імпульсні електромагнітні поля, що розсіюються у зовнішній простір, УЕП може негативно впливати на роботу чутливих і близько розташованих до них приладів. Та й перебування людини в зоні дії сильних електромагнітних полів не бажано [3]. Таким чином виникає задача зменшення магнітних полів у прилеглому до імпульсного електромеханічного перетворювача зовнішньому просторі.

Знизити зовнішнє магнітне поле можна за рахунок застосування пасивних феромагнітних, електромагнітних та надпровідних екранів, або активних компенсаційних обмоток. Найбільш простим за конструктивними, ваговими та функціональними показниками є електромагнітний екран, що може бути виконаний з тонколистового електропровідного матеріалу. Але такий близько розташований екран, що охоплює активну зону, може впливати і на роботу самого перетворювача, змінюючи його робочі показники. Крім того, екран, що зменшує зовнішні магнітні поля, призводить до збільшення габаритів самого перетворювача, що також можна віднести до негативних наслідків його застосування. До останнього часу такі дослідження по застосуванню електромагнітного екрану були виконані тільки для УЕП, який має коаксіально-циліндричну конфігурацію [4]. Але на практиці широко використовуються УЕП дискової конфігурації, в яких зовнішній електромагнітний екран не застосовувався [5].

Метою дослідження є вивчення впливу геометрії електромагнітного екрана, виконаного з тонколистового електропровідного матеріалу, що повинен в максимальній мірі зменшити зовнішнє магнітне поле при мінімальному негативному впливі на робочі показники та габарити УЕП дискової конфігурації.

КОНСТРУКТИВНА СХЕМА УЕП БЕЗ ЕКРАНУ

Базовим варіантом є УЕП дискової конфігурації без екрану (рис.1).

Він містить нерухомий багатовитковий дисковий індуктор 1, який прикріплений до панелі 4 і збуджується аперіодичним імпульсом при підключенні до ємнісного накопичувача, та масивний дисковий яркір 2,

до якого приєднаний ударний елемент 3. Пружина 5 забезпечує повернення яркаря 2 у вихідне положення до тісного контакту з індуктором 1 до і після робочого циклу. Усі активні елементи електромеханічного перетворювача – індуктор, яркір і екран, виконані з технічної міді. Основні розміри та параметри базового варіанту УЕП наведені в табл. 1.

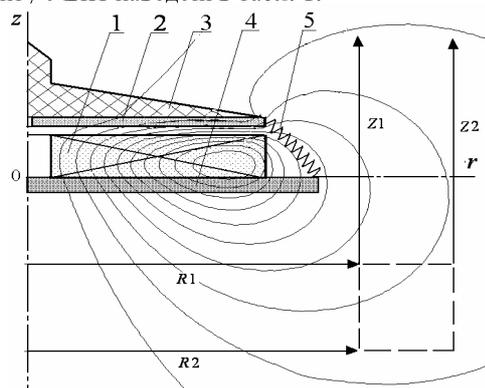


Рис. 1

Таблиця 1

Показник	Позначення	Величина
Зовнішній діаметр індуктора	D_{ex1}	100,0 мм
Внутрішній діаметр індуктора	D_{in1}	10,0 мм
Висота індуктора	H_1	10,0 мм
Зовнішній діаметр яркаря	D_{ex2}	100,0 мм
Внутрішній діаметр яркаря	D_{in2}	2,0 мм
Висота яркаря	H_2	2,0 мм
Початкова відстань між індуктором та яркарем	ΔZ_0	1,0 мм
Кількість витків індуктора	N_1	46 шт
Розмір перерізу одного витка індуктора	$a \times b$	1,8 × 4,8 мм ²
Коефіцієнт пружності пружини	K_p	75,0 кН/м
Маса ударного елемента, приєднана до яркаря	m_2	0,25 кг
Ємність накопичувача	C	3,0 мФ
Зарядна напруга накопичувача	U_0	0,5 кВ

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ УЕП З ЕКРАНОМ

При створенні математичної моделі УЕП для врахування нерівномірності розподілу індукovanого струму доцільно рухомий яркір та нерухомий екран уявити сукупністю упорядковано розташованих елементарних короткозамкнених контурів малого поперечного перетину. В такому випадку електричні про-

цеси в УЕІП можна описати системою рівнянь [6]:

$$R_1(T_1)i_1(t) + L_1 \frac{di_1}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^{t_p} i_1(t) dt + M_{12}(z) \frac{di_2}{dt} + \dots$$

$$\dots + M_{1n}(z) \frac{di_n}{dt} + \dots + M_{1k} \frac{di_k}{dt} + i_2(t)V(t) \frac{dM_{12}}{dz} + \dots$$

$$\dots + i_n(t)V(t) \frac{dM_{1n}}{dz} = U_0;$$

$$\dots$$

$$R_n(T_n)i_n(t) + L_n \frac{di_n}{dt} + M_{1n}(z) \frac{di_1}{dt} + \dots + M_{n-1,n} \times$$

$$\times \frac{di_{n-1}}{dt} + M_{n+1,n}(z) \frac{di_{n+1}}{dt} + \dots + M_{kn}(z) \frac{di_k}{dt} + i_1(t) \times$$

$$\times V(t) \frac{dM_{1n}}{dz} + i_{n+1}(t)V(t) \frac{dM_{n+1,n}}{dz} + \dots + i_k(t)V(t) \times$$

$$\times \frac{dM_{kn}}{dz} = 0;$$

$$\dots$$

$$R_k(T_k)i_k(t) + L_k \frac{di_k}{dt} + M_{1k} \frac{di_1}{dt} + \dots + M_{nk}(z) \times$$

$$\times \frac{di_n}{dt} + \dots + M_{k-1,k} \frac{di_{k-1}}{dt} + i_{2k}(t)V(t) \frac{dM_{2k}}{dt} + \dots + i_{nk}(t) \times$$

$$\times V(t) \frac{dM_{nk}}{dt} = 0,$$

де 1 – індекс індуктора; 2, ..., n – індекси елементарних контурів якоря, що рухається вздовж осі z зі швидкістю V; n+1, ..., k – індекси елементарних контурів нерухомого екрана; $R_p(T_p)$, L_p , i_p , T_p – відповідно, опір, індуктивність, струм та температура p-го елементарного контуру; M_{nk} – взаємодуктивність між n-им і k-им контурами; C, U_0 , t_p – відповідно, ємність, зарядна напруга та тривалість розрядного імпульсу.

На якір зі сторони індуктора і екрана діє електродинамічна сила

$$f_z(t, z) = i_1(t) \cdot \sum_{p=2}^n i_p(t) \frac{dM_{1p}}{dz}(z) +$$

$$+ \sum_{s=n+1}^k \sum_{p=2}^n i_s(t) \cdot i_p(t) \frac{dM_{sp}}{dz}(z),$$

що призводить до його переміщення вздовж осі z зі швидкістю V(t):

$$V(t_{n+1}) = V(t_n) + \frac{t_{n+1} - t_n}{m_1 + m_2} \left\{ i_1(t_n) \cdot \sum_{p=2}^n i_p(t_n) \frac{dM_{1p}}{dz} + \right.$$

$$\left. + \sum_{s=n+1}^k \sum_{p=2}^n i_s(t_n) \cdot i_p(t_n) \frac{dM_{sp}}{dz}(z) \right\} - K_p \Delta Z(t_n) -$$

$$- 0,125 \cdot \pi \cdot \gamma_a \beta_a D_{ex2}^2 V^2(t_n),$$

де m_1 , m_2 – маса якорю та ударного елемента відповідно; K_p – коефіцієнт пружності пружини; $\Delta Z(t)$ – величина переміщення якорю; γ_a – густина повітря; β_a – коефіцієнт аеродинамічного опору.

Допускаючи рівномірність розподілу, температури в активних елементах УЕІП опишемо за допомогою рекурентних співвідношень [7]:

$$T_q(t_{k+1}) = \frac{R_q(T_q) \cdot i_q^2(t_k)}{F_{\alpha q} \alpha_{Tq}(T_q)} + \exp \left(- \frac{4\alpha_{Tq}(T) F_{\alpha q} \cdot \Delta t}{\pi \cdot \gamma \cdot H_q (D_{exq}^2 - D_{inq}^2) c_q(T_q)} \right) \times$$

$$\times \left(T_q(t_k) - T_0 - \frac{R_q(T_q) \cdot i_q^2(t_k)}{F_{\alpha q} \alpha_{Tq}(T_q)} \right) + T_0,$$

де $q=1, 2, 3$ – індекси відповідних величин для індуктора, якоря та екрана; i_q – струм; R_q – опір; $F_{\alpha q}$ – поверхня тепловіддачі; α_{Tq} – коефіцієнт тепловіддачі; γ – питома густина матеріалу q-го елемента; c_q – питома теплоємність; T_0 – температура навколишнього середовища.

Для визначення впливу УЕІП на прилеглий простір введемо ближню і дальню зону спостереження. Значення модулю індукції магнітного поля в момент, коли на якір діє максимальна електродинамічна сила, в зонах спостереження будуть порівнюватися для різних конфігурацій електромагнітного екрана. Ближня зона окреслена радіальною R1 та аксіальною Z1 лініями (рис. 1). Радіальна лінія R1 довжиною $r_1=70$ мм починається на осі і зсунута на 20 мм в аксіальному напрямку відносно індуктора. Аксіальна лінія Z1 довжиною $z_1=60$ мм зсунута на 20 мм в радіальному напрямку відносно бокової поверхні індуктора. Вона починається з крайньої точки лінії R1 ($r = 70$ мм). Дальня зона окреслена лініями R2 і Z2 (рис. 1), які віддалені на 20 мм відносно аналогічних ліній R1 і Z1, відповідно в аксіальному та радіальному напрямках.

Базовий варіант УЕІП дискової конфігурації без екрана утворює магнітне поле, яке розсіюється у зовнішній простір на значну відстань (рис. 1). При введенні тонкостінного дискового або циліндричного електромагнітного екрана в магнітну систему УЕІП відбувається суттєвий перерозподіл магнітного поля (рис. 2, 3).

ПАРАМЕТРИ ЕКРАНА І КРИТЕРІЇ ЕФЕКТИВНОСТІ УЕІП

Дисковий екран 6 (рис. 2) характеризується наступними геометричними параметрами: D_{ex3} , D_{in3} – відповідно, зовнішній та внутрішній діаметри; H_3 – висота; Δz_{13} – відстань між індуктором та екраном в аксіальному напрямку.

Дисковий екран будемо оцінювати безрозмірними параметрами:

$$\epsilon_{ex} = \frac{D_{ex3}}{D_{ex1}}; \quad \epsilon_{in} = \frac{D_{in3}}{D_{ex1}}; \quad \epsilon_{\Delta r} = \frac{D_{ex3} - D_{in3}}{D_{ex1}};$$

$$\delta = \frac{D_{ex3} + D_{in3}}{2 \cdot D_{ex1}}; \quad \lambda_z = \frac{\Delta z_{13}}{H_1}; \quad \chi_z = \frac{H_3}{H_1}.$$

Циліндричний коаксіальний електромагнітний екран 6 (рис. 3) характеризується наступними геометричними параметрами: Δr_{13} – відстань між індуктором та екраном в радіальному напрямку; Δr_3 – товщина екрана в радіальному напрямку; H_3 – висота екрана; σ – зміщення в аксіальному напрямку центру екрана відносно центру індуктора (рис. 3,б). Циліндричний екран будемо оцінювати безрозмірними параметрами:

$$\lambda_r = \frac{\Delta r_{13}}{D_{ex1}}; \quad \chi_r = \frac{\Delta r_3}{D_{ex1}}; \quad \gamma = \frac{H_3 - H_1}{H_1}; \quad \varsigma = \frac{\sigma}{H_1};$$

$$\xi = |\gamma| \cdot \text{sign}(\varsigma).$$

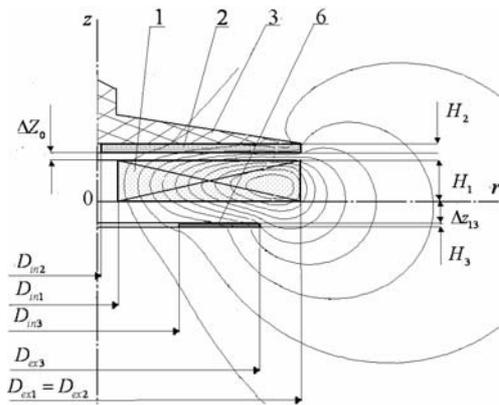


Рис. 2

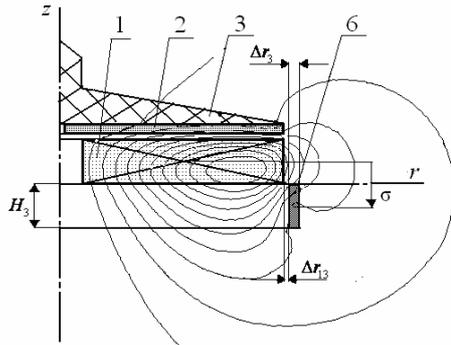


Рис. 3

В якості коефіцієнту корисної дії УЕІП з екраном застосуємо співвідношення, що враховує кінетичну енергію рухомих мас, потенційну енергію пружини та початкову енергію ємнісного накопичувача

$$\eta(t_n) = \frac{(m_1 + m_2) \cdot V^2(t_n) + K_p \cdot \Delta Z^2(t_n)}{C \cdot U_0^2}$$

В якості показників інтенсивності поля будемо використовувати осереднене значення магнітного поля на границях ближньої зони спостереження

$$B = \frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} \sqrt{B_r^2 + B_z^2} dr + \frac{1}{z_1} \int_0^{z_1} \sqrt{B_r^2 + B_z^2} dz$$

Будемо оперуватимемо нормованими показниками максимальної сили F_m^* , швидкості V_m^* , ККД η^* , середнього модулю індукції в ближній зоні B^* та габаритами активної частини УЕІП G^* . Нормовані значення характеризують екранований перетворювач відносно базового УЕІП без екрану.

Для оцінки ефективності екрану застосуємо критерії:

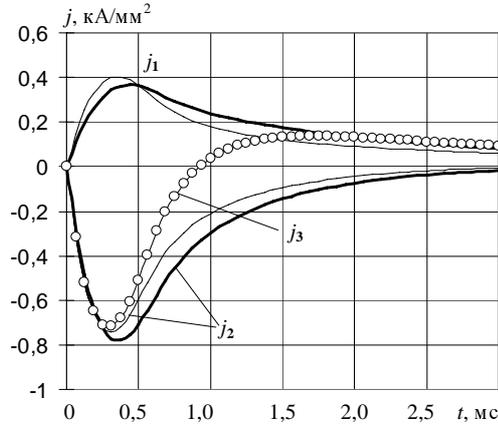
$$K_e^* = \frac{\eta^*}{B^*}; \quad K_g^* = \frac{\eta^*}{B^* \cdot G^*}$$

ДОСЛІДЖЕННЯ УЕІП З ДИСКОВИМ ЕКРАНОМ

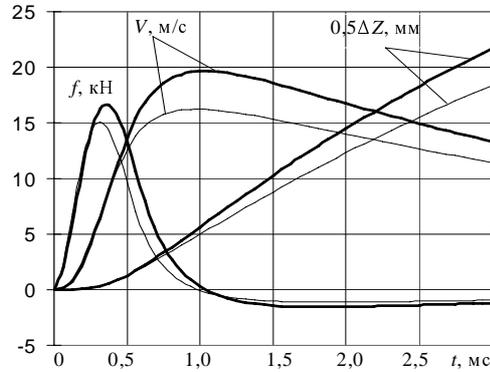
Введення електромагнітного екрану в магнітну систему призводить до зміни в характері робочих процесів в УЕІП. На рис. 4 показані електричні (а) та механічні (б) характеристики УЕІП з дисковим екраном ($\epsilon_{ex} = 1,2$; $\epsilon_{in} = 0$) і базового УЕІП. Величини, що відносяться до базового УЕІП позначені жирною лінією, з екраном – тонкою. Щільність струму в екрані j_3 позначена круговими маркерами.

Поява електромагнітного екрану призводить до того, що:

- максимум щільності струму в індукторі j_1 зростає і зсувається в більш ранні періоди часу;
- максимум щільності струму в якорі j_2 зменшується і зсувається в більш ранні періоди часу;
- електродинамічна сила, переміщення та швидкість якоря знижуються.



а)



б)

Рис. 4

Для вибору відстані між екраном та індуктором Δz_{13} та висоти екрану розглянемо залежності на рис. 5, де показаний вплив геометричних параметрів λ_z та χ_z дискового екрану на показники роботи УЕІП.

На рис. 5,а показані конфігурації УЕІП з екранами та створене ними магнітне поле. Товстими стрілками зазначаються розраховані параметри при відповідній величині геометричного параметру λ_z .

При збільшенні відстані між екраном та індуктором зовнішнє поле майже не змінюється, а коефіцієнт корисної дії η зростає (рис. 5,а).

Це обумовлює зростання критерію K_e^* . Але при цьому зростають і габарити УЕІП, тому критерій K_g^* має максимум при параметрі $\lambda_z = 0,5$; а при зростанні геометричного параметру $\lambda_z > 0,5$ критерій ефективності K_g^* зменшується. Надалі будемо розглядати УЕІП з незмінною відстанню між екраном та індуктором при параметрі $\lambda_z = 0,5$.

Збільшення товщини дискового екрану зменшує зовнішнє поле УЕІП. При цьому ККД η і геометричні розміри майже не змінюються (рис. 5,б). А отже збільшуються значення критеріїв ефективності K_e^* та K_g^* . Враховуючи конструктивні і технологічні показники виберемо екран з параметром $\chi_z = 0,1$.

Розглянемо випадок, коли мінімальний діаметр екрану дорівнює $\epsilon_{in} = 0$, а максимальний збільшується з $\epsilon_{ex} = 0,4$ до $\epsilon_{ex} = 1,4$ (рис. 6). Показники F_m^* , V_m^* зменшуються зі збільшенням екрану, оскільки частина

енергії, що раніше надходила до якоря перерозподіляється на користь екрану. Найбільш сильна залежність вищезгаданих показників від максимального діаметру екрану характерна для проміжку параметрів $\epsilon_{ex} = 0,6 \dots 1,0$. Це природно, оскільки саме на цей проміжок припадає найбільший коефіцієнт магнітного зв'язку, а отже більша частина енергії магнітного поля екранується. ККД η зменшується повільніше, ніж індукція магнітного поля, отже K_e^* зростає зі збільшенням розміру екрану.

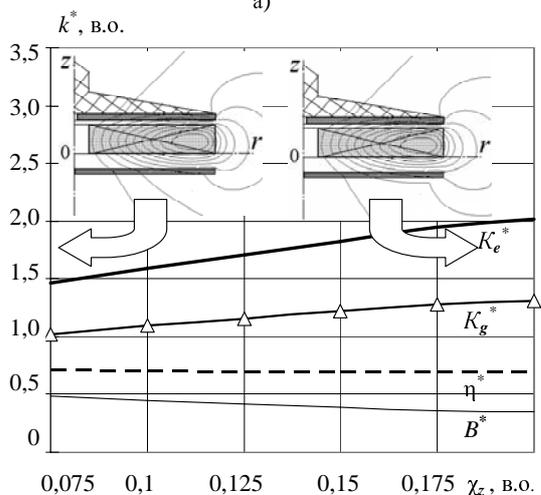
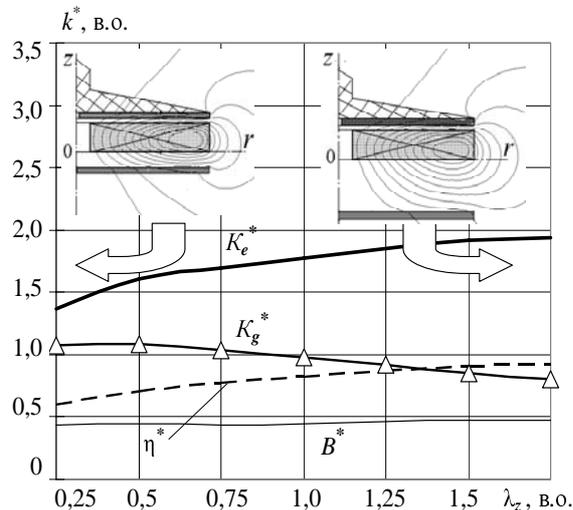


Рис. 5

Втім, при $\epsilon_{ex} > 1,0$ екран виходить за межі індуктора, збільшуючи таким чином розмір УЕП, тому при подальшому зростанні екрану критерій ефективності K_g^* знижується.

Розглянемо випадок, коли незмінною залишається радіальна товщина екрану $D_{ex3} - D_{m3} = 40$ мм ($\epsilon_{\Delta r} = 0,4$). Змінюється мінімальний діаметр екрану при відповідному збільшенню максимального. Конфігурація такого дискового кільцевого екрану характеризується геометричним параметром δ (рис. 7).

Найбільший вплив на УЕП такий кільцевий екран має у випадку, коли геометричний параметр $\delta = 0,8$. В цьому випадку $D_{ex3} = D_{ex1}$. При подальшому збільшенні параметра δ екран виходить за межі індуктора, тому його здатність екранувати магнітне поле зменшується, а ККД η УЕП зростає.

При переході від $\delta = 0,8$ до $\epsilon_{\Delta r} = 1,0$ ККД η зростає швидше, ніж магнітне поле в ближній зоні спостереження, що зумовлює максимум K_e^* при значенні $\delta = 1,0$.

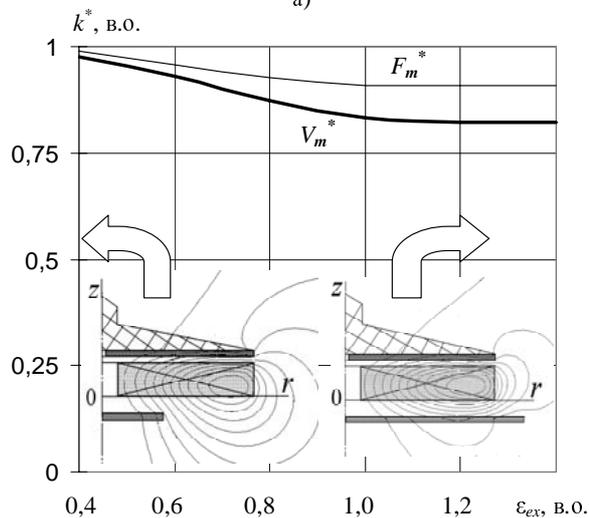
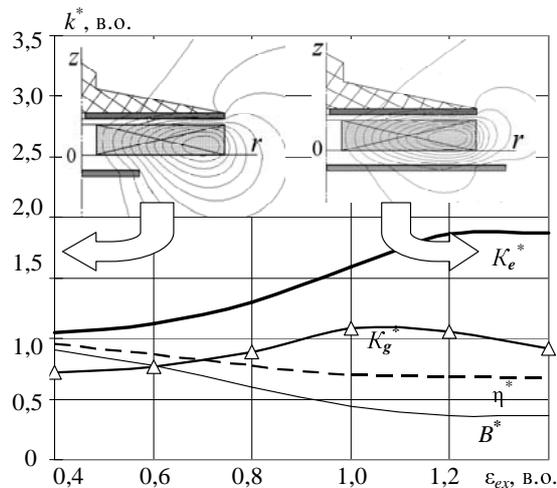


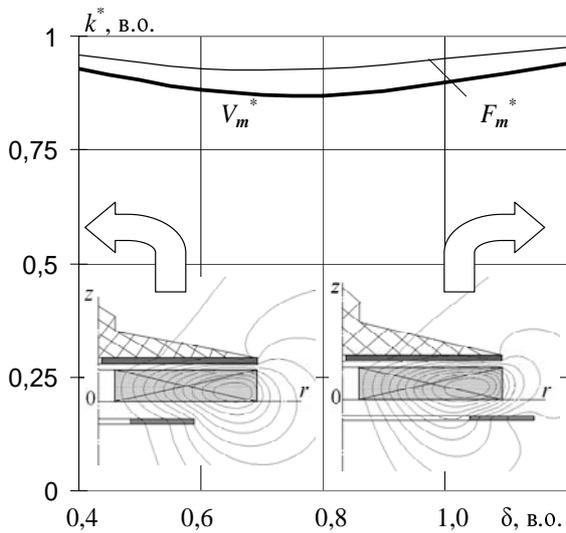
Рис. 6

Це пояснюється тим, що хоча при зсуві екрану за межі індуктора його екрануюча спроможність в радіальній площині (на лінії R1) послаблюється, водночас зростає його екрануючий вплив на аксіальну площину (лінія Z1). Це спільне зростання сумарного модулю індукції, і, таким чином, збільшує критерій K_e^* . Втім, збільшення геометричних розмірів УЕП при $\delta > 0,8$ нівелює цей позитивний ефект, призводячи до зменшення критерії ефективності K_g^* .

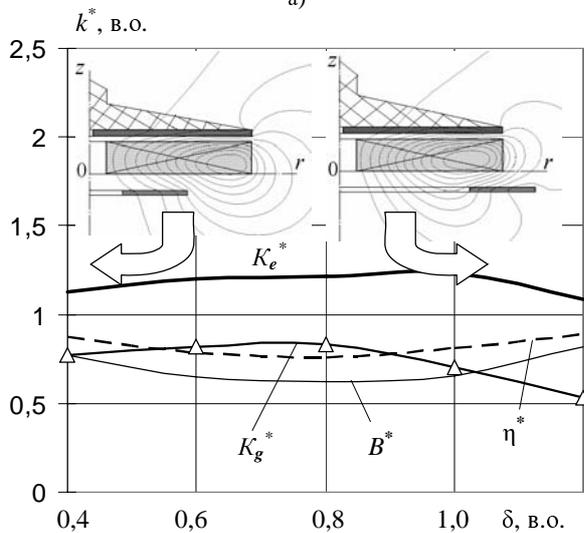
ДОСЛІДЖЕННЯ УЕП З ЦИЛІНДРИЧНИМ ЕКРАНОМ

Згідно з міркуваннями, аналогічними випадку дискового екрану, прийемо геометричні параметри циліндричного екрану $\lambda_r = 0,01$; $\chi_r = 0,01$. Розглянемо випадок, коли за початкове (нульове) положення приймаємо циліндричний екран з параметрами $H_3 = H_1$ ($\gamma = 0$), $\sigma = 0$ ($\zeta = 0$) (див. рис. 3,а).

Простежимо залежність основних характеристик екрану, збільшуючи його висоту або в напрямку осі z (позитивному) або в протилежному напрямку (негативному) (рис. 8).



а)

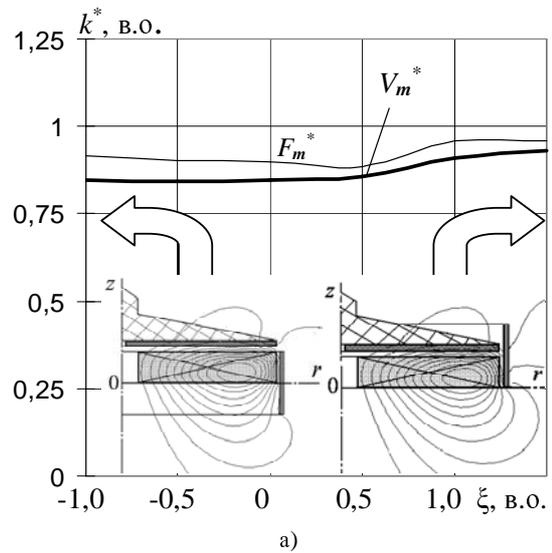


б)
Рис. 7

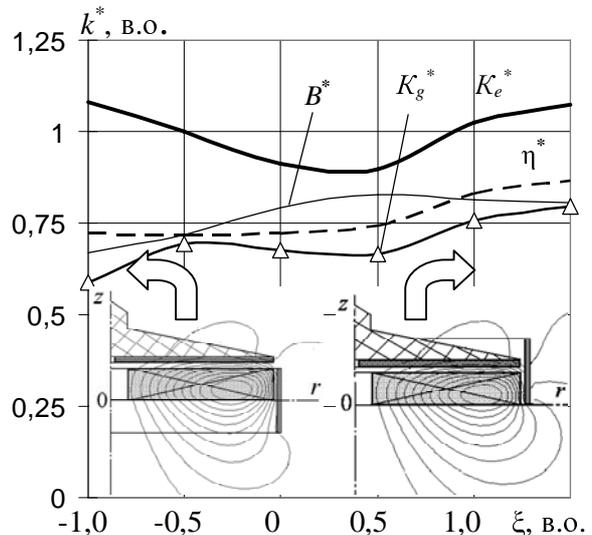
При збільшенні висоти екрану показники F_m^* , V_m^* та η^* не тільки не зменшуються, а навіть дещо зростають. Причому, якщо при значенні параметру $\xi < 0$ це зростання незначне, то при значенні $\xi > 0$ воно набуває досить стрімкого характеру.

У випадку збільшення висоти циліндричного екрану у від'ємному напрямку незначне зростання вищезгаданих показників зумовлене стискуванням лінії індукції магнітного поля, найбільша кількість яких проходить у зовнішній простір саме за індуктором. Це призводить не тільки до зростання струму в індукторі, але, починаючи з деякого значення параметра ξ , і в якорі. Наслідком цього є збільшення максимальних значень показників УЕП. При цьому досягається значне зменшення зовнішнього магнітного поля, однак зростають габарити УЕП, а отже критерій K_g^* падає.

При збільшенні висоти циліндричного екрану в позитивному напрямку ($\xi > 0$) проявляється неоднозначність впливу екрану на якір в залежності від їх взаємного розташування та часових проміжків процесу.



а)



б)
Рис. 8

Так, на початку робочого етапу, при $t < 1$ мс струми в якорі та екрані мають однакову полярність, протилежну полярності струму індуктора (рис. 4,а). Це означає, що в той час, як індуктор відштовхує якір електродинамічною силою F_{12} , екран навпаки, притягує якір силою F_{23} , тобто зменшує ефективність основної складової електродинамічної сили. Це відбувається при умові, коли екран не виходить за межі якоря в аксіальному напрямку. Таким чином, при збільшенні висоти циліндричного екрану до межі якоря збільшується і протидія руху якорю вздовж осі z .

На рис. 9 показана умовна схема УЕП з напрямками струмів та електродинамічних сил, що діють на якір: 1 – індуктор; 2 – якір; 3 – циліндричний екран з параметрами $\xi = 0$ (а) і $\xi = 0,5$ (б). При збільшенні висоти екрану з $\xi = 0$ до $\xi = 0,5$ в геометрії системи відбуваються зміни – деяка частина екрану виходить за межі якоря (рис. 9,б). Маючи на початковому етапі струм однакової полярності, частина циліндричного екрану, що розташована в аксіальному напрямку нижче якоря, утворює паразитну гальмівну силу на якір F_{23} , а частина циліндричного екрану, що розташована вище якоря утворює позитивну прискорювальну

силу на якір F_{23}'' . При подальшому збільшенні висоти екрану у напрямку осі z , вплив прискорювальної електродинамічної сили F_{23}'' зростає.

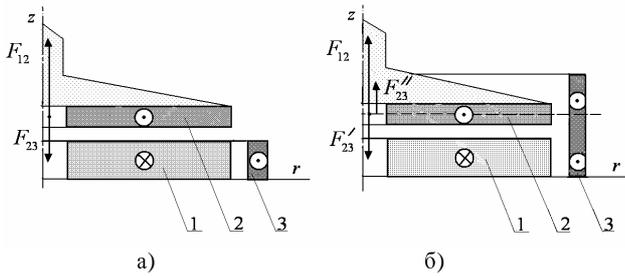


Рис. 9

На рис. 10 показана схема УЕП з напрямками струмів та електродинамічних сил, що діють на якір: 1 – індуктор; 2 – якір; 3 - циліндричний екран з параметрами $\xi = 1,5$ (а) і $\xi \gg 1,5$ (б). При збільшенні часу роботи УЕП, тобто коли $t > 1$ мс, струм в екрані змінює напрям і його полярність співпадає з полярністю струму індуктора. Якщо якір за цей час встигає вийти за межі циліндричного екрану в аксіальному напрямку, то на нього зі сторони останнього починає діяти позитивна прискорювальна електродинамічна сила F_{23} (рис. 10,а). Тобто циліндричний екран фактично надає додаткове прискорення якорю на тій траєкторії, де вплив безпосередньо індуктора на якір зменшується. Крім того, якщо на початкових етапах роботи струм в екрані менший за струм в індукторі і значно менший за якірний струм; з часом, коли $t > 1$ мс ці струми приймають практично однакові величини. Отже вплив зовнішнього екрану на якір на цьому етапі роботи стає відчутним. У випадку ж, коли якір не встигає вийти за межі циліндричного екрану, який має значну аксіальну висоту ($\xi \gg 1,5$), частина екрану, що знаходиться попереду якоря вздовж осі z , гальмує якір електродинамічною силою F_{23}' , частково компенсуючи прискорювальну електродинамічну силу F_{23}' частини екрану, що знаходиться позаду якоря (рис.10,б).

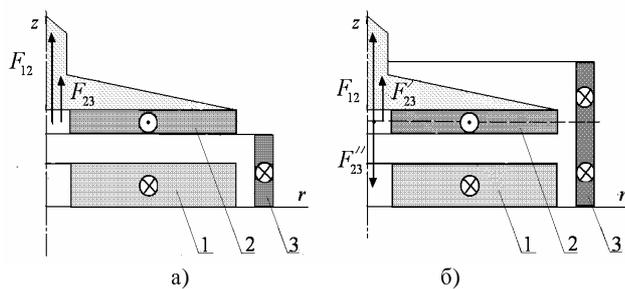


Рис. 10

Таким чином, якщо у циліндричного екрану геометричний параметр ξ знаходиться в діапазоні $1,5 \dots 1,0$, зростання ККД η відбувається менш інтенсивно, ніж в діапазоні $\xi = 1,0 \dots 0,5$. Але збільшення висоти циліндричного екрану до параметра $\xi > 1,5$ недоцільне як через збільшення габаритів УЕП, так і через підвищені витрати матеріалів.

ВИСНОВКИ

При наявності електромагнітного екрану, розташованого поблизу активної зони, зменшується зовнішнє магнітне поле, але ефективність роботи УЕП падає.

Найбільший вплив як на зовнішнє магнітне поле, так і на робочі показники УЕП виявляється при максимальному діаметрі дискового екрану.

Найбільш повно магнітне поле УЕП зменшується при збільшенні висоти циліндричного екрану, який охоплює індуктор, у напрямку, протилежному якорю. Однак при цьому збільшуються габарити УЕП.

При збільшенні висоти циліндричного екрану в напрямку руху якоря магнітне поле в ближній зоні зовнішнього простору зменшується не так суттєво. Однак, завдяки взаємодії екрану та якоря зберігаються робочі показники УЕП.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. S. Barmada, "Field analysis in tubular coilguns by wavelet transform" // IEEE Trans. Magnetics, vol. 39, № 1, pp. 120-124, 2003.
2. T.G.Engel, D.Surls, W.C.Nunnally, "Prediction and verification of electromagnetic forces in helical coil launchers", IEEE Trans. Magnetics, vol. 39, № 1, pp. 112-115, 2003.
3. Сильные и сверхсильные магнитные поля и их применение / Под ред. Ф.Херлаха. - М.: Мир, 1988. - 456 с.
4. В.Ф.Болух, Л.А.Любимова, Е.Г.Болух, "Влияние конфигурации электромагнитного экрана на работу криогенного индукционно-динамического двигателя", Электротехника, № 3, С. 28-35, 2006.
5. В.А. Тютюкин, "Магнитно-импульсный способ разрушения сводов и очистки технологического оборудования от налиплих материалов", Электротехника, № 11, С. 24-28, 2002.
6. В.Ф.Болух, А.М.Марков, В.Ф.Лучук, И.С.Щукин, "Теоретические и экспериментальные исследования индукционно-динамического двигателя, возбуждаемого от полярного емкостного накопителя", Техн. электродинамика. Тем. выпуск: Проблемы сучасної електротехніки, Ч. 2, С. 65-70, 2006.
7. Болух В.Ф., Данько В.Г. Лінійні електромеханічні перетворювачі імпульсної дії. – Харків: НТУ "ХПІ". – 2006. – 260 с.

Поступила 19.11.2008

Болух Володимир Федорович, д.т.н., проф.,
 Рассоха Максим Олексійович
 Національний технічний університет
 "Харківський політехнічний інститут"
 Україна, 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПІ",
 кафедра "Загальна електротехніка"
 тел. (057) 70-76-427, e-mail: bolukh@kpi.kharkov.ua.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИНЕЙНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ТОКОПРОВОДЯЩИМ СЛОЕМ НА БЕГУНЕ

Отримані електромеханічні тягові характеристики лінійного асинхронного двигуна (ЛАД) зі струмопровідним шаром на бігуні, показники які були розраховані за допомогою чисельного методу кінцевих елементів за програмою FEMM та підтверджені експериментальним шляхом.

Получены электромеханические тяговые характеристики линейного асинхронного двигателя (ЛАД) с токопроводящим слоем на бегуне, величины которые были рассчитаны численным методом конечных элементов по программе FEMM и подтверждены экспериментальным путем.

ВВЕДЕНИЕ

Применение линейного асинхронного электродвигателя для привода рабочего органа, например, манипуляторов, дозаторов, толкателей, разъединителей, ударных механизмов и т.д. [1, 2, 3, 4], является актуальной задачей.

В настоящее время для определения электромеханических параметров электрических машин и их характеристик широко применяется численный метод конечных элементов [5]. Этот метод может быть использован и для расчета электромеханических характеристик линейного асинхронного электродвигателя [6].

Как правило, существующие стенды для испытания ЛАД [7] недостаточно эффективны и при снятии экспериментальных параметров имеют значительную погрешность в определенных электромеханических характеристиках двигателя.

Таким образом, **целью** данной работы является расчет электромеханических характеристик линейного асинхронного двигателя с токопроводящим слоем на бегуне методом конечных элементов, а также разработка методики экспериментального исследования ЛАД на автоматизированном испытательном стенде, разработанном авторами данной работы [8].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛАД

Автоматизированный стенд для испытания и контроля электромеханических характеристик линейного асинхронного электродвигателя с токопроводящим слоем на бегуне изображен на рис. 1. На рис. 2 изображена блок-схема электрическая стенда для автоматизированного контроля электромеханических параметров ЛАД. Схематическое конструктивное изображение ЛАД представлено на рис. 3.

Предложенный автоматизированный стенд для испытания ЛАД (см. рис. 1) содержит: 1- линейный асинхронный электродвигатель; 2 - контрольно-измерительную аппаратуру; 3 - привод подвижной рамки с датчиком (ИД).

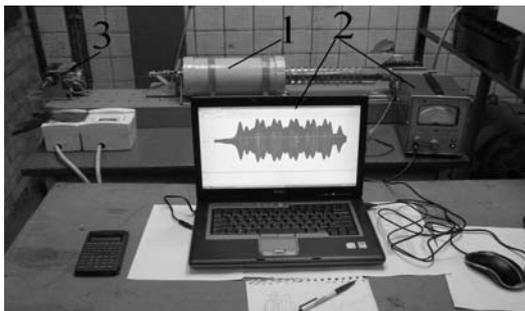


Рис. 1. Автоматизированный стенд для испытания линейного асинхронного электродвигателя

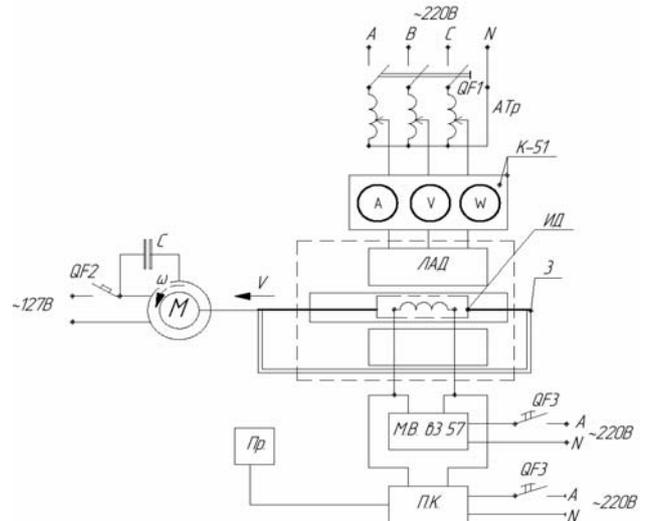


Рис. 2. Блок-схема электрическая стенда для испытания ЛАД

Блок-схема электрическая стенда для испытания ЛАД (см. рис. 2) включает: линейный асинхронный двигатель; электропривод (М) подвижной рамки 3 с индуктивным датчиком (ИД); автотрансформатор (АТр); комплект измерительных приборов К-51; милливольтметр (МВ) ВЗ-57; персональный компьютер (ПК) и принтер (Пр), а также автоматические выключатели QF1, QF2, и QF3.

Линейный асинхронный двигатель (см. рис. 3) состоит из: магнитопровода статора 4 цилиндрической формы с зубцовой структурой в виде разрезных шайб 5; статорной обмотки 6 в виде катушек; магнитопровода бегуна 7 с токопроводящим слоем на бегуне 8.

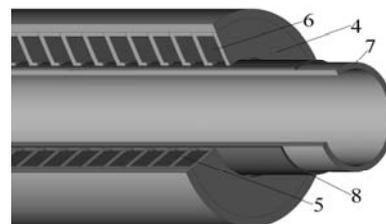


Рис. 3. Конструктивное изображение ЛАД

Исследуемый коаксиально – линейный асинхронный двигатель имеет следующие электромеханические и конструктивные параметры: номинальная мощность $P_2=1,5$ кВт; подводимое напряжение $U_\phi=127$ В; частота сети $f=50$ Гц; пусковой ток $I_n=10$ А; электромагнитное тяговое усилие $F_{эм}=300$ Н; масса статора $m_1=19,2$ кг; масса бегуна $m_2=13,6$ кг; немагнитный зазор $\delta=2,5$ мм; толщина токопроводящего слоя бегуна $\Delta h=1,5$ мм; число витков фазы статорной

обмотки $W_1=80$; сечение проводника $\Delta S_{ст}=1,12 \text{ мм}^2$; схема соединений начала и концов обмоток статора соответствует AZZBXCYU.

Индуктивный датчик (ИД) закреплен на текстолитовой ленте подвижной рамки 3. Датчик ИД имеет $W_{им}=10$ витков, уложенных в виде квадратной катушки размером $\Delta S_{ид}=10 \times 10 \text{ мм}^2$.

Концы индуктивного датчика ИД подключены к милливольтметру ВЗ-57 и персональному компьютеру.

Определение магнитной индукции B_δ в воздушном зазоре между активной частью статора и бегуна является одна из основных величин при расчете электромагнитного тягового усилия ЛАД.

При экспериментальном исследовании ЛАД с целью получения значений магнитной индукции в воздушном зазоре между зубцовой зоной магнитопровода статора и активной частью бегуна с токопроводящим слоем датчик ИД автоматически перемещается в зазоре двигателя под воздействием привода М подвижной рамки. Исследования ЛАД проводились в режиме короткого замыкания, т. е. при заторможенном бегуне. Датчик ИД протарирован согласно [9], а также с применением некоторых положений из [10, 11] по определению магнитной индукции.

Тогда действующее значение ЭДС в индуктивном датчике ИД определяется из выражения:

$$E=4,44f_1 W_{ид} \Phi_{max}, \quad (1)$$

где f_1 – частота сети, Гц; $W_{ид}$ – число витков индуктивного датчика ИД; Φ_{max} – максимальное значение магнитного потока, Вб. Следовательно, магнитный поток Φ_{max} определяется по формуле:

$$\Phi_{max}=E/4,44f_1 W_{ид}, \quad (2)$$

а значение магнитной индукции B_δ – по формуле:

$$B_\delta=\Phi_{max}/\Delta S_{ид}, \quad (3)$$

где $\Delta S_{ид}$ – площадь катушки индуктивного датчика ИД, мм^2 .

Включение и отключение подачи электрической энергии для питания ЛАД, привода М подвижной рамки с датчиком ИД и контролирующей аппаратуры осуществляется при помощи автоматических выключателей QF1, QF2 и QF3 при соответствующей технологической последовательности проведения испытания ЛАД (см. рис. 2). При помощи автотрансформатора АТр устанавливается выходное напряжение питания двигателя.

Магнитное поле статора наводит в обмотке датчика ЭДС, действующее значение которой E фиксируется на шкале милливольтметра ВЗ 57. Полученные значения параметров магнитной индукции автоматически обрабатываются на персональном компьютере ПК, а распечатка осуществляется на принтере Пр. Картина распределения магнитной индукции B_δ вдоль зубцовой зоны Z статора отражена на дисплее персонального компьютера.

График распределения магнитной индукции вдоль зубцовой зоны статора $B_\delta=f(Z)$, полученный экспериментальным путем, изображен на рис. 4 а.

Для подтверждения значений полученной магнитной индукции были проведены расчеты численным методом с помощью программы FEMM [5].

Задача решалась в цилиндрической системе [6] координат в плоскости roz которая осесимметрична для векторного потенциала A , имеющего единственную Φ -компоненту.

Из дифференциальных уравнений Максвелла для квазистационарного магнитного поля:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{H} &= \mathbf{j}, \quad \text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t \\ \text{div } \mathbf{B} &= 0, \quad \text{div } \mathbf{j} = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

и уравнения состояния магнитного материала, записанного в виде:

$$\mathbf{B} = \mu_{eff}(\mathbf{B}) \cdot \mathbf{H}, \quad \mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (5)$$

получим уравнение для векторного магнитного потенциала A , при неподвижном бегуне $\mathbf{v} = 0$ имеет вид [9]:

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu_{eff}(\mathbf{B})} \text{rot } A \right) = -j\omega \sigma A + \mathbf{J}_{стр}. \quad (6)$$

Здесь E – напряженность электрического поля, В/м; H – напряженность магнитного поля, А/м; B – магнитная индукция, Тл; $J_{стр}$ – плотность тока в обмотке статора, А/мм²; $\mu_{eff}(B)$ – эффективная магнитная проницаемость, зависящая от B , Г/м; j – плотность тока, А/м²; j – мнимая единица; ω – угловая частота, рад/с; σ – удельная электрическая проводимость токопроводящего слоя на бегуне (медь), См/м.

На рис. 4 б показан график распределения магнитной индукции вдоль зубцовой зоны статора $B_\delta=f(Z)$, полученного в результате расчетов на программе FEMM.

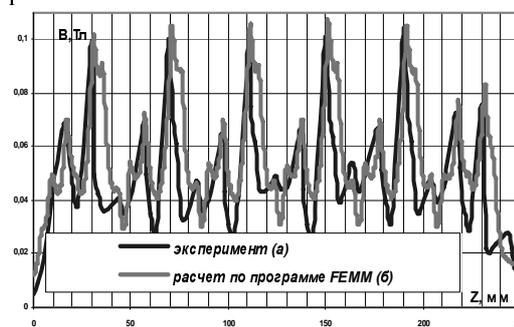


Рис. 4. Графики распределения магнитной индукции вдоль зубцовой зоны статора $B_\delta=f(Z)$: а) – экспериментальным путем, б) – расчетным

Равномерный всплеск индукции на межфазных зубцах указывает, что фазные зоны были одинаковыми.

Анализируя графики зависимости $B_\delta=f(Z)$ (см. рис. 4), можно сделать следующие выводы: сходимость экспериментальных и расчетных значений магнитной индукции составляет $95 \div 96\%$; провалы на графиках $B_\delta=f(Z)$ обусловлены зубцовой структурой магнитопровода статора ЛАД; в крайних зонах активной части магнитопровода статора магнитное поле ослабевает из-за разрыва магнитной цепи. Максимальное значение индукции в воздушном зазоре B_δ зафиксировано на участках зубцовой зоны магнитопровода статора и составляет 0,11 Тл.

На рис. 5 показано распределение силовых линий модуля магнитной индукции $|B|$ вдоль активной части магнитопровода статора и бегуна ЛАД при плотности тока в обмотке статора 5 А/мм^2 .

Здесь 1 – зубец магнитопровода статора ЛАД, 2 – спинка магнитопровода, 3 – магнитопровод бегуна, 4 – токопроводящий слой бегуна.

Из картины распределения магнитной индукции (см. рис. 5) видно, что максимальное значение индукции достигается в угловых зонах зубцов магнитопровода статора и составляет 1,9 Тл.

При определении параметров тягового усилия, развиваемого ЛАД, экспериментальным путем статор двигателя был закреплен на станине стенда, а бегун соединен через динамометр со спинкой данного стенда. Питание ЛАД осуществлялось по схеме, представленной на рис. 2. При питающем линейном напряжении обмоток статора ЛАД $U=127 \text{ В}$, плотность тока $j = 5 \text{ А/мм}^2$, коэффициент заполнения паза $K_n=0,35$, а

пусковое тяговое усилие двигателя $F_H=300$ Н.

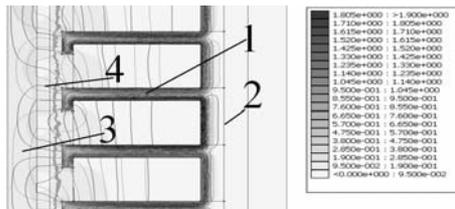


Рис. 5. Распределение модуля магнитной индукции $|B|$ ЛАД

При расчетах электромагнитного тягового усилия, развиваемого ЛАД, необходимо, кроме геометрических параметров двигателя, учитывать соединение начала и концов катушек статорной обмотки в зависимости от толщины токопроводящего слоя бегуна $F_{эм}=f(\Delta h, f_0)$.

Расчеты проводились согласно закону регулирования $U/f=\text{const}$ [4, 10].

В данной работе электромагнитной силы ЛАД, действующей на бегун, рассчитывались при помощи программы FEMM на основании тензора натяжения Максвелла T согласно следующему выражению [9]:

$$F_{эм} = \int_S n T dS, \quad (7)$$

причем вычислялась осевая компонента силы. Здесь n - единичный вектор внешней нормали к поверхности бегуна S , m^2 .

На рис. 6. изображено семейство расчетных электромагнитных характеристик ЛАД $F_{эм}=f(\Delta h, f_0)$. То есть зависимость электромагнитного тягового усилия $F_{эм}$, развиваемого двигателем, от толщины токового слоя Δh при различных частотах питающей сети f_0 , а также при различных соединениях начала и концов трехфазной обмотки статора ЛАД.

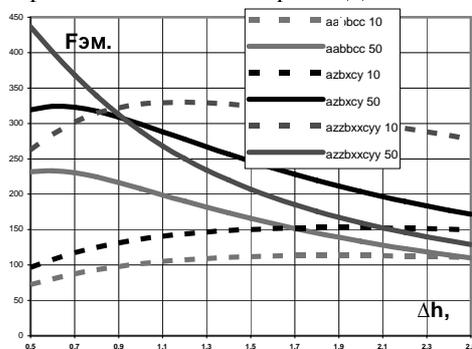


Рис. 6. Семейство электромагнитных характеристик ЛАД $F_{эм}=f(\Delta h, f_0)$

Из анализа графиков зависимости $F_{эм}=f(\Delta h, f_0)$ (см. рис. 6) при различных соединениях начала и концов трехфазной обмотки статора ЛАД следует, что наибольшее значение тягового усилия $F_{эм}=325$ Н имеет место при частоте питания тока обмоток статора $f=10$ Гц, толщине токового слоя бегуна $\Delta h=1,2$ мм и схеме соединения начала и концов обмоток статора AZZBXXXY.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты при расчете электромагнитных характеристик ЛАД с токопроводящим слоем на бегуне методом конечных элементов позволили с большой вероятностью приблизиться к экспериментальным данным. Ошибка составляет 4÷5%.

Предложенный стенд и методика испытания линейных асинхронных электродвигателей с токопрово-

дящим слоем на бегуне позволяют автоматически фиксировать величины электромагнитных характеристик, магнитную индукцию B_δ в воздушном зазоре.

Неравномерное распределение магнитной индукции в воздушном зазоре между активной частью магнитопровода статора и бегуна связано с Г-образным профилем полюсного концентратора (зубца) исследуемого двигателя.

Исследования электромагнитных характеристик методом конечных элементов позволили оперативно и с большой точностью рассчитать электромагнитные характеристики двигателя, которые близки к экспериментальным.

Полученные результаты по исследованию ЛАД с токопроводящим слоем на бегуне дают основание для дальнейшего развития и усовершенствования конструкции линейного асинхронного двигателя и его параметров с целью применения ЛАД в качестве привода рабочих органов возвратно – поступательных устройств и, в частности, строительных машин и механизмов ударного действия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент на корисну модель № 23757 Богаєнко Е.М., Богаєнко М.В., Веремієнко А.В., Голєнков Г.М., Попков В.С., Електродвигун зворотньо-поступального руху. Україна Оpubл. від 11.06.2007.
2. Декларацийний патент на корисну модель заявка № а 2006 13644 Богаєнко Е.М., Богаєнко М.В., Веремієнко А.В., Голєнков Г.М., Попков В.С., Електродвигун зворотньо-поступального руху. Україна Оpubл. від 22.12.2006.
3. А.С. №137579 (СССР). Голєнков Г.М. и др. Электромагнитный молот для забивки свай. Оpubл. В БИ №7 1998.
4. Веселовский О.Н. Линейные асинхронные двигатели. М. Энергоатомиздат, 1991. 256 с.
5. <http://femm.foster-miller.net>
6. Голєнков Г.М., Веремеєнко А. В. Оптимизация параметров линейного асинхронного двигателя с токопроводящим слоем на бегуне методом конечных элементов. "Электротехника и электромеханика". Научно – практический журнал. Харків. НТУ "ХПИ" №5, 2007. - С. 9-12.
7. Ямамура С. Теория линейных асинхронных двигателей. Л. Энергоатомиздат, 1983. 180 с.
8. Патент на корисну модель № 29884 Богаєнко Е.М., Богаєнко М.В., Веремієнко А.В., Голєнков Г.М., Попков В.С., Стенд для випробування лінійних електродвигунів. Україна. Оpubл. від 25.01.2008.
9. Шимони К. Теоретическая электротехника. Мир, 1964. 774 с.
10. Костенко М.П., Пиотровский Л.М. Электрические машины. Ч.2 – Машины переменного тока. Учебник для студентов высших техн. учеб. заведений. Изд. 3-е перераб. Л.: "Энергия", 1973. 648 с.
11. Гольдберг О.Д., Гури́н Я. С., Сви́риденко И.С. Проектирование электрических машин: Учебник для вузов. Под редакцией О.Д. Гольдберга. - М. Высшая школа, 1984. 432 с.

Поступила 24.10.2008

Голєнков Геннадий Михайлович, к.т.н., доц.,
Веремеєнко Андрей Владимирович,
Киевский национальный университет строительства
и архитектуры
Украина, 03037, Киев, пр. Воздухофлотский 31, КНУСА,
кафедра электротехники и электропривода
тел. (044) 241-55-65

Богаєнко Николай Владимирович,
Попков Владимир Сергеевич
Научно-внедряющее предприятие
"Промелектрооборудование"
Украина, 03179, Киев, ул. Ирпенская, 63а/125
тел. (044) 459-52-42

КОМПЕНСИРОВАННАЯ АСИНХРОННАЯ МАШИНА С КОРОТКОЗАМКНУТЫМ РОТОРОМ

У роботі розглянуто підключення САФ паралельно АМ для покращення пускових характеристик та зменшення витрат енергії.

В работе рассмотрено подключение САФ паралельно АМ для улучшения пусковых характеристик и уменьшения потерь энергии.

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на широкое внедрение, частотно регулируемых электроприводов с электрическими машинами переменного тока наиболее распространенным видом промышленного электропривода остается нерегулируемый электропривод с трехфазной короткозамкнутой асинхронной машиной (АМ). Часто номинальная мощность АМ оказывается соизмеримой с установленной мощностью трансформатора, питающего предприятие. В таких случаях возникает проблема пуска АМ, поскольку прямой пуск может приводить к недопустимым провалам напряжения на шинах трансформаторной подстанции, влияющим на работу подключенных к ним нагрузок. Проблема пуска АМ решается включением пусковых реакторов последовательно с обмотками статора или применением полупроводникового преобразователя того или иного типа, например, тиристорного регулятора переменного напряжения (ТРН) [1] или автономного инвертора [2], ограничивающих пусковой ток. Указанные способы пуска требуют дополнительных затрат и не всегда обеспечивают необходимые пусковые характеристики, такие как пусковой момент, потери энергии при пуске, время пуска.

Последние достижения силовой электроники позволили создать эффективные силовые активные фильтры (САФ) на основе силовых транзисторов и накопителей электрической энергии небольшой емкости. В работе [3] показана возможность применения САФ в распределительных сетях электроснабжения для снижения потерь электроэнергии за счет компенсации мгновенной реактивной мощности и пульсаций мгновенной активной мощности. Принципиально описанный в [3] компенсатор, выполненный на основе САФ, может быть подключен параллельно обмоткам статора АМ, причем не только на период пуска, но и постоянно при длительной работе АМ. Назовем асинхронную машину с параллельно подключенным компенсатором на основе САФ компенсированной асинхронной машиной (КАМ).

КАМ может обладать следующими свойствами:

- в любых режимах работы фазные токи, потребляемые из сети, совпадают либо противоположны по фазе с фазными напряжениями сети;

- при прямом пуске величины пусковых токов КАМ существенно меньше, чем пусковые токи некомпенсированной АМ;

- в установившемся режиме работы мгновенная реактивная мощность на входе КАМ близка к нулю, вследствие чего уменьшаются потери энергии в кабелях и трансформаторе, через которые КАМ подключена к сети, и повышается суммарный КПД системы электроснабжения;

- пусковой момент, развиваемый КАМ, существенно выше по сравнению с пусковым моментом АМ при пуске с помощью ТРН.

В настоящей работе рассматриваются пусковые и рабочие характеристики КАМ, а также КПД системы электроснабжения с КАМ. Дана оценка экономической целесообразности применения КАМ как для режима пуска, так и при длительной работе.

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЯ С САФ
Упрощенная схема системы электроснабжения с КАМ приведена на рис. 1.

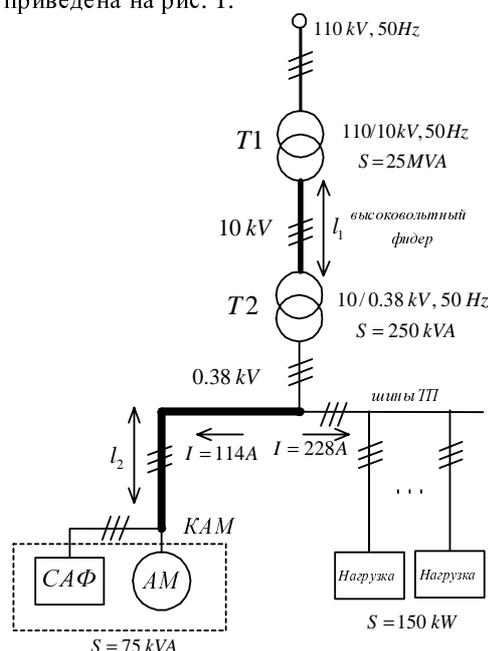


Рис. 1. Упрощенная схема энергоснабжения предприятия

Трансформаторная подстанция (ТП) предприятия подключается к мощному трансформатору Т1 110/10 kV посредством высоковольтного фидера, длина которого (I_1) может достигать нескольких километров. На ТП установлен трансформатор Т2 10/0.38 kV мощностью 250 kVA. Расстояние между шинами подстанции и КАМ (I_2), как правило, составляет от нескольких десятков до нескольких сотен метров. Параллельно КАМ к шинам трансформаторной подстанции подключены другие нагрузки.

Характеристики системы электроснабжения с КАМ целесообразно рассматривать при конкретных параметрах элементов схемы и АМ.

В настоящей работе рассматривается АМ типа 5АМ280М8 [4]. Параметры схемы замещения АМ, принятые при моделировании, следующие:

- номинальная мощность $P_n = 75$ kVA;
- фазное номинальное напряжение обмоток статора $U_{st\ nom} = 220$ V;
- номинальная частота тока статора $f_n = 50$ Hz;
- активное сопротивление статора и приведенное активное сопротивление ротора $R_{st} = R'_r = 0.063$ Ω ;

– собственная индуктивность статора и приведенная собственная индуктивность ротора $L_{st} = L'_r = 0.00058$ Н;

– взаимная индуктивность статора и ротора $L_m = 0.0174$ Н.

Номинальная мощность других нагрузок, подключенных к шинам 0.38 кВ ТП, составляет 150 кВ, при $\cos \varphi = 0.8$.

Сопротивление кабеля, которым АМ подключена к ТП, рассчитано исходя из того, что при номинальном токе статора АМ плотность тока в кабеле составляет 3 А/мм^2 . Сопротивление высоковольтного кабеля определено при допущении, что его сечение равно 16 мм^2 . Удельная индуктивность кабелей принята равной 1 мН/м . Длины алюминиевых кабелей, а также их активные сопротивления, индуктивности и другие параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры кабелей

Кабельное соединение на рис. 1	Длина l , м	Индуктивность, $l_{\text{каб}}$, мН	Индуктивное сопротивление, Ω	Эквивалентное сопротивление $R_{\text{экв}}$, Ω
T1-T2	2000	2.0	0.628	4.13
T2-КАМ	100	0.1	0.0314	0.087

Для компенсации реактивной мощности в сети параллельно АМ подключается САФ, выполненный на основе трехфазного автономного инвертора напряжения (АИН) с емкостным накопителем энергии. В векторную систему управления САФ подаются сигналы, пропорциональные мгновенным значениям напряжений на входе КАМ, токов кабеля КАМ и токов статора АМ. Система управления построена на основе рр-теории мощности [3]. По мгновенным величинам напряжений и токов трехфазной сети согласно приведенным в [3] соотношениям рассчитываются величины активной и реактивной мощности. Сигнал задания по мощности формируется путем фильтрации сигнала фактической активной мощности фильтра низкой частоты второго порядка с частотой среза 10 Нз . По величинам напряжений сети и сигнала задания по мощности рассчитываются сигналы задания фазных токов САФ. Таким образом, САФ практически полностью компенсирует реактивную составляющую и пульсации активной составляющей тока сети и снижает при пуске величину этого тока в 2-3 раза в зависимости от параметров АМ.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОСНАБЖЕНИЯ

В начале интервала пуска АМ напряжение на шинах ТП уменьшается вследствие падения напряжения на трансформаторе Т2 и кабелях. При использовании САФ напряжение на статоре АМ повышается по сравнению с прямым пуском за счет снижения падения напряжения в кабелях и трансформаторе Т2. Для расчета напряжения на шинах ТП и напряжения на статоре АМ в начале интервала пуска рассмотрим эквивалентные схемы системы электроснабжения.

На рис. 2, а приведена схема замещения системы электроснабжения для начального интервала пуска АМ.

Систему целесообразно рассматривать, приведя индуктивность и активное сопротивление высоковольтного кабеля ко вторичной обмотке трансформатора Т2. Тогда схема представляет собой последовательное соединение источника $U_s = 220 \text{ В}$, высоковольтного фидера с приведенным значением активного сопротивления R'_{k1} и приведенным значением ин-

дуктивности L'_{k1} , трансформатора Т2 с активным сопротивлением R_{T2} и индуктивностью L_{T2} , кабеля, которым АМ подключена к шинам ТП, с активным сопротивлением R_{k2} и индуктивностью L_{k2} , и АМ с активным сопротивлением R_{am} и индуктивностью L_{am} согласно схеме замещения.

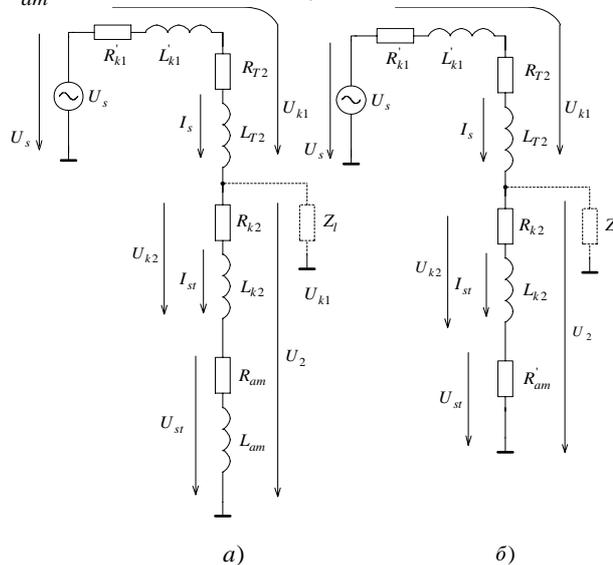


Рис. 2. Эквивалентные схемы системы электроснабжения для начального интервала пуска: а) АМ; б) КАМ

На рис. 2 б приведена схема замещения системы электроснабжения для начального интервала пуска КАМ. АМ с параллельно включенным САФ замещаются эквивалентным резистором с сопротивлением R'_{am} , через которое протекает ток, равный активной составляющей тока АМ:

$$R'_{am} = \frac{\sqrt{R_{am}^2 + (\omega_s L_{am})^2}}{\cos\left(\text{atan}\left(\frac{\omega_s L_{am}}{R_{am}}\right)\right)} \quad (1)$$

Подставляя относительные значения $R_{am} = 0,07$ и $\omega_s L_{am} = 0,2$, получаем $R'_{am} = 0,637$. Все расчеты будем проводить в относительных единицах, приняв за базисное значение напряжения номинальное фазное напряжение на вторичной обмотке трансформатора Т2 (220 В), а за базисное значение тока – номинальный ток статора АМ (114 А).

Рассмотрим представленные на рис. 3, векторные диаграммы напряжений и токов при пуске АМ (рис. 3, а) и при пуске КАМ (рис 3, б) в случае, когда остальные нагрузки не подключены к ТП.

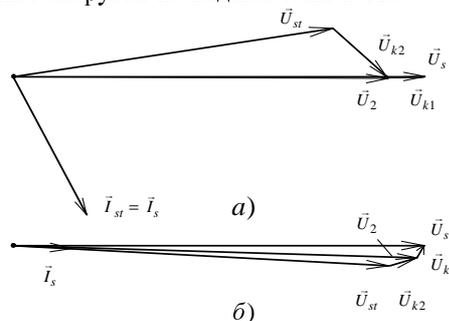


Рис. 3. Векторные диаграммы в начальном этапе пуска: а) АМ, б) КАМ, если к ТП не подключены другие нагрузки

Из диаграммы на рис. 3, а видно, что вектор падения напряжения на высоковольтном кабеле и трансформаторе Т2 \vec{U}_{k1} практически совпадает по фазе с вектором напряжения сети \vec{U}_s . Вектор падения напряжения на кабеле, соединяющем АМ с ТП, \vec{U}_{k2} практически совпадает по фазе с током сети \vec{I}_s , который отстает от вектора напряжения сети на угол равный 62 эл. град. Модуль вектора напряжения на шинах ТП \vec{U}_2 в начальный момент пуска АМ в относительных единицах составляет 0,91. Модуль тока сети в относительных единицах составляет 3,72.

Выбранное соотношение параметров схемы замещения иллюстрирует самый худший с точки зрения провала напряжения на шинах ТП при пуске АМ, поскольку вектор падения напряжения на трансформаторе и высоковольтном кабеле совпадает по фазе с вектором напряжения сети.

При пуске КАМ ток сети в начальном интервале пуска в относительных единицах составляет 1,44, а напряжение на шинах ТП в относительных единицах составляет 0,983. Векторы напряжения статора АМ \vec{U}_{st} и напряжения \vec{U}_2 практически совпадают по фазе с вектором напряжения сети \vec{U}_s . Вектор \vec{U}_{k1} опережает вектор \vec{U}_s на 60 эл. град., поэтому его модуль слабо влияет на модуль напряжения \vec{U}_2 .

На рис. 4 представлены векторные диаграммы напряжений и токов при пуске АМ (рис 4, а) и при пуске КАМ (рис. 4, б) в случае, когда к ТП подключены остальные нагрузки (принято $\cos \varphi = 1$).

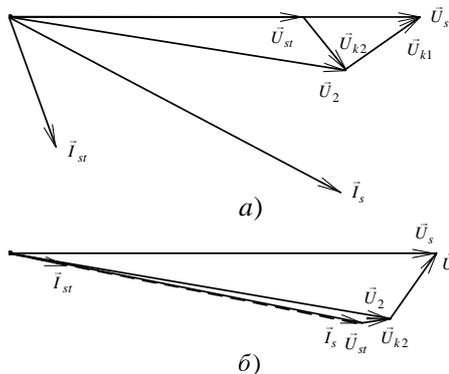


Рис. 4. Векторные диаграммы на начальном этапе пуска: а) АМ, б) КАМ, если к ТП подключены другие нагрузки

Вектор тока сети \vec{I}_s опережает вектор тока статора машины \vec{I}_{st} , поскольку ток других нагрузок активный. Поэтому вектор падения напряжения на высоковольтном кабеле и трансформаторе Т2 \vec{U}_{k1} опережает вектор напряжения сети \vec{U}_s на угол 35 эл. град., а модуль вектора \vec{U}_{k1} составляет 22,3% от напряжения сети. Модуль вектора напряжения на шинах ТП \vec{U}_2 составляет 83% от напряжения сети. Модуль вектора напряжения на статоре АМ \vec{U}_{st} еще меньше и составляет 71,5% от напряжения сети.

При подключении к ТП других нагрузок совместно с КАМ вектор напряжения на шинах ТП практически совпадает по фазе с векторами токов КАМ и других нагрузок. Вектор падения напряжения на высоковольтном кабеле и трансформаторе Т2 опережает

вектор напряжения сети на угол 55 эл. град., а модуль вектора \vec{U}_{k1} составляет 21,8% от напряжения сети. Модуль вектора напряжения на шинах ТП \vec{U}_2 составляет 89% от напряжения сети.

На рис. 5 приведены графики зависимостей напряжения на шинах ТП и напряжения статора АМ от длины кабеля l_2 , соединяющего АМ и ТП, для 4-х случаев (АМ/КАМ, отсутствие/наличие других нагрузок), а на рис. 6 приведены аналогичные зависимости от длины высоковольтного кабеля l_1 .

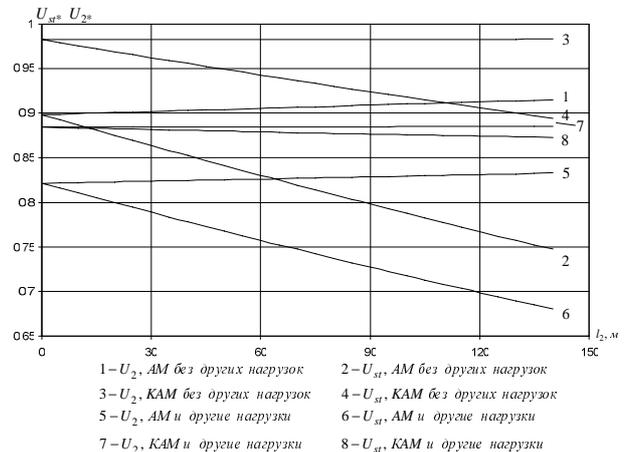


Рис. 5. Графики зависимостей напряжения на шинах ТП и напряжения статора АМ от длины кабеля, соединяющего АМ и ТП

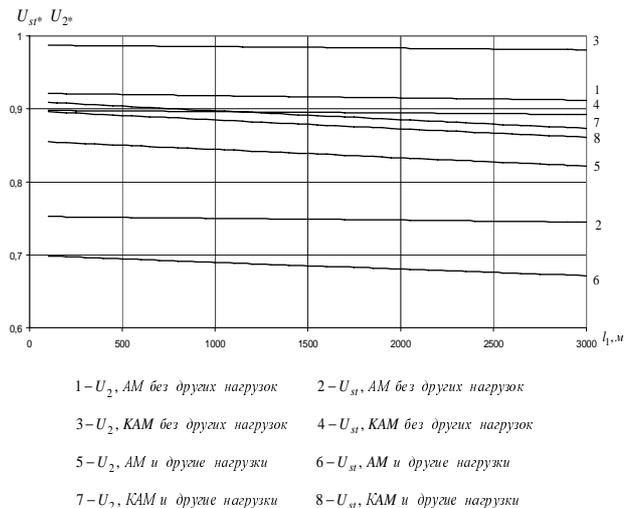


Рис. 6. Графики зависимостей напряжения на шинах ТП и напряжения статора АМ от длины высоковольтного кабеля

Из рис. 5 видно, что с увеличением сопротивления кабеля, соединяющего АМ и ТП, при изменении его длины от 0 до 150 м, напряжение на шинах ТП увеличивается на 1,3%, а напряжение на статоре АМ уменьшается на 12,4% и составляет 0,787 при длине кабеля 100 м. Пусковой момент при этом снижается до 0,62 от номинального значения. Напряжение на шинах ТП составляет 0,91 при длине кабеля 100 м. При пуске КАМ ток в сети снижается в 2,5 раза, поэтому напряжение на шинах ТП возрастает до 0,983, а на статоре АМ до 0,918. Необходимо отметить, что повышение напряжения на шинах ТП обусловлено не только уменьшением тока сети, но и изменением угла поворота вектора \vec{U}_{k1} относительно вектора напря-

жения сети (рис. 3). При подключении к шинам ТП других нагрузок, характер изменения напряжений на шинах ТП и на статоре АМ не изменяется. Из рис. 6 видно, что увеличение длины высоковольтного кабеля от 100 до 3000 м приводит к снижению напряжений и на шинах ТП и на статоре АМ. Напряжение на шинах ТП при пуске АМ без других нагрузок снижается на 3.9% при изменении длины высоковольтного кабеля независимо от включения САФ.

Анализируя рис. 5-6, можно сделать вывод, что использование КАМ позволяет поддерживать напряжение на шинах ТП и статоре АМ в пределах -15% от напряжения сети, в тех случаях, когда без САФ эти напряжения снижаются на 30-35%.

Пусковой момент на валу машины пропорционален квадрату напряжения статора, на рис. 7 представлены зависимости пускового момента от отношения мощности сети к мощности АМ при отключении других нагрузок. Мощность сети определяется согласно следующему выражению:

$$P_s = \frac{3U_s^2}{|Z_{k1k2}|}, \quad (2)$$

где $|Z_{k1k2}|$ - модуль суммарного сопротивления кабелей и трансформатора Т2.

Как видно из рис. 7, при отношении мощности машины к мощности сети, равном 0,1, максимальный пусковой момент на валу при прямом пуске снижается в два раза.

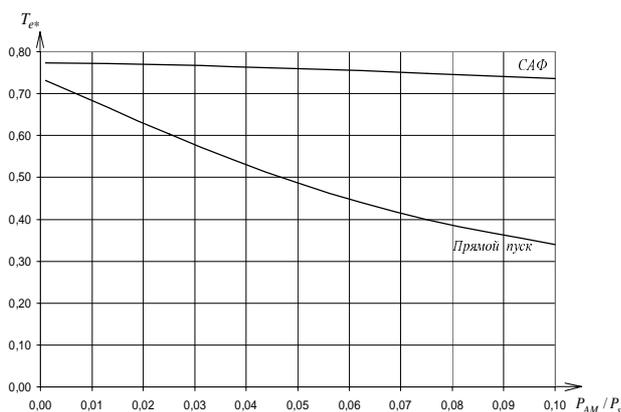


Рис. 7. Зависимость максимального пускового момента от отношения мощности машины к мощности сети

РАСЧЕТ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ

Потери энергии в кабелях при пуске АМ пропорциональны квадрату действующего значения протекающего в кабелях тока. Для выбранной АМ ток снижается в 2.5 раза по сравнению с прямым пуском, соответственно потери снижаются в 6.25 раза. На рис. 8 представлена зависимость потерь при прямом пуске АМ и пуске КАМ от длины кабеля между АМ и ТП, при вентиляторной характеристике нагрузки на валу. Видно, что при прямом пуске потери в три раза больше.

Проведем расчет величины потерь энергии в кабелях и трансформаторе в установившемся режиме работы АМ с номинальным моментом нагрузки на валу для четырех случаев:

- подключена только АМ;
- подключена АМ и остальные нагрузки;
- подключена только КАМ;
- подключена КАМ и другие нагрузки.

Потери в кабеле, который соединяет АМ с трансформаторной подстанцией, определяется согласно следующему выражению:

$$\Delta P_{l_1} = 3r_1 I_1^2, \quad (1)$$

а потери в кабеле, которым подключена АМ, определяются согласно выражению:

$$\Delta P_{l_2} = 3r_2 I_2^2. \quad (2)$$

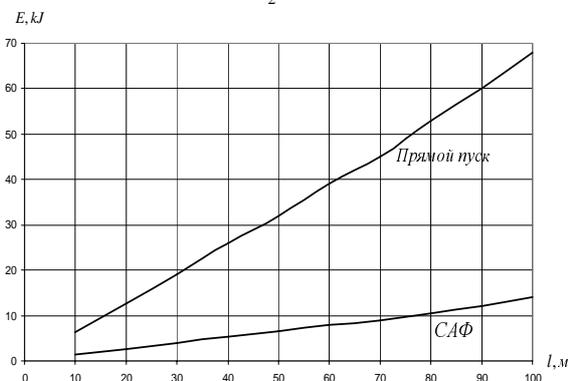


Рис. 8. Зависимость энергии потерь при пуске АМ с вентиляторной характеристикой нагрузки от длины кабеля, которым подключена АМ

Потери в трансформаторе складываются из потерь холостого хода ($P_{ХХ} = 915 \text{ W}$), и потерь короткого замыкания (при номинальной нагрузке $P_{КЗ} = 3400 \text{ W}$), которые пропорциональны квадрату отношения фактического действующего тока к номинальному значению действующего тока I_* :

$$P_{ТР} = P_{ХХ} + P_{КЗ} \cdot I_*^2. \quad (3)$$

Если к трансформаторной подстанции подключена только АМ, то действующее значение тока I_2 равно:

$$I_2 = \frac{P}{\sqrt{3}U_{2л}} = \frac{75 \cdot 10^3}{\sqrt{3} \cdot 380} = 114 \text{ A}.$$

Действующее значение тока I_1 определяется согласно следующему выражению:

$$I_1 = \frac{I_2}{k_T}, \quad (4)$$

где k_T - коэффициент трансформации,

$$k_T = \frac{U_1}{U_2} = \frac{1 \cdot 10^4}{380} = 26.3.$$

Если подключена только АМ, то действующее значение тока I_1 равно:

$$I_1 = \frac{I_2}{k_T} = \frac{114}{26.3} = 4.33 \text{ A}.$$

Номинальная мощность потерь в трансформаторе Т2 составляет 4315 W, из них потери холостого хода - 915 W, потери короткого замыкания 3400 W, относительное активное сопротивление обмотки составляет $r_* = 0,026$, а относительное реактивное сопротивление составляет $X_* = 0,075$ [4]; Потери в трансформаторе в первом случае составляют:

$$P_{ТР} = P_{ХХ} + P_{КЗ} \cdot I_*^2 = 915 + 3400 \cdot 0.3^2 = 1221 \text{ W}.$$

Суммарные потери:

$$\Delta P = \Delta P_{l_1} + \Delta P_{l_2} + \Delta P_{ТР}. \quad (5)$$

Если к ТП подключена только АМ $\Delta P = 2683 \text{ W}$.

При подключении к ТП всех нагрузок токи I_1 и I_2 соответственно в 3 раза больше, чем в случае, когда подключены только АМ, и составляют 342 А и 13 А. Суммарные потери в таком случае составляют 16807 W

Если подключена только КАМ, то мощность потерь составляют 2413 W, а если подключены все нагрузки и КАМ, то мощность потерь составляют 14861 W.

Таким образом, относительное снижение потерь, которое рассчитывается согласно следующему соотношению:

$$\Delta P_* = \frac{\Delta P_{AM} - \Delta P_{КАМ}}{P_{AMном}}, \quad (6)$$

если подключена только АМ:

$$\Delta P_* = \frac{2683 - 2413}{75000} = 0.367\%,$$

если подключены остальные нагрузки:

$$\Delta P_* = \frac{16807 - 14861}{75000} = 2.6\%.$$

Следует отметить, что применение САФ не снимает проблему пульсаций момента на валу АМ. Ток статора АМ, как и при прямом пуске, в 5-7 раз превышает номинальный ток статора и замыкается преимущественно через ключи САФ.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ КАМ

При питании только АМ и при подключении САФ потери энергии в кабелях уменьшаются на 0,27 kW. При наличии параллельной нагрузки, которая в 2 раза мощнее АМ, при включении САФ потери в кабелях снижаются на 1,95 kW.

Таким образом, экономия электроэнергии в сутки за счет применения КАМ составляет от 6,5 kWh до 47 kWh.

Стоимость АМ типа 5АН280А-8 мощностью 75 kW составляет порядка 4000 USD, а для АМ типа 5АН355В-2 мощностью 400 kW – 10000 USD. [5]

Стоимость САФ на мощность 75 kW составляет примерно 8000 USD.

При стоимости электроэнергии 0.1 USD за 1 kWh срок окупаемости САФ составляет от 3 до 10 лет. Стоимость САФ увеличивается в меньшей степени чем его установленная мощность, а экономия электроэнергии за счет применения САФ пропорциональна мощности привода. При использовании КАМ нет необходимости в отдельном пусковом преобразователе, уменьшается ток в кабелях и трансформаторе.

ВЫВОДЫ

1. Действующее значение тока сети при пуске КАМ в зависимости от параметров машины, трансформатора и кабелей снижается в 2-3 раза по сравнению с действующим значением тока сети при прямом пуске АМ.

2. Максимальный пусковой момент при пуске КАМ практически равен пусковому моменту при прямом пуске АМ от сети с бесконечно большой мощностью.

3. Время пуска КАМ практически не зависит от индуктивности сети и кабелей и равно времени прямого пуска АМ от сети бесконечно большой мощности.

4. С использованием САФ существенно (в 3-5 раз) снижаются потери в кабелях и трансформаторе при пуске АМ.

5. Провал напряжения на шинах трансформаторной подстанции при пуске АМ при подключении САФ уменьшается с 20% до 5%.

6. Применение КАМ, мощность которой сопоставима с мощностью трансформатора на подстанции, снижает величину мощности потерь в системе электроснабжения предприятия в долях номинальной мощности АМ на 2-10% в зависимости от параметров кабелей, соотношения мощности нагрузки и АМ и характера нагрузки на валу машины.

7. Срок окупаемости САФ в составе КАМ зависит от мощности АМ, конфигурации системы электроснабжения и составляет от 3 до 10 лет при стоимости электроэнергии 0.1 USD за 1 kWh.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Жемеров Г.Г., Крылов Д.С., Бару А.Ю., Шинднес Ю.Л. "Характеристики устройств пуска асинхронных машин, выполняемых на базе тиристорных регуляторов напряжения". Технічна електродинаміка. Темат. вип. "Силовая електроніка та енергоефективність", ч. 3, 2005, С. 9-14.
2. Усольцев А.А. Частотное управление асинхронными двигателями. Учебное пособие. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2006, – 94 с
3. Жемеров Г.Г., Ильина Н.А., Ильина О.В., Тугай Д.В. Уменьшение потерь и улучшение качества электроэнергии в системах коммунального электроснабжения. "Технічна електродинаміка". Темат. вип. "Проблеми сучасної електротехніки", част. 2, 2008, С. 80-87.
4. Герман-Галкин С.Г. Компьютерное моделирование полупроводниковых систем в Matlab 6.0: Учебное пособие. – СПб.: КОРОНА принт, 2001. – 320 с., ил.
5. Комплектные тиристорные электроприводы. Справочник. / И.Х. Евзеров, А.С. Горобец, Б.И. Мошквич и др. Под. Ред. Канд.техн.наук В.М. Перельмутера. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 319 с.: ил.
6. Чиликин М.Г., Сандлер А.С., Общий курс электропривода. – М., Энергоиздат, 1981. – 576 с.
7. Турбогенераторы, гидрогенераторы, асинхронные машины. НПО "Элсиб".- Новосибирск, 2003. - 30 с.

Поступила 12.05.2009

Жемеров Георгий Георгиевич, д.т.н., проф.,
Колесник Виктор Юрьевич, аспирант
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт",
кафедра "Промышленная и биомедицинская электроника",
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе 21,
тел. (057) 7076609, факс (057) 7076312,
e-mail: zhemerov@online.kharkiv.net.

ОПТИМАЛЬНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ КРУГЛОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТА ПОДВЕСНОГО ЖЕЛЕЗОУТДЕЛИТЕЛЯ

Розроблено методику оптимального проектування круглого електромагніта підвісного залізовідокремлювача, яка дозволяє вибрати оптимальну конфігурацію магнітної системи з метою мінімізації витрат як у сфері виробництва, так і у сфері експлуатації.

Разработана методика оптимального проектирования круглого электромагнита подвешенного железоделиителя, позволяющая выбрать оптимальную конфигурацию магнитной системы с целью минимизации затрат как в сфере производства, так и в сфере эксплуатации.

ВВЕДЕНИЕ

При проектировании электромагнитных систем железоделиителей главной задачей является обеспечение необходимого извлекающего усилия в рабочей зоне, т.е. создание необходимой пондеромоторной силы магнитного поля. Как показывает практика проектирования магнитных систем, достижение заданной пондеромоторной силы возможно для нескольких вариантов размеров одной и той же магнитной системы. Возникающая при этом задача выбора из всех возможных вариантов наилучшего на основе того или иного критерия в настоящее время не имеет общепризнанной методики решения.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью работы является разработка методики оптимального проектирования электромагнитных систем железоделиителей.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При оптимальном проектировании электромагнитных систем важным является выбор критериев, по которым будет выбираться наилучший вариант. Для электромагнитных железоделиителей такими критериями могут быть масса активных материалов (обмоточный провод и железо магнитопровода), и потребляемая мощность. Таким образом, на основе вышечисленных критериев при проектировании электромагнитной системы железоделиителя в каждом конкретном случае можно обоснованно выбрать наилучший вариант из всего множества решений.

Рассмотрим в качестве оптимизируемой магнитной системы извлекающую магнитную систему подвешенного саморазгружающегося железоделиителя, описанного в [1]. Задача синтеза электромагнитной системы сводится к определению геометрических размеров магнитопровода и электрических параметров обмотки намагничивания. Проектируемая магнитная система представляет собой электромагнитную шайбу с вырезом во внешнем кольцевом полюсе (рис. 1).

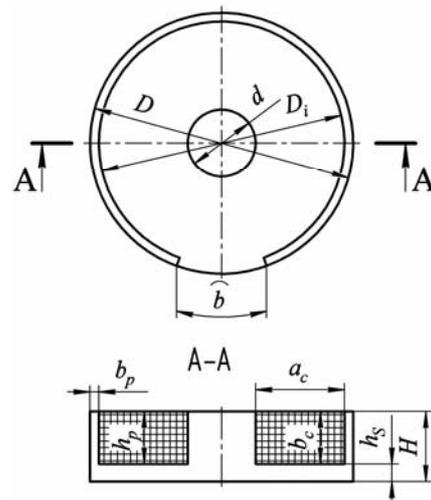


Рис. 1. Конструкция магнитной системы

Из рис. 1 видно, что геометрия магнитной системы определяется десятью размерами: D , D_i , d , b , b_p , h_p , b_c , h_c , H , h_s . Согласно рис. 1, можно записать следующие геометрические соотношения для основных размеров:

$$\begin{aligned} h_p &= b_c, & b_p &= (D - D_i)/2, \\ h_s &= H - h_p, & D_i &= d + 2a_c. \end{aligned} \quad (1)$$

При расчете магнитной системы так же следует учесть, что ряд геометрических размеров задается исходя из условий ее применения. Так размер b , определяющий ширину немагнитного зазора во внешнем полюсе, определяется исходя из крупности извлекаемого материала. Размер D , определяющий наружный диаметр магнитной системы задается исходя из габаритных размеров железоделиителя (ширины ленты основного конвейера).

Для однозначного определения геометрических размеров магнитной системы необходимо определить еще ряд соотношений. Эти соотношения можно записать, основываясь на том, что они должны учитывать особенности процессов, происходящих в рассматриваемом электромагните, в частности в его магнитопроводе. Для этого необходимо принять во внимание, что магнитопровод служит для направления магнитного потока без рассеяния в рабочую зону, поэтому площадь сечения магнитопровода по всей длине пути магнитного потока должна быть одинаковой и равной площади сечения центрального полюса.

$$\begin{aligned} S_c &= S_s, \\ S_c &= S_p. \end{aligned} \quad (2)$$

где S_c , S_s , S_p – соответственно площади сечений сердечника, ярма и полюса.

$$\begin{aligned} S_c &= \pi d^2 / 4, \\ S_s &= h_s \pi d, \\ S_p &= b_p \left(\frac{D + D_i}{2} \pi - b \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Таким образом, для рассматриваемой магнитной системы (рис. 1), имеем два заданных размера (D и b) и шесть соотношений (1) и (2) для геометрических размеров. Следовательно, определив численные значения двух размеров, можно считать решенной задачу синтеза магнитной системы. Примем, что определяемыми размерами будут диаметр d и высота h_p сердечника.

Для определения размеров d и h_p учтем, что назначением любого электромагнита железоотделителя является обеспечение необходимой подъемной силы на заданном расстоянии от поверхности полюсов магнитной системы, которая обеспечивается определенной напряженностью магнитного поля. Выполнить это условие можно, проведя соответствующий расчет магнитной системы, заключающийся в нахождении такой магнитодвижущей силы обмотки, которая создает требуемое значение напряженности магнитного поля. Этот расчет и является связью между геометрическими размерами магнитной системы и ее электромагнитными параметрами. Но для выбора оптимальной конфигурации магнитной системы выполняя магнитный расчет, необходимо контролировать не только напряженность магнитного поля, но и указанные выше критерии. В результате выполненного таким образом расчета получим для каждой пары размеров d и h_p , удовлетворяющих условию получения необходимой напряженности магнитного поля, определенные значения критериев оптимизации (масса меди обмотки, масса стали магнитопровода, потребляемая мощность). Целесообразным является проводить оптимизацию относительно каждого критерия в отдельности, а затем, в зависимости от тех или иных потребностей производства либо потребителя, выбирать наиболее приемлемый вариант. При этом соответствующая задач выбора рациональных параметров проектируемого электромагнита может быть охарактеризована как нестрогая однокритериальная задача оптимизации. Поскольку основными геометрическими размерами электромагнита, через которые можно определить все остальные, являются d и h_p , то в данном случае задача нестрогой однокритериальной оптимизации является двумерной (относительно d и h_p) с функциями ограничений в виде уравнений задачи синтеза и габаритных ограничений и функцией цели в виде критериев оптимизации, описанных выше.

В виду того, что рассматриваемая магнитная система является трехмерной, ее расчет представляет собой довольно трудоемкую задачу, и поэтому является целесообразным выполнение расчета с применением ЭВМ и соответствующего программного обеспечения. В связи с этим для решения задачи оптими-

зации магнитной системы был выбран метод перебора (или сканирования). Несмотря на то, что основным недостатком метода перебора является большой объем вычислений, с применением современных ЭВМ, обладающих высокими скоростями счета, с этим недостатком можно смириться. Кроме того, при применении метода перебора представляется весьма существенный выигрыш во времени, который имеет место при непосредственном программировании методов перебора для реализации решения на ЭВМ. При этом, поскольку из всех методов сканирования самым простым и надежным является метод простого перебора с постоянным шагом [2], то именно этот метод и был принят для поиска рациональных параметров при расчете поставленной задачи.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА ОПТИМИЗАЦИИ

Алгоритм, по которому выполняется расчет рациональных параметров, представлен на рис. 2. Для реализации данного алгоритма вычисления задачи синтеза был применен пакет Mathematica® компании Wolfram research.

Исходными данными для данной задачи являются размеры магнитопровода D и b , система соотношений (1) и (2), тип и размеры обмоточного провода и интервал допустимых значений размеров d и h_p , в пределах которого будет производиться сканирование.

Тепловой расчет выполняется исходя из условия безаварийной работы обмотки электромагнита, заключающегося в обеспечении такого режима, при котором вся тепловая энергия, выделяющаяся в обмотке под действием электрического тока, в установленном тепловом режиме отводится от электромагнита – условие теплового баланса:

$$P_{\text{выд}} = P_{\text{отв}}, \quad (4)$$

где $P_{\text{выд}}$ – тепловая мощность, выделяемая обмоткой электромагнита; $P_{\text{отв}}$ – тепловая мощность, отводимая от электромагнита.

Определение мощности $P_{\text{отв}}$ для электромагнита всегда представляло собой большую трудность в виду того, что тепловые процессы в обмотке электромагнита зависят от многих факторов. Поэтому получить аналитически точное выражение для $P_{\text{выд}}$ не представляется возможным и поэтому в практике электроаппаратостроения принято определять $P_{\text{отв}}$ опытным путем для конкретной конструкции и определенных условий теплоотдачи.

Для определения $P_{\text{отв}}$ была использована формула, полученная на основе проведения испытаний серийно выпускаемых железоотделителей [3]

$$P_{\text{отв}} = 500,814 S_{\text{охл}}^{-0,1642314} \cdot 10^{-3} S_{\text{охл}}, \quad (5)$$

где $S_{\text{охл}}$ – площадь наружной поверхности обмотки электромагнита, определяемая как сумма площадей внутренней, наружной и торцевой поверхностей обмотки.

Выделяемая тепловая мощность $P_{\text{выд}}$ определяется по формуле:

$$P_{\text{выд}} = I_{\text{обм}}^2 R_{\text{обм}}, \quad (6)$$

где $I_{\text{обм}}$ – постоянный электрический ток, протекающий через обмотку, $R_{\text{обм}}$ – активное сопротивление

обмотки в установившемся тепловом режиме. Сопротивление $R_{\text{обм}}$ находим, зная число витков w обмотки и среднюю длину $l_{\text{ср}}$ витка. Значения w и $l_{\text{ср}}$ определяем, зная размеры обмоточного окна (для текущей итерации алгоритма оптимизации), размеры и тип обмоточного провода, и исходя из того, что обмотка занимает все обмоточное окно. Тогда, при известном $R_{\text{обм}}$ и сопоставляя равенства (4) и (6) определяем ток, протекающий через обмотку, при котором сохраняется условие теплового баланса:

$$I_{\text{обм}} = \sqrt{P_{\text{отв}} / R_{\text{обм}}} \quad (7)$$

Зная $I_{\text{обм}}$, можем найти магнитодвижущую силу, которую может обеспечить обмотка не нарушая условия теплового баланса:

$$F = I_{\text{обм}} w \quad (8)$$

Полученная магнитодвижущая сила F является дополнительным входным параметром для магнитного расчета (наряду с геометрическими размерами магнитопровода).

Магнитный расчет выполняется средствами пакета Mathematica® и встраиваемого в нее модуля Radia®, специально разработанного для расчета трехмерных магнитных систем методом интегральных уравнений. Методика моделирования и расчета данной магнитной системы в модуле Radia® описана в [4].

ВЫПОЛНЕНИЕ РАСЧЕТА

Для примера по выше приведенному алгоритму был произведен расчет оптимальных параметров магнитной системы с наружным диаметром $D = 1200$ мм, которая проектировалась для сепарации материала крупностью до 300 мм. В связи с последним был выбран размер ширины немагнитного зазора во внешнем кольцевом полюсе $b = 400$ мм. Для данного материала были проведены исследования [5], в результате которых было определено, что для надежного извлечения металла необходимо, чтобы проектируемый электромагнит обеспечивал напряженность магнитного поля $H = 47750$ А/м на глубине 300 мм. Шаг сканирования по размеру d был принят 25 мм, что является достаточным для определения оптимальных параметров магнитной системы с приемлемой точностью. Шаг сканирования по размеру h_p зависит от размера применяемого провода и определяется по формуле:

$$\Delta h_p = B_{\text{пр}} k_3, \quad (9)$$

где $B_{\text{пр}}$ – высота обмоточного провода с изоляцией, k_3 – коэффициент заполнения обмоточного окна в осевом направлении. Для намотки катушки был выбран провод прямоугольного сечения марки ПСДКТ (6,3×3,15) сечением $S = 19,85$ мм². Диапазон значений диаметра сердечника был выбран:

$$d_{\text{min}} \dots d_{\text{max}} = 250 \dots 600 \text{ мм.}$$

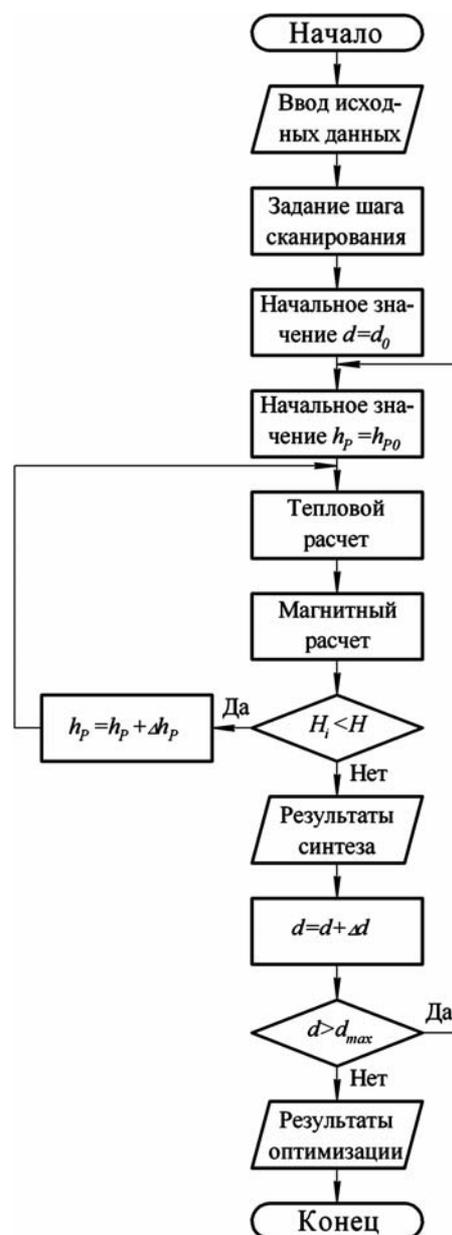


Рис. 2. Алгоритм оптимизации

При расчете обмотки было принято следующее допущение: согласно алгоритму (рис. 2) расчет проводится так, что при каждой следующей итерации высота обмотки увеличивается таким образом, чтобы поместился еще один слой витков, и следовательно число витков в обмотке увеличивается на число витков в слое. В связи с этим напряженность магнитного поля так же изменяется не плавно, а с определенной дискретностью. Поэтому расчет магнитной системы производился до получения напряженности магнитного поля, превышающей необходимое значение на минимально возможное значение. Для каждой пары размеров d и h_p магнитной системы получено свое значение напряженности магнитного поля, которое не отличается от заданного более, чем на 2%, что является вполне допустимым при проектировании таких магнитных систем.

Результаты расчета приведены в таблице и отображены в графическом виде на рис. 3.

Таблица

d	h_p	H	M_{Cu}	M_{Fe}	$P_{потр}$
250	225	48004,	1458,15	523	2652,29
275	218	47887,	1385,72	594	2612,73
300	218	48103,8	1340,27	678	2571,81
325	218	48385,1	1312,1	767	2552,8
350	218	48106,8	1264,12	854	2509,
375	218	47937,7	1233,19	946	2486,93
400	225	48235,8	1222,11	1063	2465,91
425	232	48303,4	1206,4	1181	2444,09
450	239	48154,7	1185,96	1314	2421,46
475	253	48317,2	1174,39	1477	2401,44
500	267	48604,6	1173,64	1645	2404,19
525	280	48608,2	1164,03	1823	2406,66
550	294	48338,1	1145,31	2026	2408,83
575	315	48088,2	1118,82	2271	2414,79
600	343	48172,	1099,09	2572	2448,06

Из полученных результатов видим, что с увеличением диаметра сердечника магнитной системы ее масса M_{Fe} так же постепенно возрастает, что объясняется уменьшением индукции в магнитной системе или

переводом ее работы в ненасыщенный режим и, как следствие, недоиспользование железа магнитной системы. С другой стороны, масса M_{Cu} обмотки (меди) постепенно снижается, а потребляемая мощность $P_{потр}$ приобретает минимальное значение при определенном значении d и h_p . Таким образом, на основании полученных результатов достаточно просто выбрать ту конфигурацию магнитной системы, которая требуется в том или ином конкретном случае. Так, если требуется достичь минимальной массы стали магнитной системы, то следует выбирать конфигурацию с максимальным насыщением магнитопровода (минимальным диаметром сердечника), если требуется достичь минимальной массы обмотки, то следует выбрать конфигурацию с возможно большим сечением сердечника. Если ставится задача минимизации потребляемой мощности электромагнита, т.е. минимизации затрат на его эксплуатацию, то согласно рис. 3, кривая, характеризующая изменение потребляемой мощности $P_{потр}$, имеет экстремум (минимальное значение) в точке, соответствующей диаметру сердечника $d = 475$ мм.

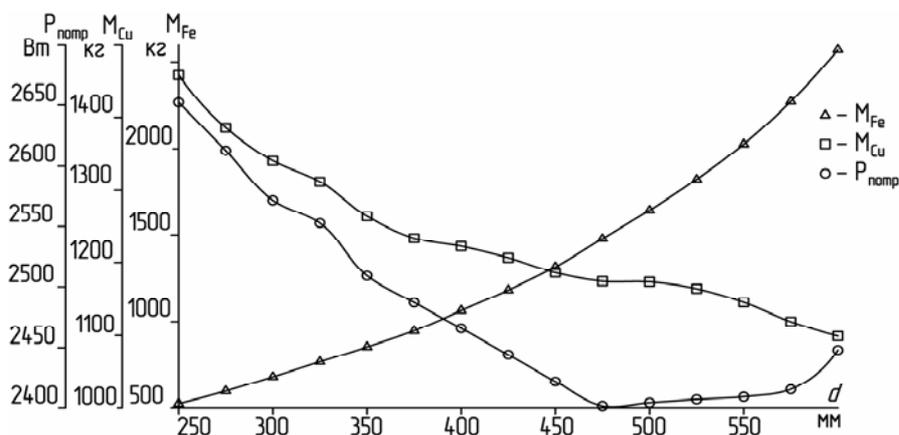


Рис. 3 Результаты оптимизации

Так же можно вывести любой агрегатный критерий выбора оптимальных параметров магнитной системы, например, критерий приведенной стоимости P_c , который позволяет учесть стоимость всех активных материалов (меди C_{Cu} и стали C_{Fe}):

$$P_c = M_{Fe} C_{Fe} + M_{Cu} C_{Cu}. \quad (10)$$

ВЫВОД

Предложенная методика позволяет выполнить расчет оптимальных параметров и размеров рассматриваемой магнитной системы с целью минимизации как производственных, так и эксплуатационных затрат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Загирняк М. В., Кузнецов Н. И., Подорожный С.В. Новый подвесной электромагнитный железоотделитель для извлечения металла из шлака. Вісник КДПУ, 2004.– Вип. 1/2004 (24).
2. Аоки М. Введение в методы оптимизации. – М.: Наука, 1977. – 344 с.
3. Загирняк М.В., Усатюк В. М. Анализ результатов тепловых испытаний и расчет намагничивающих катушек элект-

ромагнитных сепараторов // Электротехника. – 1994. – № 1. – С. 54–58.

4. Загирняк М. В., Подорожный С.В. Разработка математической модели и расчет электромагнитного поля в рабочей зоне извлекающей магнитной системы подвесного сепаратора. Вісник КДПУ, 2006.– Вип. 5/2006 (40) Ч.1. – С.47–51.
5. Загирняк М.В., Власов В.Н., Подорожный С.В., Загирняк В.Е. Металлургические шлаки как объект магнитной сепарации. Праці Луганського відділення Міжнародної академії інформатизації, 2006, №2(13), – С.110–114.

Поступила 05.11.2008

Загирняк Михаил Васильевич, д.т.н., проф.
Кременчугский государственный политехнический университет имени Михаила Остроградского
Украина, 39614, Кременчуг, ул. Первомайская, 20, КДПУ, кафедра "Электрические машины и аппараты"
тел. (05366)3-62-19, e-mail: mzagirn@polytech.poltava.ua

Подорожный Станислав Владимирович, инж.
ГП ГПКИОО "Гипромашуглеобогащение",
Украина, Луганск, ул. В. Пятёркина, 30,
e-mail: stanislavp78@yandex.ru

ОПТИМІЗАЦІЯ ЗБАЛАНСОВАНОСТІ ВЕРСТАТА-ГОЙДАЛКИ ЕЛЕКТРОПРИВОДУ ШТАНГОВОЇ НАФТОВИДОБУВНОЇ УСТАНОВКИ

Запропоновано метод дослідження збалансованості верстата-гойдалки штангової нафтовидобувної установки на підставі математичного моделювання функціонування його кінематичної схеми і системи електроприводу, що дає змогу враховувати нерівномірність швидкості обертання ротора приводного двигуна протягом циклу роботи плунжерної помпи.

Предложен метод исследования сбалансированности станка-качалки штанговой нефтяной добывающей установки на основе математического моделирования его кинематической схемы и системы электропривода, что позволяет учитывать неравномерность скорости вращения ротора приводного двигателя на протяжении цикла работы плунжерного насоса.

ВСТУП

Видобування нафти із свердловин здебільшого здійснюється за допомогою глибинних плунжерних pomp одинарної дії, привід в рух яких здійснюється з поверхні землі за допомогою колони штанг. Для цього біля свердловини встановлюють верстат-гойдалку, який перетворює обертальний рух кривошипного вала у зворотно-поступальний рух зв'язаної з плунжером помпи колони штанг [1, 2]. Для приводу верстата-гойдалки використовують трифазні асинхронні двигуни (АД) з короткозамкненим ротором, отже видобування нафти із свердловин за допомогою верстатів-гойдалок потребує значних витрат електроенергії. У зв'язку зі значним підвищенням світових цін на енергоносії питання економії електроенергії під час видобування нафти є особливо актуальним, а отже питання раціонального вибору всіх елементів глибинно-помпових установок та налагодження ефективної їх роботи повинна приділятися значна увага.

СУТЬ ПРОБЛЕМИ

Навантаження, яке діє на голвку балансира зі сторони колони штанг під час їх переміщення вгору та вниз, значно відрізняється, а тангенціальні зусилля, які діють на кривошип незрівноваженого верстата, мають знакозмінний характер. Під час руху плунжера вниз статичне навантаження в точці підвішування штанг діє у цьому ж напрямі, і, якщо відсутні противаги, прикладений до вала двигуна зі сторони верстата-гойдалки момент має від'ємне значення, що змушує двигун переходити в генераторний режим і гальмувати опускання штанг вниз. Робота верстата без зрівноваження призводить до того, що під час руху головки балансира вгору необхідно затратити значні зусилля і відповідно велику кількість електроенергії, що витрачається на підймання штанг та рідини, а під час руху вниз частина цієї енергії повертається в мережу [1, 6]. За даними літератури [6] при повному завантаженні двигуна АОП2-52-4 ($P = 10$ кВт) за нагріванням коефіцієнт корисної дії циклу при переході від зрівноваженого режиму роботи до незрівноваженого знижується від 0,834 до 0,65, а $\cos\phi$ від 0,605 до 0,312. Для того, щоб протягом циклу роботи штангової нафтовидобувної установки (ШНВУ) навантаження на двигун було більш рівномірним і завдяки цьому покращити енергетичні показники та зменшити зусилля, які передаються через зубчасту передачу редуктора, здійснюють зрівноваження верстата-гойдалки. Корисна робота, яку виконує установка, не залежить від зрівноваження верстата-гойдалки, однак потужність приводного двигуна залежить від характеру зміни навантаження на його валу, який визначається ступенем зрівноваженості. При недостатньому зрівнова-

женні максимальний момент під час ходу плунжера вгору може бути більшим від максимального моменту, який розвиває двигун.

Зрівноваження верстата-гойдалки здійснюють спеціальними противагами, які можуть встановлюватися на протилежному від точки підвішування штанг плечі балансира, на кривошипі або їх комбінацією (рис. 1). Противаги виконують роль акумулятора енергії, накопичуючи її під час руху штанг вгору і віддаючи під час руху вниз.

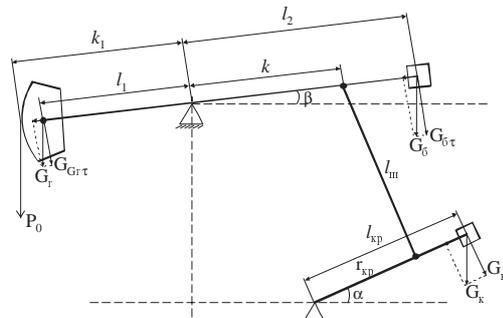


Рис. 1. Розміщення противага на верстаті-гойдалці ШНВУ

Отже економічність і надійність роботи ШНВУ залежить в значній мірі від правильного балансування верстата-гойдалки. Невідповідність зрівноваження верстата-гойдалки умовам, в яких він працює, призводить не тільки до перевитрат електричної енергії, але й до передчасного зношування редуктора, а нерідко й до аварійних ситуацій, тому питання дослідження зрівноваження верстата-гойдалки має важливе економічне значення.

АНАЛІЗ ОСТАННІХ ДОСЛІДЖЕНЬ

Зрівноваження верстата-гойдалки здійснюють, виходячи з необхідності забезпечення найменшого середньоквадратичного значення обертального моменту за повний цикл роботи плунжерної помпи [1, 3, 6, 7]. В ідеальному випадку при цьому забезпечується рівність максимальних значень обертальних моментів під час руху плунжера вгору і вниз, а, значить, і рівність роботи, яку здійснює двигун за обидва півцикли. На практиці [7] для вирівнювання пікових значень моментів під час руху плунжера вгору і вниз використовують номограми, які наводяться в паспортних даних. Остаточне зрівноваження та його контроль виконують експериментально в процесі експлуатації. Відомі методи [4, 8] оцінки зрівноваженості верстата-гойдалки мають в своїй основі вимірювання струмів, потужності тощо. Зокрема, в [7] наведена емпірична формула, яка дає змогу визначити, на якій віддалі від осі обертання необхідно розмістити ротор-

ний вантаж в залежності від показів амперметра при переміщенні колони штанг вгору і вниз. Такий підхід має низку недоліків щодо достовірності, трудомісткості, точності. Крім того, експериментальні дослідження неможливі на етапі проектування, тому отримання інформації про параметри роботи АД в електроприводі ШНВУ методами математичного моделювання та вирішення на її основі проблеми зрівноваження є актуальною задачею.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Загальноприйнято [6, 7] оцінювати характер періодичної кривої зміни навантаження на підставі значення коефіцієнта форми, який визначається як відношення середньоквадратичної потужності, яку розвиває двигун, до середньої потужності за повний цикл роботи установки [1, 6]

$$k_{\phi} = \sqrt{\frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} p^2 dt} / \frac{1}{T_m} \int_0^{T_m} p dt, \quad (1)$$

де p – миттєве значення активної потужності двигуна; T_m – часовий період одного циклу зміни навантаження (повного оберту кривошипа). Як свідчить практика [6, 7], значення цього коефіцієнта лежить в межах $k_{\phi} = 1,2 \div 3,0$, а, як вказано в [2], точно визначити числові його значення можна лише шляхом запису та обробки навантажувальних діаграм, що є складною і трудомісткою задачею. Крім того, умови роботи ШНВУ в процесі експлуатації постійно змінюються. У зв'язку зі сказаним розглянемо спосіб вирішення поставленої задачі на підставі математичного моделювання.

СУТЬ МЕТОДУ

Математична модель верстата-гойдалки дає змогу однозначно визначити закони руху елементів верстата-гойдалки, зокрема, залежності їх лінійних та кутових переміщень від кута повороту кривошипа на підставі геометричних розмірів ланок перетворювального механізму, планарна схема якого зображена на рис.2.

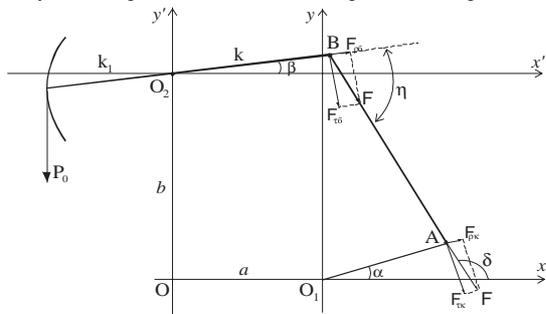


Рис. 2. Кінематична схема верстата-гойдалки

Зокрема, виходячи з методів аналітичної геометрії, можна визначити залежність кута β повороту балансира від кута α повороту кривошипа за формулою

$$\beta = \arcsin \left(\frac{-AC + \sqrt{A^2 C^2 - (A^2 - B^2)(B^2 + C^2)}}{B^2 + C^2} \right), \quad (2)$$

де $A = k^2 + r_{kp}^2 + a^2 + b^2 - l^2 + 2r_{kp}(a \cos \alpha - b \sin \alpha)$;

$$B = -2k(a + r_{kp} \cos \alpha); \quad C = 2k(b - r_{kp} \sin \alpha).$$

Отже, між кутом α повороту балансира і кутом β повороту балансира існує періодична залежність

$$\beta = \beta(\alpha) = \beta(\alpha + 2\pi). \quad (3)$$

Кут δ між шатуном і віссю x визначається за формулою

$$\delta = \arctg \frac{k \sin \beta - r_{kp} \sin \alpha + b}{k \cos \beta - r_{kp} \cos \alpha - a}. \quad (4)$$

Тангенціальна складова сили F , яка діє на палець кривошипа зі сторони балансира, визначається за формулою

$$F_{\tau k} = F \sin(\alpha - \delta), \quad (5)$$

де сила F – сила, яка діє уздовж шатуна, з урахуванням зрівноважувального вантажу на балансірі. Отже, беручи до уваги, що $G_{\tau k} = G_k \cos \alpha$, отримаємо

$$M_{kp} = G_k l_k \cos \alpha - F r_{kp} \sin(\alpha - \delta), \quad (6)$$

де сила F визначається за формулою

$$F = \frac{k_1 P_0 + (G_r l_r - G_{\delta} l_{\delta}) \cos \beta}{k \sin(\delta - \beta)}, \quad (7)$$

де P_0 – значення сили, яка діє в точці підвішування штанг [6].

Підставивши (7) в (6), отримаємо формулу для моменту навантаження на валу кривошипа

$$M_{kp} = \frac{r_{kp} \sin(\alpha - \delta)}{k \sin(\delta - \beta)} (P_0 k_1 + (G_r l_r - G_{\delta} l_{\delta}) \cos \beta) - G_k l_k \cos \alpha. \quad (8)$$

Момент, який передається через редуктор та пасову передачу до привідного двигуна, визначається за формулою

$$M_B(\alpha) = M_{kp} / k_i, \quad (9)$$

де k_i – коефіцієнт передачі.

Споживана двигуном активна потужність в осях x, y визначається за формулою [9]

$$p = 1,5(u_{sx} i_{sx} + u_{sy} i_{sy}), \quad (10)$$

а для визначення струмів та потокозчеплень контурів, які відповідають швидкості ω обертання ротора АД, необхідно розв'язувати систему диференціальних рівнянь (ДР), яка описує динаміку електроприводу установки. Беручи до уваги, що ШНВУ має періодично змінний момент інерції, ця система має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{d\psi_{sx}}{d\alpha} &= \frac{p_0 k_i (\omega \psi_{sy} - R_s i_{sx} + u_{sx})}{\omega}; \\ \frac{d\psi_{sy}}{d\alpha} &= \frac{p_0 k_i (-\omega \psi_{sx} - R_s i_{sy} + u_{sy})}{\omega}; \\ \frac{d\psi_{rx}}{d\alpha} &= \frac{p_0 k_i (\omega \psi_{ry} - R_r i_{rx})}{\omega} - p_0 k_i \psi_{ry}; \\ \frac{d\psi_{ry}}{d\alpha} &= \frac{p_0 k_i (-\omega \psi_{rx} - R_r i_{ry})}{\omega} + p_0 k_i \psi_{rx}; \\ \frac{d\omega}{d\alpha} &= \frac{p_0^2 k_i}{\omega J(\alpha)} \left(\frac{3p_0}{2} (\psi_{sx} i_{sy} - \psi_{sy} i_{sx}) - M_B(\alpha) \right) - \frac{\omega}{2J(\alpha)} \frac{dJ(\alpha)}{d\alpha}, \end{aligned} \quad (11)$$

де $\psi_{sx}, \psi_{sy}, \psi_{rx}, \psi_{ry}, i_{sx}, i_{sy}, i_{rx}, i_{ry}, u_{sx}, u_{sy}, R_s, R_r$ – потокозчеплення, струми, напруги та активні опори контурів; p_0 – кількість пар полюсів АД; ω_0, ω – частота напруги живлення та кутова швидкість обертання ротора; k_i – передавальне число між двигуном та кривошипом; $M_B(\alpha) = M_B(\alpha + 2\pi), J_B(\alpha) = J_B(\alpha + 2\pi)$ – періодичні залежності моменту навантаження та моменту інерції від кута α повороту кривошипа, який зв'язаний з кутом γ повороту ротора залежністю $\alpha = \gamma / k_i$.

Періодичність зміни моменту навантаження та моменту інерції в усталених режимах роботи ШНВУ зумовлюють періодичність зміни координат режиму (потокозчеплень, струмів, швидкості обертання ротора АД тощо). Отже задача розв'язування системи ДР (11) полягає в знаходженні законів зміни координат на періоді, що принципово відрізняється від розв'язування

задачі при незмінному моменті навантаження. Розв'язування задачі шляхом розрахунку перехідного процесу аж до усталення неефективно й недоцільно з багатьох міркувань. Отримати періодичні залежності координат найбільш ефективно можна методом розв'язування крайової задачі [5], суть якого полягає в апроксимації змінних стану кубічними сплайнами.

Для цього представимо систему (11) у векторній формі

$$\frac{d\vec{y}(\vec{x}, \alpha)}{d\alpha} = \vec{z}(\vec{y}, \vec{x}, \vec{u}), \quad (12)$$

де $\vec{y} = (\vec{\psi}, \omega)^T$; $\vec{x} = (i_{sx}, i_{sy}, i_{rx}, i_{ry}, \omega)^T$;

$\vec{u} = (u_{sx}, u_{sy}, 0, 0)^T$; $\vec{z} = (z_1, \dots, z_5)^T$ – вектор, компонентами якого є праві частини системи (11); (верхній індекс "т" означає транспонування).

Здійснивши сплайн-апроксимацію координат на сітці $N+1$ вузлів періоду у відповідності з викладеним в [5], отримуємо алгебричний аналог системи (12) у вигляді нелінійного алгебричного рівняння

$$H_c \vec{Y}_c - \vec{Z}_c = 0, \quad (13)$$

де H_c – блочно-діагональна матриця, яка складається з N однакових блоків (підматриць H) розміру 5×5 , елементи яких визначаються лише віддалами між вузлами; $\vec{Y}_c = (\vec{y}_1, \dots, \vec{y}_N)^T$, $\vec{Z}_c = (\vec{z}_1, \dots, \vec{z}_N)^T$ – вектори, компонентами яких є вектори розмірності N вузлових значень відповідних змінних.

Розв'язком системи (13) є значення сіткового вектора $\vec{X}_c = (\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_N)^T$, компонентами якого є вектори вузлових значень струмів контурів та швидкості обертання ротора АД, яке можна знайти ітераційним методом Ньютона. При цьому для кожного значення маси G_k вантажу на кривошипі, обчислюємо вузлові значення моменту інерції $J_j(\alpha_j)$ та за формулою (8) прикладеного до кривошипа моменту $M_{вj}(\alpha_j)$ навантаження. Споживана двигуном потужність, яка відповідає вузловому значенню вектора \vec{x}_j , визначається за формулою (10).

У зв'язку з нелінійністю системи (13) її розв'язування ітераційним методом пов'язане з проблемою збіжності обчислювального процесу. Отримати багатовимірну залежність вузлових значень координат від зміни величини G_k можна викладеним в [9] диференціальним методом, суть якого полягає в наступному.

Оскільки до рівняння руху системи електроприводу згідно з (8), (9) входить вага зрівноважувального вантажу G_k , систему (13) продиференціюємо по цій змінній. В результаті отримаємо

$$W \frac{d\vec{X}_c}{dG_k} = \frac{\partial \vec{Z}_c}{\partial G_k}, \quad (14)$$

де $W = \left(H_c - \frac{\partial Z_c}{\partial Y_c} \right) \frac{\partial Y_c}{\partial X_c} - \frac{\partial Z_c}{\partial X_c}$ – матриця Якобі.

Інтегруючи систему ДР (14) по G_k , отримуємо багатовимірну характеристику, яка визначає залежність значення сіткового вектора $\vec{X}_c = (\vec{x}_1, \dots, \vec{x}_N)^T$, компонентами якого є вектори вузлових значень струмів контурів та швидкості обертання ротора АД, від зміни G_k . На кожному крокові значення вектора \vec{X}_c можна уточнювати ітераційним методом Ньютона. Аналогічно можна досліджувати вплив на характер зміни момен-

нту на валу АД маси G_6 вантажу на балансірі.

Як приклад, на рис. 3 наведені розрахункові криві потужності на валу двигуна 4AP160S4Y3, який приводить в рух верстат-гойдалку 7СК8-3,5-4000, розраховані при різних значеннях зрівноважувального вантажу на кривошипі, яким відповідають різні середні значення електромагнітного моменту і коефіцієнта форми кривої ($M_{ср} = 1,0$, $k_\phi = 1,28$ і $M_{ср} = 0,5$, $k_\phi = 1,89$), викладеним вище методом.

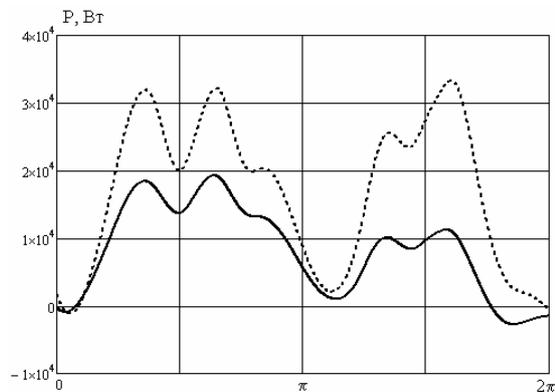


Рис. 3. Залежності потужності на валу двигуна в стаціонарному режимі роботи ШНВУ при різних значеннях вантажу на кривошипі

ВИСНОВКИ

Запропонований в статті метод дослідження збалансованості верстата-гойдалки штангової нафтовидобувної установки на підставі аналізу його кінематичної схеми дає змогу здійснювати оптимізаційні розрахунки методами математичного моделювання, а отже виключити натурні дослідження на діючих установках.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Бак С.И., Читипаховян С.П. Электрификация блочно-комплектных установок нефтяной промышленности. – М.: Недра, 1989. – 183 с.
2. Бойко В.С. Разработка та експлуатація нафтових родовищ. – К.: Реал Принт, 2004. – 695 с.
3. Вагидов М.А. Автоматизированное проектирование и исследование оптимальных станков-качалок//Изв. вузов СССР. Нефть и газ. – 1989. – № 1. – С. 81–84.
4. Исаченко И.Н., Гольдштейн Ш.И., Налимов Г.П. Методы контроля сбалансированности станка-качалки на основе измерения электрических параметров//Нефтяное хозяйство. – 2002. – № 1. – С. 60–61.
5. Маляр А.В. Математична модель електроприводу штангової глибинопомпувальної установки// Наук.-техн. зб. "Електромашинобудування та електрообладнання". – К.: Техніка, 2006. – Вип. 67. – С. 27–31.
6. Михайлов В.В., Жуков Ю.С., Суд И.И. Энергетика нефтяной и газовой промышленности. – Недра, 1982. – 350 с.
7. Молчанов Г.В., Молчанов А.Г. Машины и оборудование для добычи нефти и газа. – М.: Недра, 1984. – 464 с.
8. Смородов Е.А. Оперативный контроль сбалансированности станка-качалки на основе динамометрирования // Нефтяное хозяйство. – 2001. – № 7. – С. 57–58.
9. Фильц Р.В. Математические основы теории электромеханических преобразователей. – К.: Наукова думка, 1979. – 208 с.

Надійшла 12.01.2009

Маляр Андрій Васильович, к.т.н.
Національний університет "Львівська політехніка"
Україна, 79013, Львів, вул. С. Бандери, 12
кафедра електроприводу і автоматизації промислових установок
тел. (032) 258-26-54, e-mail: svmaryar@polynet.lviv.ua

ЧИСЛЕННО-ПОЛЕВОЙ АНАЛИЗ СИЛОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В ТУРБОГЕНЕРАТОРЕ

Викладений принцип визначення електродинамічних зусиль, що діють на провідники обмоток, і електромагнітного моменту електричних машин за наслідками чисельного розрахунку магнітного поля в їхньому поперечному перерізі. На цій основі проведений чисельний аналіз силових взаємодій в потужному турбогенераторі.

Изложен принцип определения электродинамических усилий, действующие на проводники обмоток, и электромагнитного момента электрических машин по результатам численного расчета магнитного поля в их поперечном сечении. На этой основе проведен численный анализ силовых взаимодействий в мощном турбогенераторе.

ВВЕДЕНИЕ

В электрических машинах (ЭМ) обычно соседствуют два основных явления: индуктирование ЭДС и силовые действия [1]. Классическая теория электрических машин, основанная на теории электрических и магнитных цепей, достаточно подробно рассматривает целый ряд ЭДС, начиная от основных и кончая разного рода ЭДС рассеяния. Для силовых взаимодействий аналогичная основа не приводит к столь же исчерпывающим результатам. Поэтому приходится оперировать с простейшими моделями силовых взаимодействий и воздействий, например с усредненными значениями электромагнитного момента либо с другими силовыми проявлениями. Естественно, что получаются весьма приближенные результаты, да и то в ограниченном наборе вариантов конструкций.

Силовое взаимодействие различных частей электрических машин осуществляется через посредство магнитного поля. Поэтому проблема расчета сил – это по сути проблема достаточно точного расчета магнитных полей с учетом всех влияющих факторов.

С развитием численных методов расчета магнитных полей [2, 3] проблема расчета сил, действующих на элементы конструкции электрических машин, была в значительной мере разрешена. Уже не было ограничений на учет конструктивных форм машин в целом и их элементов, на учет насыщения магнитопровода, как это было представлено, например в [4, 5]. Но на первых порах это касалось только силовых воздействий на проводники различных обмоток и других токонесущих элементов.

Однако в ЭМ с обмотками, расположенными в пазах, реально силы действуют не только и не столько на проводники, а преимущественно на ферромагнитные сердечники, например, на зубцы или полюса. Чтобы свести всякие условности к минимуму или чтобы вообще получить возможность рассчитать такие силы или электромагнитный момент, необходимо иметь распределение поля в ЭМ. Но это еще не все решение задачи: от магнитного поля надо перейти к силовым взаимодействиям. Разработанные для этого способы представлены в [6], а именно, определение электромагнитных сил возможно: 1) по изменению энергии или коэнергии магнитного поля при достаточно малом перемещении выделенного объема; 2) по натяжению силовых линий магнитного поля; 3) по их объемной и поверхностной

плотностям в магнитном поле.

В совокупности с численными расчетами магнитных полей в настоящее время все большей популярностью пользуется второй из них [7, 8], который вместе с возможностью расчета целого комплекса электромагнитных параметров ЭМ [9] может составить основу совершенствования системы их проектирования.

Учитывая, что созданы условия достаточно детального анализа силовых взаимодействий, и продолжая курс [9] на адаптацию численных расчетов магнитных полей к анализу все большего набора параметров и характеристик ЭМ, в данной работе ставится цель – анализ силовых взаимодействий в одном из самых ответственных типов ЭМ – мощном турбогенераторе (ТГ).

Демонстрацию конкретных расчетных результатов будем проводить на ТГ со следующие номинальными параметрами: активная мощность $P_N=200$ МВт; фазные напряжения и ток $U_{sN}=9093$ В; $I_{sN}=8625$ А; коэффициент мощности $\cos\varphi_{sN}=0,85$; частота $f=50$ Гц. Из параметров конструкции отметим: число фаз $m_s=3$, число пар полюсов $p = 1$, основной немагнитный зазор $\delta=0,1$ м; активная длина $l_a=5,286$ м; диаметр ротора $d_r=1,075$ м; относительное укорочение обмотки статора – 4/5. Электромагнитная система данного ТГ представлена на рис. 1.

ОСНОВЫ РАСЧЕТА СИЛОВЫХ ПАРАМЕТРОВ

Так как силовые взаимодействия и воздействия в ЭМ осуществляется через посредство магнитного поля, то оно и является первоосновой их расчета.

Численные расчеты магнитных полей в ЭМ могут эффективно проводиться методами конечных разностей (МКР) [3] и конечных элементов (МКЭ) [2].

Уже существуют программы, которые позволяют это сделать как в двухмерной [10], так и в трехмерной [11] постановке. Однако для реальных конструкций основных типов ЭМ практическое решение трехмерной полевой задачи требует чрезмерно больших затрат, которые адекватны поучаемому уточнению результатов расчетов только в специальных случаях. В большинстве же случаев для получения практически приемлемых результатов достаточно двухмерной постановки полевых задач.

Магнитное поле в поперечном сечении ЭМ описывается дифференциальным уравнением

$$\operatorname{rot}[(v \operatorname{rot}(\vec{k} A_z))]=\vec{k} J_z, \quad (1)$$

где A_z, J_z - аксиальные составляющие векторного магнитного потенциала (ВМП) и плотности тока; v - удельное магнитное сопротивление (УМС); \vec{k} - орт.

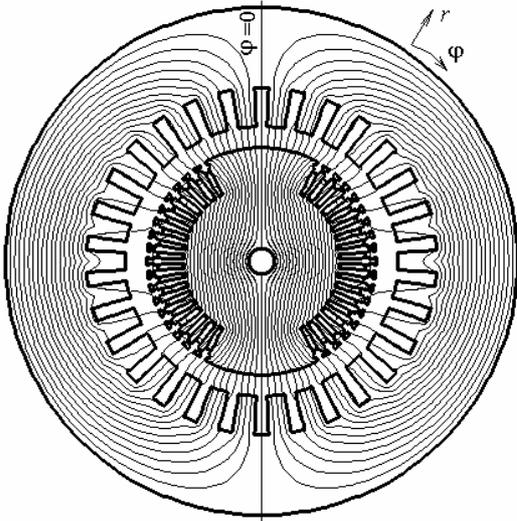


Рис. 1. Магнитное поле ТГ в режиме XX ($A_{\max}=0,4558$ Вб/м)

Например, в полярной системе координат (r, φ) это уравнение преобразуется к виду:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[v r \frac{\partial A_z}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[v \frac{\partial A_z}{\partial \varphi} \right] = -J_z. \quad (2)$$

Однако идеализированная плоскопараллельная структура магнитного поля в поперечном сечении ЭМ может быть принята только тогда, когда сердечники магнитопровода по аксиальной координате ЭМ однородны, имеют одинаковую аксиальную длину и торцевое рассеяние магнитного поля незначительно. Для значительного ряда ЭМ это допущение оказывается неприемлемым, что показано в работах [12, 14]. Поэтому двумерная постановка полевых задач в поперечном сечении ЭМ должна быть адаптирована к конкретной аксиальной структуре магнитопровода на основе усовершенствований, которые предложены и апробированы в [12] и затем многократно подтвердили свою эффективность, например, в [13].

Одной из базовых величин магнитного поля, которые принято анализировать, является магнитная индукция, вычисляемая по распределению ВМП на основе общего выражения

$$\vec{B} = \operatorname{rot} \vec{A}. \quad (3)$$

Исходя из этого, например, в полярных координатах составляющие и модуль магнитной индукции:

$$B_r = \frac{\partial A_z}{r \partial \varphi}; \quad B_\varphi = -\frac{\partial A_z}{\partial r}; \quad B = \sqrt{B_r^2 + B_\varphi^2}. \quad (4)$$

Электродинамические усилия, действующие в магнитном поле на токонесущие элементы с плотностью тока \vec{J} , определяются базовой формулой:

$$\vec{F} = l_a \int_S [\vec{J} \times \vec{B}] dS. \quad (5)$$

В случае полярной системе координат формула (5) трансформируется в формулы сосредоточенных

касательной и радиальной составляющих сил:

$$F_\varphi = l_a \int_S [B_\varphi \sin(\varphi - \varphi_c) - B_r \cos(\varphi - \varphi_c)] J_z dS; \quad (6)$$

$$F_r = l_a \int_S [B_\varphi \cos(\varphi - \varphi_c) + B_r \sin(\varphi - \varphi_c)] J_z dS, \quad (7)$$

где S - площадь сечения стороны катушки; φ_c - угловая координата, к которой приводятся силы.

Электромагнитный момент вращения, действующий на токонесущие элементы обмоток:

$$M_{em} = l_a \int_S B_r J_z r dS. \quad (8)$$

Силы и момент по (6)-(8) дают достаточно полную информацию о силовых проявлениях в случае отсутствия ферромагнитных сердечников, как, например, в работе [14], либо при расположении обмоток на цилиндрической гладкой поверхности сердечников [4].

В ЭМ с обмотками, расположенными в пазах, реально силы действуют, как уже отмечено, не только и не столько на проводники, а преимущественно на зубцы сердечников. При отсутствии токов в пазах на противоположные боковые стороны зубцов действуют в среднем одинаковые силы, поэтому в целом электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. При наличии токов в проводниках картина магнитного поля, как это будет показано далее, искажается, и баланс сил с разных сторон зубцов нарушается. Аналогично, в воздушном зазоре между сердечниками ротора и статора силовые линии поля искажаются, и возникает преобладающее одностороннее магнитное притяжение. В итоге и возникает электромагнитный вращающий момент ЭМ, расчет которого может быть проведен по формуле [7, 8]:

$$M_{em} = \frac{l_a r_\delta^2}{\mu_0} \int_0^{2\pi} B_r B_\varphi d\varphi, \quad (9)$$

где интегрирование проводится по окружности с радиусом r_δ , проходящей в зазоре, μ_0 - магнитная постоянная.

Этот момент (9) складывается из элементарных моментов, возникающих из-за натяжений силовых линий магнитного поля на указанной окружности, приходящихся в каждом конкретном месте на ее элемент $r_\delta d\varphi$:

$$dM_{em} = \frac{l_a r_\delta^2}{\mu_0} B_r B_\varphi d\varphi. \quad (10)$$

Для того, чтобы нивелировать локальные погрешности в определении момента, возникающие в отдельных местах зазора из-за дискретизации области расчета сеточной структурой и неточной аппроксимацией зубцовых структур, интегрирование проводится не по линии окружности, а по кольцевой области в том же зазоре в соответствии с методом "eggshell" [8] по формуле:

$$M_{em} = \frac{l_a}{\mu_0 (r_S - r_R)} \int_{S_\delta} r B_r B_\varphi dS, \quad (11)$$

где r_S, r_R - радиусы, ограничивающие кольцевую зону зазора площадью S_δ со сторон статора и ротора.

Эффективность вычисления электромагнитного

момента по формуле (11) была проверена в [10] посредством сравнительного расчетного тестирования.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ СИЛОВЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Конкретные расчеты магнитного поля в ТГ были проведены МКР по собственной программе. Это позволяет, в отличие от использования программных продуктов иных авторов [10], организовать программным путем более удобную и разностороннюю информацию.

Расчеты были проведены в режиме холостого хода и номинальной нагрузки, постановка которых осуществлялась в соответствии с изложенным в [9, 15]. В частности, в обмотке ротора задавалась трехфазная система токов:

$$\begin{aligned} i_A &= I_m \cos(-\alpha); & i_B &= I_m \cos(-\alpha - 2/3 \cdot \pi); \\ i_C &= I_m \cos(-\alpha + 2/3 \cdot \pi), \end{aligned} \quad (12)$$

где I_m – амплитуда фазного тока; α – угол, задающий угловое положение этой структурны токов и, соответственно, положение главной оси действующей магнитодвижущей силы обмотки статора относительно продольной оси ротора. В режиме номинальной нагрузки угол α составлял $156,76^\circ$, а мгновенные значения фазных токов $i_A = -11208$ А; $i_B = -9772$ А; $i_C = -1436$ А. Отметим, что фазная обмотка А-А' на рис. 2 выделена затемнением проводников в соответствующих слоях в пазах статора.

МДС обмотки ротора в режиме холостого хода составила 130 кА при номинальном напряжении, а в режиме нагрузки была повышена в 2,441 раза для сохранения того же напряжения.

Картини магнитных полей представлены на рис. 1 и рис.2 в полных областях расчета, а также на рис. 3 и рис.4. на фрагментах этих областей в зоне зазора с захватом края большого зуба ротора. Картини даны силовыми линиями, которые являются линиями равного ВМП, т.е. $A_z^* = \text{const}$ при его нормировке максимальным для конкретно представляемого режима абсолютным значением A_{max} по формуле:

$$A_z^* = \frac{A_z}{A_{\text{max}}} \quad (13)$$

Если сравнить рис. 1 и рис. 2, то видно, как при переходе от холостого хода к нагрузке исказилась общая картина магнитного поля. Если сначала и были локальные натяжения силовых линий в зазоре (отклонения от радиальных линий), то они в целом имеют симметричный характер и результирующее действие в касательном направлении равно нулю – электромагнитный момент между ротором и статором отсутствует. В режиме нагрузки картина натяжений в целом имеет односторонний характер и это приводит к соответствующему электромагнитному моменту (11).

Особенно изменения магнитного поля заметны при сравнении рис. 3 и рис. 4. Искажения магнитного поля произошли из-за действия токов обмотки статора, что, естественно, и привело к натяжению силовых линий и возникновению электромагнитного момента.

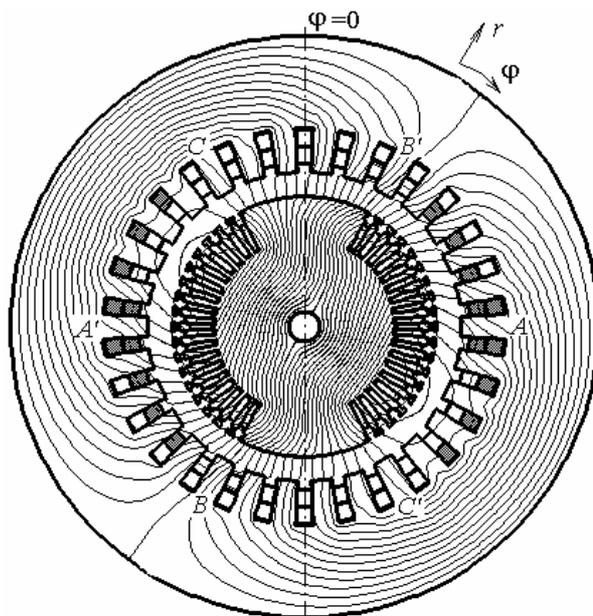


Рис. 2. Магнитное поле ТГ в режиме номинальной нагрузки ($A_{\text{max}}=0,5535$ Вб/м)

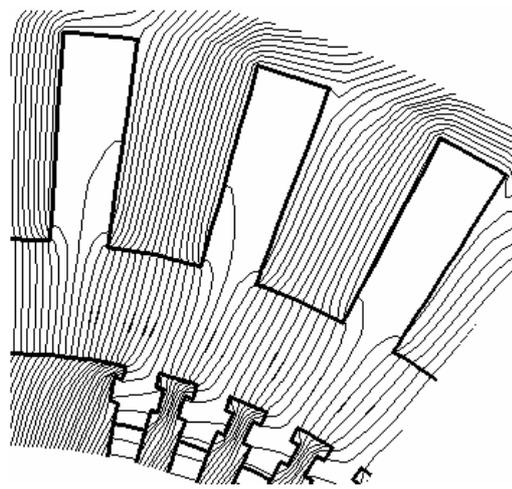


Рис. 3. Фрагмент области расчета с картиной магнитного поля в режиме ХХ

Силы, которые действуют непосредственно на проводники обмоток, определены по (5)-(7) и показаны в векторной форме на рис. 5 и рис. 6. Здесь каждый вектор соответствует силе, приходящейся на паз и единицу длины ТГ, причем для векторов на каждом рисунке дан конкретный масштаб. Для режима холостого хода ограничились только ротором, так как в обмотке статора отсутствуют токи и, значит, силы. Общий характер действия сил очевиден: они направлены в глубь массива своего сердечника. Очевидно также изменение сил, действующих на проводники обмотки ротора при переходе к режиму нагрузки. Наибольшая сила, приходящаяся на паз ротора, составляет 1,5 кН·м в режиме холостого хода и 3,8 кН·м в режиме нагрузки, на паз статора – 6,26 кН·м.

Неравномерность распределения сил по обмотке статора объясняется тем, что в разных фазных обмотках статора проходят различные мгновенные значения токов, которые определяются в соответствии с (12).

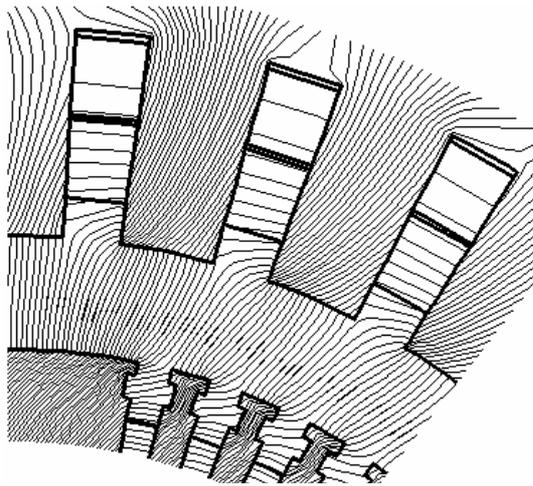


Рис. 4. Фрагмент области расчета с картиной магнитного поля в режиме номинальной нагрузки

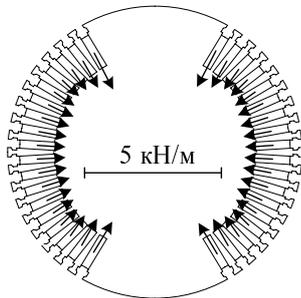


Рис. 5. Распределение электродинамических усилий по пазам ротора в режиме холостого хода

Поскольку для определения электромагнитного момента по формулам (9)-(11) исходными являются распределения составляющих магнитной индукции (4), то с них и начнем. Так на рис. 7 показано распределение составляющих магнитной индукции вдоль линии средней окружности в зазоре. На следующем полюсном делении распределение соответствует условию периодичности:

$$B_{\varphi}(\varphi + \tau_p) = -B_{\varphi}(\varphi); \quad B_r(\varphi + \tau_p) = -B_r(\varphi). \quad (14)$$

Распределение удельного электромагнитного момента (9) по той же линии зазора показано на рис. 8 – опять для режимов холостого хода и нагрузки. Здесь развертка линии окружности дана на двух полюсных делениях, причем на полюсных делениях все повторяется, но в отличие от (14), без изменения знака:

$$dM_{em}(\varphi + \tau_p) = dM_{em}(\varphi). \quad (15)$$

Очевидно по рис. 8, что локальные силовые напряжения, т.е. натяжения силовых линий магнитного поля возникают и в режиме холостого хода. Но они, в отличие от режима нагрузки, в целом по двум полюсным делениям взаимно компенсируются и не создают результирующего электромагнитного момента.

В режиме номинальной нагрузки результирующий электромагнитный момент ТГ M_{em} по (11) составил 644,4 кН·м. Чтобы оценить, насколько это соответствует общим данным ТГ, была определена его электромагнитная мощность:

$$P_{em} = M_{em} \Omega, \quad (16)$$

где $\Omega = \frac{\omega}{p}$ – угловая скорость ротора; $\omega = 2\pi f$ – угловая частота.

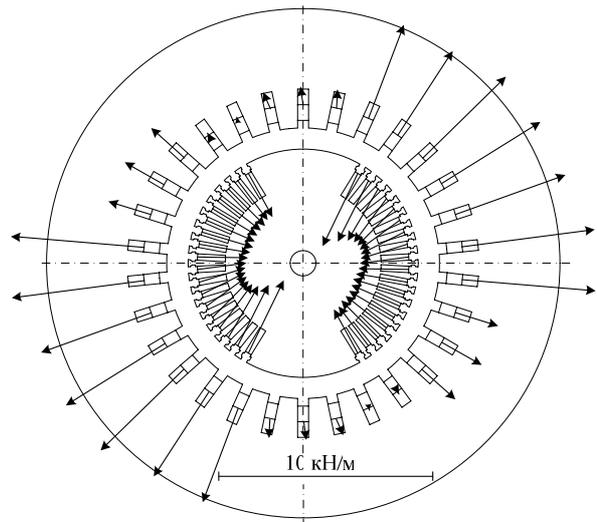


Рис. 6. Распределение электродинамических усилий по пазам ротора и статора в режиме номинальной нагрузки

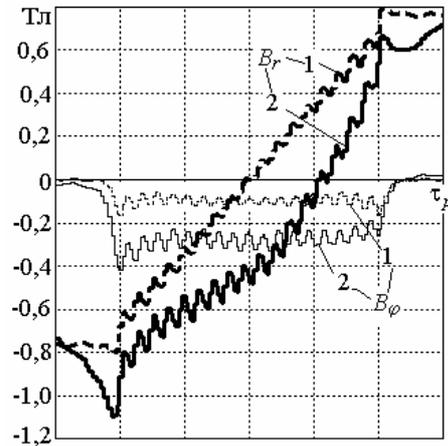


Рис. 7. Распределение составляющих магнитной индукции в зазоре ТГ: 1 – холостой ход; 2 – номинальная нагрузка

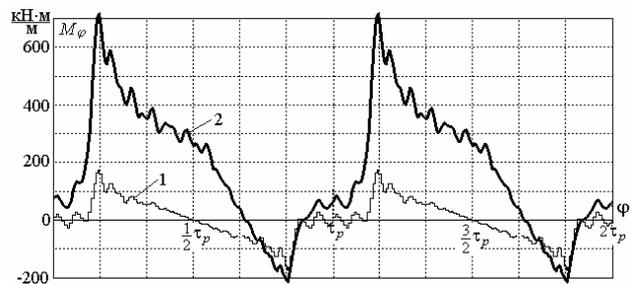


Рис. 8. Распределение электромагнитного момента по зазору ТГ: 1 – холостой ход; 2 – номинальная нагрузка

Определенная так электромагнитная мощность составила 200,43 МВт, что весьма близко к заданной номинальной электрической мощности ТГ

$$P_N = m_s U_{sN} I_{sN} \cos \varphi_{sN}, \quad (17)$$

составляющей 200 МВт. Различия могут объясняться тем, что момент определяется по реальному распределению магнитной индукции в зазоре (рис.7), а напряжение – через ЭДС, которая в данном случае, как и в

[9, 15], определялась только по первой гармонической составляющей магнитного потокоцепления фазной обмотки статора. А также тем, что существуют потери мощности, которые в данном случае детально не анализировались. В целом же близость значений P_N и P_{em} свидетельствуют в пользу использованного метода определения электромагнитного момента по формулам (9)-(11), что весьма важно, так как достаточной апробации в условиях ЭМ эти формулы еще не прошли, в отличие от классических подходов к их проектированию.

Отметим, что при определении электромагнитного момента по формуле (11) возможна и чисто методическая погрешность, характерная для численных методов расчета магнитных полей ввиду конечного уровня сеточной (рис. 9) или конечно-элементной дискретизации области расчета. Так, например, если в качестве кольцевой зоны с площадью S_δ бралась зона от поверхности ротора r_r до внутренней расточки статора r_s , то получалось $M_{em} = 640,8$ кН·м, если узкая кольцевая полоска посередине зазора r_δ , то упомянутое уже значение $M_{em} = 644,4$ кН·м. Последнее следует считать более предпочтительным, так как погрешности дискретизации области вблизи зубцовых структур ротора и статора возрастают.

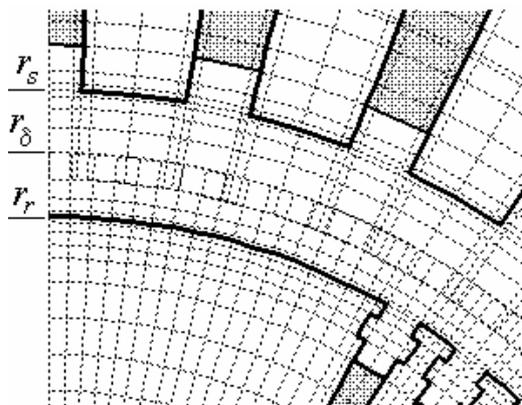


Рис. 9. Фрагмент полярной сеточной модели ТГ

ВЫВОДЫ

1. Численный расчет магнитного поля является эффективной основой для определения и анализа силовых взаимодействий в электрических машинах.

2. Проведенный численно-полевой анализ силовых взаимодействия в турбогенераторе проявил не только их физическую основу, но и показал величину и характер распределения электродинамических усилий по проводникам обмоток, а также электромагнитного момента, определяемого через натяжение силовых линий магнитного поля.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вольдек А.И. Электрические машины. Л.: Энергия, 1978.- 832 с.
2. Chari M.V.K., Silvester P. Element analysis of magnetically Saturated DC machines // IEEE Trans. Power Appar. and Syst. 1971. PAS-90, N2, p. 2362-2372.
3. Erdelyi E.A., Fuchs E.F. Nonlinear Magnetic Field Analysis of dc Machines. Part I: Theoretical Fundamentals. Part II:

Application of the improved treatment // IEEE Trans. Power Appar. and Syst. 1970. PAS-89, N7, p.1546-1564.

4. Данько В.Г., Милых В.И. Электродинамические усилия в электродвигателе с обмоткой якоря, вынесенной в зазор, и компенсационной обмоткой // Электротехника.-1982.-N 1.-С.36-40.

5. Гринченко Н.Г., Милых В.И., Третьевич Р.И. Анализ усилий в обмотке якоря, вынесенной в зазор // Электротехника.-1986.-N5.-С. 11-15.

6. Иванов-Смоленский А.В. Электромагнитные силы и преобразование энергии в электрических машинах. - М.: Высш. школа, 1989. - 312 с.

7. McFee S., Webb J.P., Lowther D.A. A tunable volume integration formulation for force calculation in finite element based computational magnetostatics // IEEE Transactions on Magnetics. - 1998. Vol. 24, № 1. P. 439-442.

8. Henrotte F., Deliege A., Hameyer K. The eggshell method for the computation of electromagnetic forces on rigid bodies in 2D and 3D // The Tenth Biennial IEEE Conference on Electromagnetic Field Computation Perugia, Italy, June 16-19, 2002.

9. Милых В.И., Полякова Н.В. Определение электромагнитных параметров электрических машин на основе численных расчетов магнитных полей // Электротехника і електромеханіка.-2006.-№2.-С. 40-46.

10. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.0. User's Manual, January 26, 2004 // <http://femm.berlios.de>, 2003.

11. <http://www.ansys.com>.

12. Милых В.И. Расчет электромагнитного поля в поперечном сечении электрических машин // Электротехника.-1982.-№12.-С. 46-49.

13. Милых В.И., Поляков И.В., Полякова Н.В., Штангеев Е.И. Расчетно-экспериментальное тестирование программы FEMM и преодоление проблем её использования для расчета магнитного поля электрических машин // Электротехніка і електромеханіка.-2004.-№3.-С. 38-43.

14. Милых В.И., Данько В.Г., Полякова Н.В. Методология поверочного электромагнитного расчета полностью сверхпроводникового криотурбогенератора на основе решения полевых задач // Электротехніка і електромеханіка.-2002.-№1.-С. 43-48.

15. Милых В.И., Полякова Н.В. Анализ фазовых соотношений электромагнитных величин в турбогенераторе на основе численных расчетов магнитных полей. // Электротехніка і електромеханіка.-2003.-№4.-С. 59-64.

Поступила 04.02.2009

Милых Владимир Иванович, д.т.н., проф.,

Бадковский Владимир Александрович

Национальный технический университет

"Харьковский политехнический институт"

Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",

кафедра "Электрические машины"

тел. (057) 707-65-14, e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

ПОТЕРИ В ЧАСТОТНО-УПРАВЛЯЕМОМ АСИНХРОННОМ ДВИГАТЕЛЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАКОНАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ И ТИПАХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ

Стаття присвячена розгляду та аналізу специфіки розрахунків втрат у частотно-керованому асинхронному двигуні при різних законах регулювання (закон пропорційного регулювання, закон квадратичного регулювання, закон регулювання при постійній корисній потужності).

В статье рассмотрена и проанализирована специфика расчета потерь в частотно-управляемом асинхронном двигателе при различных законах регулирования (закон пропорционального регулирования, закон квадратичного регулирования, закон регулирования при постоянной мощности).

1. ЗАКОНЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ ЧАСТОТНО-УПРАВЛЯЕМЫХ АСИНХРОННЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Одним из способов повышения эффективности работы асинхронных двигателей, работающих при переменных нагрузках, может быть замена применяемых в настоящее время нерегулируемых асинхронных двигателей на частотно-управляемые.

В основу анализа рабочих свойств частотно-управляемых асинхронных двигателей положен универсальный закон частотного управления. При работе двигателя с постоянными коэффициентом полезного действия, коэффициентом мощности и перегрузочной способностью, необходимо, одновременно с изменением частоты питающего напряжения, регулировать напряжение в зависимости от частоты и момента двигателя по закону [1]

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \frac{f_1}{f_{1н}} \cdot \sqrt{\frac{M_1}{M_n}}, \quad (1)$$

где U_1 , M_1 - напряжение и момент двигателя при переменной частоте f_1 ; $U_{1н}$, M_n - напряжение и момент при частоте $f_{1н}$, что соответствует номинальному режиму работы.

Рассмотрим некоторые соотношения, характерные для частотно-управляемых двигателей: относительная частота (коэффициент регулирования)

$$\alpha = \frac{f_1}{f_{1н}}, \quad (2)$$

абсолютное скольжение

$$\beta = \frac{f_2}{f_{1н}}, \quad (3)$$

где f_2 - абсолютная частота тока ротора;

относительное скольжение

$$s = \frac{f_2}{f} \cdot \frac{f_2 \cdot f_{1н}}{f_1 \cdot f_{1н}} = \frac{\beta}{\alpha}, \quad (4)$$

относительное напряжение

$$\gamma = \frac{U_1}{U_{1н}}. \quad (5)$$

В общем случае при частотном управлении двигателем напряжение на зажимах статора может регулироваться как в функции относительной частоты α , так и в функции момента нагрузки. При этом прини-

мается, что абсолютное скольжение β определяется нагрузкой на валу, а относительное напряжение γ есть функция α и β .

В частном случае, когда γ не зависит от β (что характерно для наиболее распространенных разомкнутых систем частотного управления), величина γ или характер ее зависимости от α не оказывают влияния на величину критического скольжения $\beta_{кр}$ [1].

Обычно на практике используют частные законы регулирования в зависимости от назначения и режимов работы асинхронного привода. Рассмотрим основные законы регулирования.

Закон пропорционального регулирования (регулирование при постоянстве перегрузочной способности двигателя или регулирование при постоянном моменте) [1].

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \frac{f_1}{f_{1н}}, \quad (6)$$

или в относительных единицах

$$\gamma = \alpha, \quad (7)$$

при этом $U_1 = U_{1н} \cdot \gamma = U_{1н} \cdot \alpha$.

Закон используется при регулировании вниз от номинальной частоты вращения.

Закон квадратичного регулирования

Этот закон может быть получен из общего закона (1) с учетом $M_1 \equiv f_1^2$. Тогда

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \frac{f_1^2}{f_{1н}^2}, \quad (8)$$

или в относительных единицах

$$\gamma = \alpha^2, \quad (9)$$

при этом $U_1 = U_{1н} \cdot \gamma = U_{1н} \cdot \alpha^2$.

Закон используется при регулировании вниз от номинальной частоты вращения.

Закон регулирования при постоянной полезной мощности.

Этот закон может быть получен из общего зако-

на (1) с учетом $\frac{M_1}{M_n} = \frac{f_{1н}}{f_1}$. Тогда

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \sqrt{\frac{f_1}{f_{1н}}}, \quad (10)$$

или в относительных единицах

$$\gamma = \sqrt{\alpha}, \quad (11)$$

при этом $U_1 = U_{1н} \cdot \gamma = U_{1н} \cdot \sqrt{\alpha}$, где $\alpha > 1$.

Закон используется при регулировании вверх от номинальной частоты вращения. Возможна реализация закона $P_2 = \text{const}$ при ограничении напряжения, т.е. $U_1 = \text{const}$.

Выпускаемые частотно-управляемые асинхронные двигатели имеют различные диапазоны регулирования. Например, полный диапазон регулирования 1:22,5, что соответствует частотам $f_1 = 5 \dots 90$ Гц, при этом диапазон регулирования вниз от номинальной частоты вращения 15:1 при $f_1 = 60 \dots 5$ Гц, вверх от номинальной частоты вращения 1:1,5 при $f_1 = 60 \dots 90$ Гц. При регулировании вниз от номинальной частоты используется закон регулирования при постоянном моменте, при регулировании вверх – закон регулирования при постоянной полезной мощности по выражению (10), либо также регулирование при постоянной полезной мощности и $U_1 = \text{const}$.

В последнем случае магнитный поток будет уменьшаться с ростом частоты f_1 [2].

Проведенные исследования [2] показали, что при использовании двигателей общего назначения в качестве частотно-регулируемых, их мощность уменьшается на 20...15% в зависимости от величины синхронной частоты вращения. Причиной этого является несинусоидальность питающего напряжения, приводящая к возникновению дополнительных потерь, что увеличивает нагрев двигателей, а также ухудшение условий охлаждения при регулировании вниз от номинальной частоты вращения и самовентиляции двигателей.

В связи с этим, исследование тепловых режимов частотно-управляемых двигателей является весьма актуальным.

2. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ В ДВИГАТЕЛЯХ

Расчет греющих потерь при различных законах регулирования, в первом приближении, проведем, предполагая синусоидальную форму напряжений и токов, наличие дополнительных потерь, возникающих при питании асинхронного двигателя от инвертора напряжений, учтем в дальнейшем.

Основные составляющие греющих потерь:

$P_{эл1}, P_{эл2}$ - электрические потери в обмотках статора и ротора;

$P_{маг}$ - магнитные потери в сердечнике статора;

$P_{мех}$ - механические потери;

$P_{доп}$ - дополнительные потери, связанные со вторичными процессами в двигателе (при синусоидальной форме напряжения и токов, согласно ГОСТ $P_{доп} = 0,5\%$ от потребляемой мощности).

Магнитные потери $P_{маг}$ могут быть определены по эмпирической формуле Штейнметца [3]

$$P_{маг} = k \cdot p_{1,0} \cdot \left(\frac{f_1}{50}\right) \cdot B^2 \cdot m. \quad (12)$$

Для рассмотренных законов частотного регулирования получим:

а) $\gamma = \alpha$.

Для упрощения анализа ограничимся значениями $\alpha \geq 0,5$, при которых не требуется корректировка γ для сохранения постоянства максимального момента, а, следовательно, магнитный поток $\Phi \approx \text{const}$.

$$P_{маг\alpha} = P_{магн} \cdot \left(\frac{\alpha \cdot f_{1н}}{f_{1н}}\right)^n = P_{магн} \cdot \alpha^n, \quad (13)$$

где $P_{магн}$ - магнитные потери при $U_{1н}$, $f_{1н}$; n - показатель степени, определяемый маркой стали.

б) $\gamma = \alpha^2$.

Текущее значение магнитного потока Φ_α

$$\Phi_\alpha \approx \frac{\alpha^2 \cdot U_1}{4,44 \cdot f_1 \cdot \alpha \cdot W_1 \cdot k_{об1}} = \Phi_n \cdot \alpha, \quad (14)$$

где Φ_n - значение магнитного потока при $U_{1н}$, $f_{1н}$, при этом B^2 в (12) пропорционально Φ_α^2 ,

$$P_{маг\alpha} = P_{магн} \cdot \alpha^2 \cdot \alpha^n = P_{магн} \cdot \alpha^{(n+2)}. \quad (15)$$

в) $\gamma = \sqrt{\alpha}$.

Текущее значение магнитного потока Φ_α

$$\Phi_\alpha \approx \frac{\sqrt{\alpha} \cdot U_1}{4,44 \cdot f_1 \cdot \alpha \cdot W_1 \cdot k_{об1}} = \frac{\Phi_n}{\sqrt{\alpha}}, \quad (16)$$

тогда

$$P_{маг\alpha} = P_{магн} \cdot \frac{1}{\alpha} \cdot \alpha^n = P_{магн} \cdot \alpha^{(n-1)}. \quad (17)$$

Механические потери $P_{мех}$ можно определить по соотношению

$$P_{мех} = P_{мехн} \cdot \alpha, \quad (18)$$

где $P_{мехн}$ - механические потери при $f_1 = f_{1н}$, определяемые по [3]; $k=1 \dots 1,5$ - коэффициент, определяемый габаритами двигателя и конструкцией подшипниковых узлов.

Расчет электрических потерь в обмотках статора и ротора $P_{эл1}, P_{эл2}$ может быть выполнен с помощью "Г" - образной схемы замещения, представленной на рис. 1.

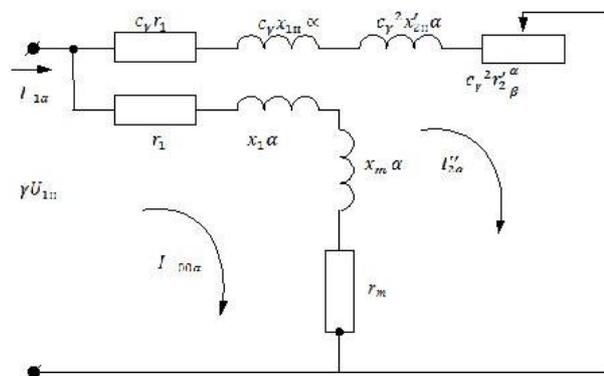


Рис. 1. "Г"-образная схема замещения частотно-управляемого асинхронного двигателя

Принято:

r_1, r_2' - активные сопротивления обмоток статора и ротора (приведенного);

x_{1H}, x_{2H}' - индуктивные сопротивления рассеивания обмоток статора и ротора (приведенного, неподвижного) при $f_1 = f_{1H}$;

x_m - индуктивное сопротивление взаимоиндукции, определяемое по результатам магнитного расчета при $f_1 = f_{1H}$ в зависимости от текущего значения напряжения $U_1 = U_{1H} \cdot \gamma$. В качестве примера на рис. 2 приведена зависимость $x_m = f(U_1)$ двигателя АИ160S4 (15 кВт, 380/660 В, $2p = 4$).

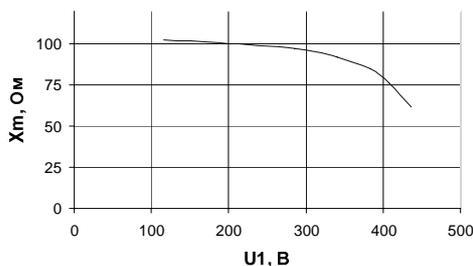


Рис. 2. Зависимость индуктивного сопротивления взаимоиндукции от напряжения U_1 при $f_1=f_{1ном}$ двигателя АИ160S4

$c_\gamma = 1 + \frac{x_1}{x_m}$ - коэффициент корректировки параметров при переходе от "Т" - образной схемы замещения к "Г" - образной. Значения c_γ уточняются при изменении U_1 , т.к. меняется x_m .

r_m - фиктивное активное сопротивление, потери в котором при токе $I_{00\alpha}$ равны магнитным потерям двигателя

$$P_{маг\alpha} = 3 \cdot I_{00\alpha}^2 \cdot r_m \quad (19)$$

Ток идеального холостого хода $I_{00\alpha}$ из схемы замещения при заданном $U_1 = U_{1H} \cdot \gamma$ и соответствующем значении α

$$I_{00\alpha} = \frac{U_{1H} \cdot \gamma}{\sqrt{(r_1 + r_m)^2 + \alpha^2 \cdot (x_{1H} + x_m)^2}} \quad (20)$$

Значение r_m можно определить методом последовательных приближений по известным значениям γU_1 , αx_1 , αx_m , r_1 , и $P_{маг\alpha}$. Задаваясь первым приближением r_m , например r_m при U_{1H} , f_{1H} , определим $I_{00\alpha}$ по (20) и соответствующее значение $P_{маг\alpha}$ по (19). Сравнивая полученное значение $P_{маг\alpha}$ с найденным в зависимости от закона регулирования по (13), (15), (17), корректируем r_m в необходимом направлении и повторяем расчет до достижения заданной точности. Полученное таким образом значение r_m используем для окончательного расчета $I_{00\alpha}$ при заданном γ и α .

Активная составляющая тока холостого хода

$$I_{00\alpha_a} = I_{00\alpha} \cdot \cos\varphi_{00} = \frac{\gamma \cdot U_{1H} \cdot (r_1 + r_m)}{(r_1 + r_m)^2 + \alpha^2 \cdot (x_{1H} + x_m)^2} \quad (21)$$

Реактивная составляющая тока холостого хода

$$I_{00\alpha_p} = I_{00\alpha} \cdot \sin\varphi_{00} = \frac{\gamma \cdot U_{1H} \cdot (x_{1H} + x_m)}{(r_1 + r_m)^2 + \alpha^2 \cdot (x_{1H} + x_m)^2} \quad (22)$$

Ток рабочего контура "Г" - образной схемы замещения, с учетом $s = \frac{\beta}{\alpha}$

$$I_{2\alpha}'' = \frac{U_{1H} \cdot \gamma}{\sqrt{(c_\gamma \cdot r_1 + c_\gamma^2 \cdot r_2' \cdot \frac{\alpha}{\beta})^2 + (\alpha \cdot c_\gamma \cdot x_{1H} + \alpha \cdot c_\gamma^2 \cdot x_{2H}')^2}} \quad (23)$$

где $\gamma = \alpha, \gamma = \alpha^2, \gamma = \sqrt{\alpha}$ в зависимости от закона регулирования.

Обозначим

$$(c_\gamma \cdot r_1 + c_\gamma^2 \cdot r_2' \cdot \frac{\alpha}{\beta}) = R_{p.к.};$$

$$(\alpha \cdot c_\gamma \cdot x_{1H} + \alpha \cdot c_\gamma^2 \cdot x_{2H}') = X_{p.к.}$$

Тогда активная составляющая тока рабочего контура

$$I_{2\alpha_a}'' = \frac{U_{1H} \cdot \gamma \cdot R_{p.к.}}{R_{p.к.}^2 + X_{p.к.}^2} \quad (24a)$$

Реактивная составляющая тока рабочего контура

$$I_{2\alpha_p}'' = \frac{U_{1H} \cdot \gamma \cdot X_{p.к.}}{R_{p.к.}^2 + X_{p.к.}^2} \quad (24б)$$

Активная и реактивная составляющие тока статора $I_{1\alpha}$

$$I_{1\alpha_a} = I_{00\alpha_a} + I_{2\alpha_a}'';$$

$$I_{1\alpha_p} = I_{00\alpha_p} + I_{2\alpha_p}''.$$

Ток статора

$$I_{1\alpha} = \sqrt{I_{1\alpha_a}^2 + I_{1\alpha_p}^2} \quad (25)$$

Электрические потери в обмотках статора и ротора соответственно

$$P_{эл1} = m_1 \cdot I_{1\alpha}^2 \cdot r_1 \cdot m_{t1}, \quad (26)$$

$$P_{эл2} = m_1 \cdot (I_{2\alpha}'')^2 \cdot r_2' \cdot m_{t2}, \quad (27)$$

где m_{t1}, m_{t2} - коэффициенты, зависящие от температуры нагрева обмоток статора и ротора.

Расчет потерь проводится для значений абсолютного скольжения β

$$0 < \beta < \beta_{кр},$$

где $\beta_{кр}$ при $r_1 \neq 0$

$$\beta_{кр} = \alpha \cdot s_{кр} = \frac{c_\gamma \cdot r_2' \cdot \alpha}{\sqrt{r_1^2 + \alpha^2 \cdot (x_{1H} + c_\gamma \cdot x_{2H}')^2}}, \quad (28)$$

при уменьшении α , $\beta_{кр}$ тоже уменьшается. При законе регулирования $\gamma = \sqrt{\alpha}$ и $\alpha > 1$, можно пренебречь r_1 , тогда

$$\beta_{кр} = \frac{c_{\gamma} \cdot I_2'}{x_{1н} + c_{\gamma} \cdot x_{2н}} = \text{const.} \quad (29)$$

При законе пропорционального регулирования $\gamma = \alpha$, при уменьшении α , проявляется влияние падения напряжения на активном сопротивлении статора r_1 , в результате магнитный поток уменьшается, а, значит, уменьшается и момент двигателя. Поэтому, при $\alpha \leq 0.5$ необходимо компенсировать падение напряжения на r_1 . В этом случае

$$U_1 = U_{1н} \cdot \alpha + I_1 \cdot r_1. \quad (30)$$

При этом магнитный поток не зависит от α и определяется только величиной нагрузки на валу.

3. ДОБАВОЧНЫЕ ПОТЕРИ В ДВИГАТЕЛЯХ ОТ ВЫСШИХ ГАРМОНИК ПИТАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

В настоящее время, за счет применения широтно-импульсной модуляции (ШИМ) обеспечивается практически синусоидальная форма напряжения, подводимого к двигателю, однако, в эксплуатации находится большое количество электроприводов на базе частотно-управляемых асинхронных двигателей, у которых ШИМ отсутствуют, а, значит, подводимое к двигателю напряжение имеет ступенчатую (несинусоидальную) форму. Следует иметь в виду, что применение ШИМ не снимает проблему добавочных потерь, а увеличение частоты несущей ШИМ приводит к увеличению динамических потерь в силовых ключах и осложнению негативных волновых процессов в системе асинхронный двигатель – преобразователь частоты [5]. По данным [6] при использовании инверторов на базе полностью управляемых IGBT, преобразующих выходное напряжение в последовательность прямоугольных импульсов высокой частоты с крутым фронтом (ШИМ), негативные волновые процессы приводят к выходу из строя изоляции обмотки статора через 2...3 года эксплуатации.

Несинусоидальность напряжения при частотном регулировании асинхронных двигателей приводит к возникновению добавочных потерь в обмотках и магнитопроводе от действия высших гармоник тока и магнитного потока, созданных высшими гармониками питающего напряжения [2, 4].

Число полюсов обмотки статора для высших гармоник тока такое же, как и для основной гармоники. Частота вращения магнитных полей создаваемых высшими гармониками тока $n_v = n_1 \cdot v$, где v – номер гармоники. Величина скольжения

$$s_v = \frac{n_1 \cdot v \pm n_2}{n_1 \cdot v} \approx 1 + \frac{1}{v}.$$

Следовательно, в первом приближении, можно принять, что скольжение для высших гармоник равно единице, т.е. для них ротор неподвижен.

При расчете добавочных потерь в обмотках необходимо учитывать изменение активных и индуктивных сопротивлений обмоток за счет эффекта вытеснения тока [4]. При вспынной обмотке статора влиянием эффекта вытеснения тока можно пренебречь. Если же обмотка статора выполнена из прямо-

угольных проводников, то влияние эффекта вытеснения тока на активное сопротивление обмотки статора должно учитываться, т.к. коэффициент увеличения активного сопротивления статора для высших гармоник K_{1rv} достигает 1,5...2,0 в зависимости от номера гармоники и конструкции обмотки. Для обмотки ротора учет влияния эффекта вытеснения тока обязателен во всех случаях.

Ограничимся рассмотрением короткозамкнутой обмотки ротора из алюминия А7.

Приведенная высота стержня ротора

$$\xi_{v2} = 0,0118 \cdot \frac{q_{ст}}{b_{ст}} \cdot \sqrt{6 \cdot k \cdot f_{ном}}, \quad (31)$$

где $q_{ст}$, $b_{ст}$ – сечение и средняя ширина стержня соответственно (здесь и в дальнейшем размеры в мм); k – принимает значения 1; 2; 3 (из выражения для номеров высших гармоник $v=6k \pm 1$)

Если $\xi_{v2} > 2$, то коэффициент увеличения активного сопротивления ротора

$$K_{2rv} = 1 + (\xi_{v2} - 1) \cdot \frac{l_2}{l_{w2}}, \quad (32)$$

где l_2 – длина стержня ротора; $l_{w2} = l_2 + 2b_{kk}$; b_{kk} – ширина короткозамкнутого кольца обмотки ротора.

В качестве примера K_{2rv} значения были рассчитаны для асинхронного двигателя АИ160S4 (15 кВт, 380/660 В, $2p=4$)

$k=1; v=5;7$	$K_{2rv} = 5,833$
$k=2; v=11;13$	$K_{2rv} = 8,165$
$k=3; v=17;19$	$K_{2rv} = 9,953$

Если $\xi_{v2} > 2$, то коэффициент уменьшения индуктивного сопротивления рассеяния ротора

$$K_{2xv} = 1 + \left(\frac{1,5}{\xi_{v2}} - 1 \right) \cdot \frac{l_2}{l_{w2}}. \quad (33)$$

Для двигателя АИ160S4:

$k=1; v=5;7$	$K_{2xv} = 0,374$
$k=2; v=11;13$	$K_{2xv} = 0,325$
$k=3; v=17;19$	$K_{2xv} = 0,303$

При расчете высших гармоник тока намагничивающим контуром в схеме замещения можно пренебречь в связи с малостью амплитуд высших гармоник напряжения и повышенной частотой. Кроме того, для высших гармоник тока индуктивные сопротивления значительно больше активных. Поэтому можно принять

$$I_{1v} = I_{2v}'' = \frac{U_{1н} \cdot \gamma}{V^2 \cdot (x_{1н} \cdot \alpha + x_{2н}' \cdot \alpha \cdot K_{2xv})}, \quad (34)$$

где $U_{1н} \cdot \gamma$ – действующее значение первой гармоники напряжения.

Электрические потери в обмотках статора и ротора от всех высших гармоник тока

$$P_{эл1v} = \sum_{v=6k \pm 1}^{v=19} (m_1 \cdot I_{1v}^2 \cdot r_1 \cdot m_{t1}), \quad (35)$$

$$P_{эл2v} = \sum_{v=6k \pm 1}^{v=19} (m_1 \cdot (I_{2v}'')^2 \cdot r_2' \cdot K_{2rv} \cdot m_{t2}), \quad (36)$$

где $K=1; 2; 3$.

Практикой установлено [4], что необходим учет гармоник с v не более 19.

Наиболее существенное влияние оказывала бы третья гармоника, но при соединении обмотки статора в звезду, третья и кратные трем гармоники отсутствуют. Поэтому для частотно-управляемых асинхронных двигателей соединение обмотки статора в звезду обязательно.

Для двигателей АИ160S4: $p_{эл1v}=12\%p_{эл1}$ из (26); $p_{эл2v}=70\%p_{эл2}$ из (27).

Высшие гармоники напряжения создают магнитные поля, обуславливающие добавочные потери в магнитопроводе. Поскольку скольжение ротора по отношению к этим полям будет близко к единице, магнитные потери будут иметь место и в роторе. По аналогии с основными магнитными потерями при частотном регулировании можно принять

$$P_{\text{маг}_v} = P_{\text{маг}_\alpha} \cdot \left(\frac{B_v}{B_1}\right)^2 \cdot \left(\frac{f_v}{\alpha \cdot f_{1H}}\right) \cdot \frac{m_c + m_p}{m_c}, \quad (37)$$

где $P_{\text{маг}_\alpha}$ – основные магнитные потери; B_v , B_1 – индукция от потока высшей гармоники и от потока основной гармоники; f_v , $\alpha \cdot f_{1H}$ – частота напряжения высшей гармоники и основной гармоники; m_c , m_p – массы стали статора и ротора.

В первом приближении [2]

$$B_v = \frac{U_v}{f_v} = \frac{U_1}{f_1} \cdot \frac{1}{v^2} = B_1 \cdot \frac{1}{v^2}. \quad (38)$$

Суммируя потери от всех гармоник, получим

$$P_{\text{маг}_v} = P_{\text{маг}_\alpha} \cdot \frac{m_c + m_p}{m_c} \cdot \sum_{v=6k \pm 1}^{\infty} v^{-(4-n)}. \quad (39)$$

С увеличением номера гармоники добавочные магнитные потери резко убывают. Для двигателя АИР16S4: $p_{\text{маг}_v}=6,7\%$ от $p_{\text{маг}_n}$ из (13).

Данные расчета добавочных потерь от высших гармоник тока и магнитного потока показывают, что эти потери оказывают существенное влияние на тепловое состояние частотно-управляемого асинхронного двигателя.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО МОМЕНТА ОТ АБСОЛЮТНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ЗАКОНАХ РЕГУЛИРОВАНИЯ

Величины греющих потерь частотно-управляемого асинхронного двигателя при различных законах регулирования определяются величиной высшего момента на валу, частотой питающего напряжения, т.е. α и величиной питающего напряжения U_1 , т.е. γ .

В связи с этим, при расчете греющих потерь в каждой точке диапазонов регулирования частоты вращения и нагрузки на валу необходимо иметь зависимости электромагнитного момента от абсолютного скольжения β .

В качестве базового используем выражение для электромагнитного момента в номинальном режиме:

$$M_{\text{эм}} = \frac{m_1 \cdot P_2 \cdot U_{1H}^2 \cdot c_\gamma \cdot \frac{r_2'}{s}}{2\pi f_{1H} \left[\left(c_\gamma \cdot r_1 + c_\gamma^2 \cdot \frac{r_2'}{s} \right)^2 + \left(c_\gamma \cdot x_1 + c_\gamma^2 \cdot x_2' \right)^2 \right]} \quad (40)$$

с учетом $s = \frac{\beta}{\alpha}$; $U_1 = U_{1H} \cdot \gamma$; $f_1 = f_{1H} \cdot \alpha$ получим:

$$M_{\text{эм}} = \frac{m_1 \cdot P_2 \cdot (U_{1H} \cdot \gamma)^2 \cdot c_\gamma \cdot r_2'}{2\pi f_{1H} \cdot \beta \left[\left(c_\gamma \cdot r_1 + c_\gamma^2 \cdot r_2' \cdot \frac{\alpha}{\beta} \right)^2 + \alpha^2 \left(c_\gamma \cdot x_1 + c_\gamma^2 \cdot x_2' \right)^2 \right]}. \quad (41)$$

Используя (41) можно получить зависимости $M_{\text{эм}}=f(\beta)$, где $\beta=0 \dots \beta_{\text{пуск}}$ при различных значениях α и различных законах регулирования: $\gamma = \alpha$; $\gamma = \alpha^2$; $\gamma = \sqrt{\alpha}$ и $P_2 = \text{const}$ при $U_1 = \text{const}$. При пуске двигателя, когда относительное скольжение $s = 1$, абсолютное скольжение $\beta_{\text{пуск}} = \alpha$.

Одновременно с расчетом $M_{\text{эм}}=f(\beta)$, используя (23) и (25) получим зависимости $I_{2\alpha}'' = f(\beta)$ и $I_{1\alpha} = f(\beta)$ для расчета электрических потерь в обмотках ротора и статора.

Таким образом, получены расчетные выражения для определения всех составляющих греющих потерь асинхронного двигателя при частотном регулировании, что позволит исследовать тепловое состояние двигателя в различных режимах работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Петрушин В.С. Асинхронные двигатели в регулируемом электроприводе. Учебное пособие. – Одесса: Наука и техника, 2006. – 320 с.
- Радин В.И., Брускин А.Э., Зорохович А.Е. Электрические машины. Асинхронные машины. Москва "Высшая школа" 1988. – 324 с.
- Гольдберг О.Д., Гурин Я.С., Свириденко И.С. Проектирование электрических машин. Москва "Высшая школа" 1984. – 431 с.
- Курбасов А.С., Седов В.И., Сорин Л.Н. Проектирование тяговых электродвигателей. Москва "Транспорт" 1987. – 535 с.
- Зайцев А.М., Захаров А.В., Кобелев А.С. Новая серия частотно-регулируемых асинхронных двигателей общего применения разработки ОАО "НИПТИЭМ". "Электротехника" №9, 2008 г. – С. 2-10.
- Вербовой П.Ф., Заболотный А.П., Сьянов А.М. "Асинхронные двигатели для тиристорного электропривода". – К: "Наукова думка", 1994 г., 243 с.

Поступила 25.11.2008

Осташевский Николай Александрович., к.т.н., проф.,

Иваненко Виталий Никитович, к.т.н., проф.,

Петренко Александр Николаевич

Национальный технический университет

"Харьковский политехнический институт"

Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",

кафедра "Электрические машины"

тел. (0572) 707-65-14; сайт: <http://users.kpi.kharkov.ua/kem/>

ОСОБЕННОСТИ ГЕОМЕТРИИ КАТУШЕК МНОГОУРОВНЕВЫХ ОБМОТОК

Для багаторівневих двошарових обмоток електричних машин, що складаються із простих хвильових або простих петльових жорстких катушок, отримано розрахункові співвідношення, що дозволяють визначити розміри лобових частин катушок для кожного рівня їх розташування у пазах статора.

Для многоуровневых двухслойных обмоток электрических машин, состоящих из простых волновых или простых петлевых жестких катушек, получены расчетные соотношения, позволяющие определить размеры лобовых частей катушек для каждого уровня их расположения в пазах статора.

ВВЕДЕНИЕ

Для создания надежных обмоток электрических машин необходимо совершенствовать конструкцию катушек обмоток.

К примеру, распределенные двухслойные обмотки статоров тяговых асинхронных электродвигателей, питаемых от преобразователя частоты, необходимо проектировать таким образом, чтобы эффективные проводники по всей длине витков катушек имели не витковую, а корпусную изоляцию, иначе есть вероятность пробоя витковой изоляции проводников импульсным (пиковым) напряжением от преобразователя.

Если катушки выполнены многовитковыми, то нанести корпусную изоляцию по всей длине каждого витка катушки невозможно. С этой целью вместо многовитковой катушки можно применить соответствующее количество одновитковых катушек. Технология изготовления и укладки в статор таких катушек значительно упрощается и такая обмотка статора является более надежной при эксплуатации электродвигателя.

Примером такой обмотки может быть схема электрическая соединений, приведенная в [1].

При применении таких катушек (простых волновых или простых петлевых) актуальной задачей конструктора становится их размещение в зоне лобовых частей, поскольку, если вместо, например, трехвитковых катушек взять по три одновитковых, то они должны быть расположены в статоре по высоте обмотки в трех уровнях. Такая обмотка будет трехуровневой.

В практике ГП завода "Электротяжмаш" при проектировании и производстве тяговых асинхронных электродвигателей применяются двух- или трехуровневые двухслойные волновые обмотки статоров.

Для возможности укладки двухслойной многоуровневой обмотки требуется точный расчет геометрии лобовых частей катушки.

Катушки для каждого уровня расположения обмотки должны иметь различные геометрические размеры лобовых частей, т.е. катушки должны быть нескольких исполнений.

Известные методы расчета жестких катушек [2-4] более применимы для обычных одноуровневых двухслойных обмоток.

Расчет геометрии лобовых частей катушек многоуровневой двухслойной обмотки с применением этих методов оказался громоздким и в процессе поиска приемлемых решений авторами этой статьи была разработана новая методика расчета лобовых частей одновитковых катушек для многоуровневых двухслойных обмоток статоров машин переменного тока.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ ГЕОМЕТРИИ ЛОБОВЫХ ЧАСТЕЙ КАТУШКИ

На рис. 1 представлена в двух проекциях одновитковая катушка волновой обмотки.

Согласно рис. 1

$$h_1 = l_{1н} \cdot \sin \alpha_n = l_{1в} \cdot \sin \alpha_v, \quad (1)$$

где h_1 – вылет задней лобовой части катушки; $l_{1н}$ и $l_{1в}$ – соответственно, длины нижней и верхней задней лобовой части; α_n и α_v – соответственно, углы наклона нижней и верхней задней лобовой части.

$$l'_{1н} = \frac{l_{1н}}{\cos \alpha_n}; \quad l'_{1в} = \frac{l_{1в}}{\cos \alpha_v}, \quad (2)$$

где $l'_{1н}$ и $l'_{1в}$ – соответственно, проекции длин нижней и верхней задней лобовой части.

Проекции длин можно выразить как

$$l'_{1н} = \frac{\pi D_n}{360^\circ} \cdot \beta_{1н}; \quad l'_{1в} = \frac{\pi D_v}{360^\circ} \cdot \beta_{1в}, \quad (3)$$

где D_n и D_v – соответственно, диаметры расположения в пазу поверхностей проводников нижней и верхней сторон катушки; $\beta_{1н}$ и $\beta_{1в}$ – центральные углы нижней и верхней задней лобовой части катушки.

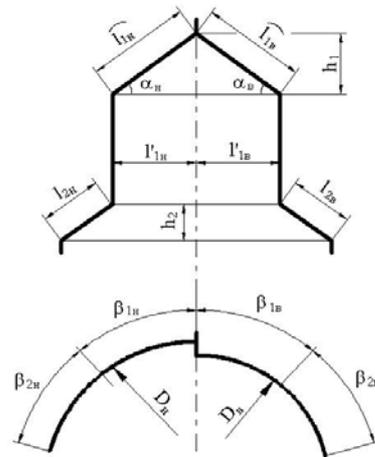


Рис. 1. Параметры лобовых частей катушки

Отсюда

$$\sin \alpha_n = \frac{(b_k + \Delta) \cdot z}{\pi D_n}, \quad (4)$$

$$\sin \alpha_v = \frac{(b_k + \Delta) \cdot z}{\pi D_v}, \quad (5)$$

где b_k – ширина лобовой части изолированной катушки; Δ – зазор между лобовыми частями двух соседних катушек (величина зазора задается в зависимости от принятой плотной или неплотной укладки); z – число пазов сердечника статора.

Выражение (1) с учетом (2)–(5) примет вид

$$\frac{\pi D_n \cdot \beta_{1н}}{360^\circ \cdot \cos \alpha_n} \cdot \frac{(b_k + \Delta) \cdot z}{\pi D_n} = \frac{\pi D_v \cdot \beta_{1в}}{360^\circ \cdot \cos \alpha_v} \cdot \frac{(b_k + \Delta) \cdot z}{\pi D_v}$$

Преобразовав это выражение, получим

$$\frac{\beta_{1н}}{\cos \alpha_n} = \frac{\beta_{1в}}{\cos \alpha_v} \quad \text{или} \quad \frac{\beta_{1н}}{\beta_{1в}} = \frac{\cos \alpha_n}{\cos \alpha_v}$$

Обозначим

$$\frac{\beta_{1H}}{\beta_{1B}} = \frac{\cos \alpha_H}{\cos \alpha_B} = K.$$

После преобразований

$$\beta_{1H} + \beta_{1B} = K\beta_{1B} + \beta_{1B} = \beta_{1B} \cdot (K+1) = \frac{360^\circ}{z} \cdot y_1,$$

где y_1 – задний шаг катушки (шаг по пазам).

$$\beta_{1B} = \frac{360^\circ \cdot y_1}{z \cdot (K+1)} = \frac{360^\circ \cdot y_1 \cdot \cos \alpha_B}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}, \quad (6)$$

$$\beta_{1H} = \frac{360^\circ \cdot y_1 \cdot \cos \alpha_H}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}. \quad (7)$$

Выражения (1) и (2) с учетом (6) и (7) после преобразований

$$l_{1H} = \frac{\pi D_H \cdot y_1}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}, \quad (8)$$

$$l_{1B} = \frac{\pi D_B \cdot y_1}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}, \quad (9)$$

$$h_1 = \frac{\pi D_H \cdot y_1 \cdot (b_k + \Delta) \cdot z}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B) \cdot \pi D_H}. \quad (10)$$

Выражения (3) с учетом (6) и (7) после преобразований

$$l'_{1H} = \frac{\pi D_H}{360^\circ} \cdot \frac{360^\circ \cdot y \cdot K}{z \cdot (K+1)} = \frac{\pi D_H \cdot y \cdot \cos \alpha_H}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}, \quad (11)$$

$$l'_{1B} = \frac{\pi D_B}{360^\circ} \cdot \frac{360^\circ \cdot y_1 \cdot K}{z \cdot (K+1)} = \frac{\pi D_B \cdot y_1 \cdot \cos \alpha_B}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}. \quad (12)$$

Характерное в полученных формулах (6)–(12) выражение

$$\frac{y_1}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}$$

назовем постоянной геометрии задних лобовых частей катушки, обозначим его C_{K1} :

$$C_{K1} = \frac{y_1}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}. \quad (13)$$

Выражения (6)–(12) с учетом (13) примут вид:

$$\beta_{1H} = 360^\circ \cdot C_{K1} \cdot \cos \alpha_H, \quad (14)$$

$$\beta_{1B} = 360^\circ \cdot C_{K1} \cdot \cos \alpha_B, \quad (15)$$

$$l_{1H} = C_{K1} \cdot \pi D_H, \quad (16)$$

$$l_{1B} = C_{K1} \cdot \pi D_B, \quad (17)$$

$$l'_{1H} = C_{K1} \cdot \pi D_H \cdot \cos \alpha_H, \quad (18)$$

$$l'_{1B} = C_{K1} \cdot \pi D_B \cdot \cos \alpha_B, \quad (19)$$

$$h_1 = C_{K1} \cdot z \cdot (b_k + \Delta). \quad (20)$$

Аналогичные математические действия можно выполнить и для передней лобовой части катушки, учитывая, что углы наклона задних и передних лобовых частей одинаковые.

В результате преобразований будет определена постоянная геометрии передних лобовых частей катушки C_{K2} и получены соотношения (рис. 1)

$$C_{K2} = \frac{y_2}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)}, \quad (21)$$

где y_2 – передний шаг катушки (шаг по выводам),

$$l_{2H} = C_{K2} \cdot \pi D_H, \quad (22)$$

$$l_{2B} = C_{K2} \cdot \pi D_B, \quad (23)$$

$$\beta_{2H} = 360^\circ \cdot C_{K2} \cdot \cos \alpha_H, \quad (24)$$

$$\beta_{2B} = 360^\circ \cdot C_{K2} \cdot \cos \alpha_B, \quad (25)$$

$$h_2 = C_{K2} \cdot z \cdot (b_k + \Delta). \quad (26)$$

Размеры лобовых частей, рассчитанные по формулам (16), (17), (20), (22), (23), (26), образуют при укладке катушек цилиндрические поверхности.

На практике лобовые части обмотки необходимо поднять относительно поверхности расточки статора на угол γ , равный 5–6°, причем, с учетом технологии изготовления катушек с применением горбыля, этот угол в расчете следует задать равным 8°.

Для получения необходимых конических поверхностей указанные выше размеры лобовых частей следует разделить на косинус угла подъема лобовых частей катушки ($\cos \gamma$).

МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Предлагаемая методика расчета несложная и позволяет получить с приемлемой для производства электрических машин точностью результаты расчета геометрии катушек.

Исходными данными для расчета являются параметры $D_H, D_B, z, b_k, \Delta, y_1, y_2, \gamma$.

Результатами расчета являются параметры лобовых частей катушек многоуровневой двухслойной обмотки, рассчитываемые по формулам:

$$\alpha_B = \arcsin \frac{z \cdot (b_k + \Delta)}{\pi D_B},$$

$$\alpha_H = \arcsin \frac{z \cdot (b_k + \Delta)}{\pi D_H},$$

$$C_{K1} = \frac{y_1}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)},$$

$$C_{K2} = \frac{y_2}{z \cdot (\cos \alpha_H + \cos \alpha_B)},$$

$$l_{1H} = \frac{C_{K1} \cdot \pi D_H}{\cos \gamma},$$

$$l_{1B} = \frac{C_{K1} \cdot \pi D_B}{\cos \gamma},$$

$$l'_{1H} = C_{K1} \cdot \pi D_H \cdot \cos \alpha_H$$

$$l'_{1B} = C_{K1} \cdot \pi D_B \cdot \cos \alpha_B,$$

$$\beta_{1H} = 360^\circ \cdot C_{K1} \cdot \cos \alpha_H,$$

$$\beta_{1B} = 360^\circ \cdot C_{K1} \cdot \cos \alpha_B,$$

$$h_1 = \frac{C_{K1} \cdot z \cdot (b_k + \Delta)}{\cos \gamma},$$

$$l_{2H} = \frac{C_{K2} \cdot \pi D_H}{\cos \gamma},$$

$$l_{2B} = \frac{C_{K2} \cdot \pi D_B}{\cos \gamma},$$

$$\beta_{2H} = 360^\circ \cdot C_{K2} \cdot \cos \alpha_H,$$

$$\beta_{2B} = 360^\circ \cdot C_{K2} \cdot \cos \alpha_B,$$

$$h_2 = \frac{C_{K2} \cdot z \cdot (b_k + \Delta)}{\cos \gamma}.$$

Методика применима для расчета лобовых частей одновитковых катушек любого уровня расположения. Для расчета геометрии катушки конкретного уровня необходимо задать соответствующие этому уровню диаметры расположения в пазу поверхностей проводников нижней и верхней сторон катушки D_{Hi} и D_{Bi} (рис. 2).

ПРИМЕР РАСЧЕТА

В качестве примера приведен расчет лобовых частей катушек трехуровневой обмотки статора тяго-

вого асинхронного электродвигателя АД902У2.

После заполнения конструктором паз сердечника статора обмоточным проводом и изоляцией по высоте и ширине для первого, второго и третьего уровней расположения катушек определяются: диаметры расположения в пазу поверхностей проводников нижней и верхней сторон катушек трех исполнений, ширина лобовой части изолированной катушки, величина зазора между двумя соседними катушками в зависимости от укладки лобовых частей и задаются остальные исходные данные.

Исходные данные расчета приведены в табл. 1.

Результаты расчета лобовых частей катушек трех исполнений приведены в табл. 2 и 3.

Полученные параметры лобовых частей катушек используются при разработке чертежей катушек и приспособлений для их изготовления.

Исходные данные к расчету

Параметры	Значения параметров для исполнений катушек		
	1	2	3
$D_{нi2}$, мм	345	368	390
$D_{вi2}$, мм	357	379	401
z	36		
b_k , мм	7,9		
Δ , мм	0,1		
y_1	8		
y_2	10		
γ , град.	8		

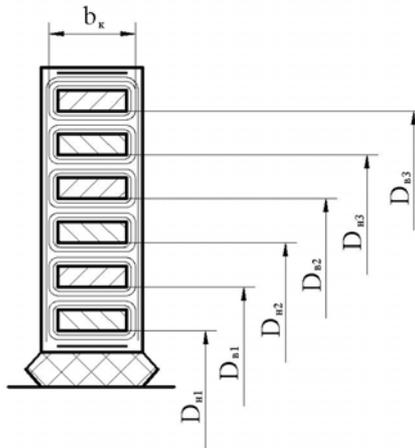


Рис. 2. Паз статора, заполненный двухслойной трехуровневой обмоткой

Параметры задних лобовых частей катушек

Параметры	Значения для исполнений катушек		
	1	2	3
α_n , град.	15,4	14,4	13,6
α_v , град.	14,9	14	13,2
$C_{к1}$, мм	0,116	0,115	0,114
$l_{1н}$, мм	121	128	135
$l_{1в}$, мм	125	132	139
$l'_{1н}$, мм	115	122	130
$l'_{1в}$, мм	119	126	134
$\beta_{1н}$, град.	39,7	39,8	39,9
$\beta_{1в}$, град.	40,3	40,2	40,1
h_1 , мм	33	34	35

Параметры передних лобовых частей катушек

Параметры	Значения для исполнений катушек		
	1	2	3
$C_{к2}$, мм	0,144	0,143	0,142
$l_{2н}$, мм	151	160	169
$l_{2в}$, мм	156	165	174
$\beta_{2н}$, град.	49,7	49,8	49,9
$\beta_{2в}$, град.	50,3	50,2	50,1
h_2 , мм	40	41	42

ВЫВОДЫ

Для повышения надежности обмоток статора многовитковые катушки с витковой изоляцией можно, не изменяя обмоточных данных статора, заменить соответствующим количеством одновитковых катушек с нанесенной по всей длине катушек корпусной изоляцией. При этом обычная одноуровневая двухслойная обмотка выполняется как многоуровневая.

Для размещения многоуровневых обмоток статоров машин переменного тока разработана новая методика расчета катушек, основой которой являются полученные математические выражения постоянных геометрии лобовых частей катушек.

Методика расчета геометрии катушек многоуровневых обмоток прошла успешную апробацию и использовалась при разработке тяговых асинхронных электродвигателей АД902У2 для вагонов метрополитена (1994 г.), АД914У1 для грузопассажирского электровоза ДС-3 производства ДЭВЗ – Сименс (2004 г.), АД917УХЛ1 для грузовых тепловозов (2008 г.) и при проектировании тяговых асинхронных электродвигателей для трамваев и троллейбусов.

Методика расчета геометрии катушек многоуровневых обмоток статора может быть адаптирована применительно к многоуровневым обмоткам якорей машин постоянного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юрьев А.С. Патент Украины № 30838. Спосіб виготовлення багатопарової обмотки статора електричної машини.
2. Зимин В.И. и др. Обмотки электрических машин. М.: Энергия, 1975.- С. 268-273.
3. Сергеев П.С. и др. Проектирование электрических машин. М.: Энергия, М., 1969.- С. 90-92.
4. Постников И.М. Проектирование электрических машин. Киев: Издательство технической литературы УССР, 1960.-884с.

Поступила 02.02.2009

Юрьев Алексей Семенович,
Кульшицкий Леонид Петрович,
Евзикова Эммануэлла Гиришевна
ГП завод "Электротяжмаш"
Украина, 61055, Харьков, пр-т Московский, 299
тел. (0572) 956503

К ВОПРОСУ О СТЕПЕНИ ЭКРАНИРОВАНИЯ ВНЕШНЕГО ИЗМЕНЯЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОВОДЯЩИМ ЦИЛИНДРОМ

У статті розглянуто питання математичного моделювання процесів, що відбуваються у провідниках, які знаходяться у зовнішньому змінному магнітному полі, а також питання, пов'язані з екрануванням зовнішнього поля тонкими провідними циліндричними оболонками у двох та тримірній постановці.

В статті рассматривается вопрос математического моделирования процессов происходящих в проводниках, помещенных во внешнее изменяющееся магнитное поле, а также вопросы, связанные с экранированием внешнего поля тонкими проводящими цилиндрическими оболочками в двух и трехмерной постановке.

Известно, что быстроизменяющиеся магнитные поля, такие как молниевый разряд и т.п., отрицательно влияют на работу электронных устройств. Достаточно эффективным способом защиты от внешнего изменяющегося магнитного поля являются экраны, выполненные в виде тонких оболочек из проводящего материала. При этом необходимо отметить, что сами оболочки существенно искажают внешнее поле. Поэтому в данной статье рассматривается несколько задач по определению искажения внешнего магнитного поля проводящими экранами и степени экранирования поля.

При решении приведенных далее задач были приняты следующие допущения:

1. Геометрические размеры всех тел значительно больше длины волны электромагнитного поля.
2. Токи смещения в диэлектрике много меньше токов проводимости в проводниках.
3. Расчеты проводятся для неподвижной среды.
4. Окружающая среда – воздух.

5. Будем считать, что источник поля находится на достаточно большом расстоянии от объекта, поэтому, в первом приближении, электромагнитную волну можно считать плоской, хотя можно задать зависимость поля от координат.

В этом случае расчетные уравнения запишутся:

$$\text{rot} \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E}, \text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1)$$

где σ - проводимость.

Учтя, что $H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \text{rot} \vec{A}$, а уравнение $\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

можно представить в виде:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} (\text{rot} \vec{A}) \text{ или } \text{rot} \vec{E} = -\text{rot} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right).$$

В этом случае, записав $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad} \phi$ можно получить расчетное уравнение:

$$\sigma \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \cdot \nabla \times \vec{A} \right) = \vec{J}_{st}, \quad (2)$$

где \vec{A} - векторный магнитный потенциал; \vec{J}_{st} - плотность тока, вызванная сторонними источниками.

Уравнение (2) в общем случае зависит от времени, трех координат и должно быть дополнено начальными и граничными условиями. Решение такого рода задач до последнего времени вызывало значительные сложности, а результаты были недостаточно точны.

В статье рассмотрен ряд задач по расчету значений электромагнитного поля в случае внесения в это поле проводящего тела.

Задача 1. Расчет для случая внесения в квазистатическое поле достаточно длинного полого цилиндра с толщиной стенок много меньше диаметра цилиндра.

Примем амплитуду поля равную 1000 А/м, а частоту – 70 кГц – частота первой гармоники разложения импульсного поля молнии в ряд Фурье. На рис. 1 показан результат расчета. Размеры по горизонтальной оси исчисляются в метрах.

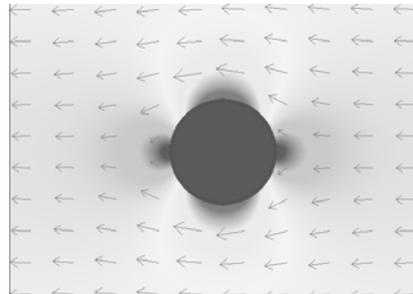


Рис. 1. Расчет поля длинного кругового цилиндра

Из расчетов видно явное искажение внешнего поля – усиление в вертикальной плоскости до 1895 А/м и ослабление до нулевого значения в горизонтальной плоскости. Необходимо отметить, что абсолютное значение тока в цилиндре на длине 1 м равно 18 кА. Из этого факта вытекает вывод о том, что искажение внешнего поля обусловлено токами, индуктированными в цилиндре внешним магнитным полем. На рис. 2 приведен график модуля поля внутри цилиндра в горизонтальной плоскости, а на рис.3 в вертикальной в логарифмическом масштабе.

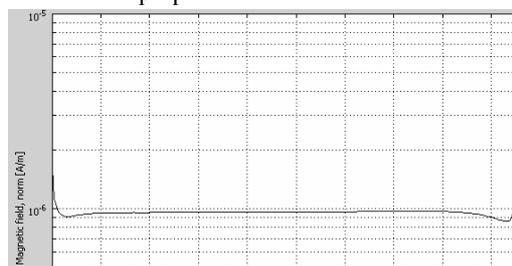


Рис. 2. Поле внутри цилиндра по горизонтали

Как следует из рисунков (2-3), ослабление поля внутри полости цилиндра довольно значительно. Наибольшие значения поля находятся на поверхности цилиндра.

Далее рассматривалась аналогичная задача для цилиндра с разрезом в области минимума и максимума поля.

На рис. 4 показана картина поля с вырезом в области минимума поля. Как следует из рис. 4, картина поля существенно не изменилась.

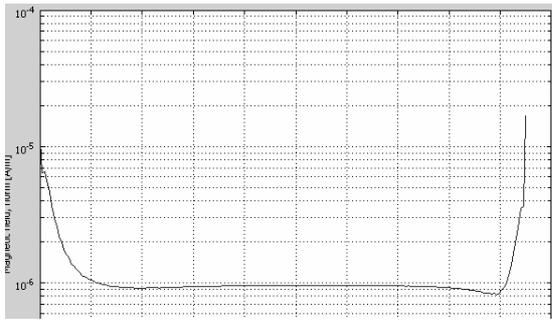


Рис. 3. Поле в вертикальной плоскости

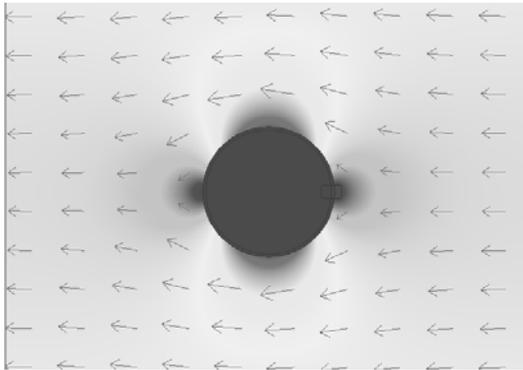


Рис. 4. Картина поля с цилиндра с разрезом в области минимума поля

Однако, при более детальном рассмотрении видно, рис. 5, что края отверстия являются источниками наведенного (индуктированного) магнитного поля.

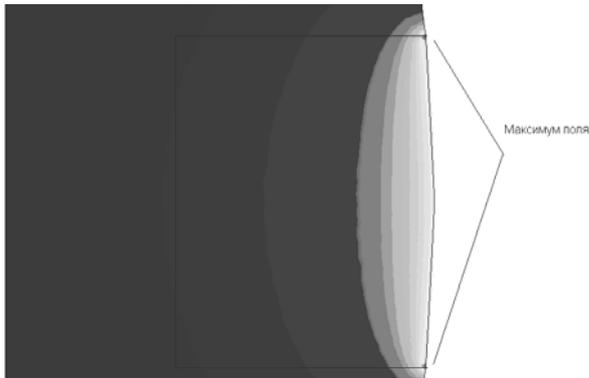


Рис. 5. Поле вблизи разреза

На графиках 6 и 7 показан модуль поля в горизонтальной (начиная с отверстия) и вертикальной плоскостях.

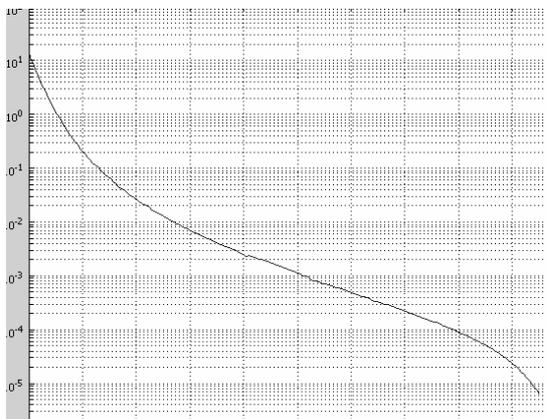


Рис. 6. Поле в горизонтальной плоскости

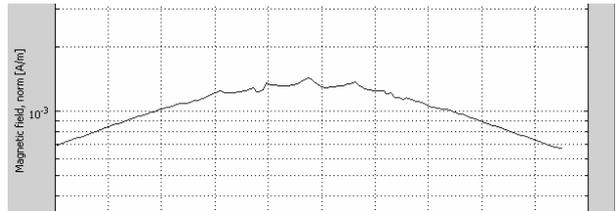


Рис. 7. Поле в вертикальной плоскости

Сравнивая рисунки 2-3 с 6-7 можно сделать вывод о существенном снижении коэффициента экранирования, особенно в областях, прилегающих к разрезу.

На рис. 8 показана картина поля в случае расположения разреза в области максимума поля.

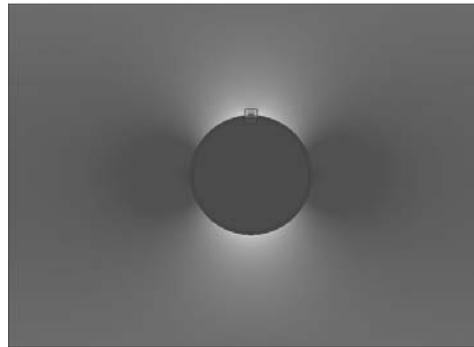


Рис. 8. Разрез цилиндра в области максимума поля

Из рис. 8 следует, что в данном случае имеет место значительное, более чем пятикратное, увеличение поля в угловых точках. На рис. 9 показана более детальная картина поля вблизи разреза.

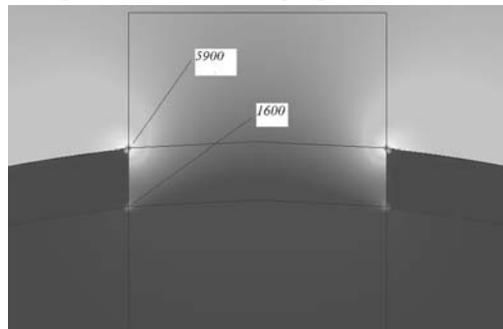


Рис. 9. Значения поля в зоне разреза

На рис. 10, 11 показаны значения модуля поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

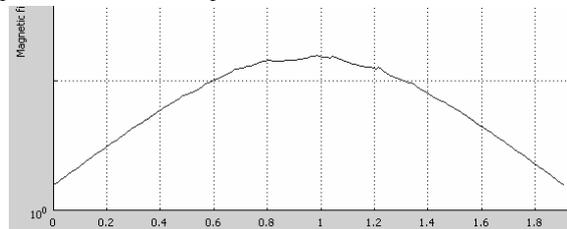


Рис. 10. Картина поля в горизонтальной плоскости

Как следует из рис. 10-11, разрез в цилиндрической оболочке в области максимума поля, еще в большей мере уменьшает эффект экранирования поля.

Задача 2. Расчет внешнего поля в случае внешнего в квазистатическое поле тела цилиндрической формы.

Представляет интерес задача об искажении внешнего поля при внесении в него длинного проводящего цилиндра в трехмерной постановке. Решение такой задачи даст возможность проверить правильность полученных ранее результатов, путем сравнения задачи в трехмерной постановке с двумерной задачей. Вначале решалась задача в случае горизонтального (вдоль оси x) направления вектора напряженности магнитного поля.

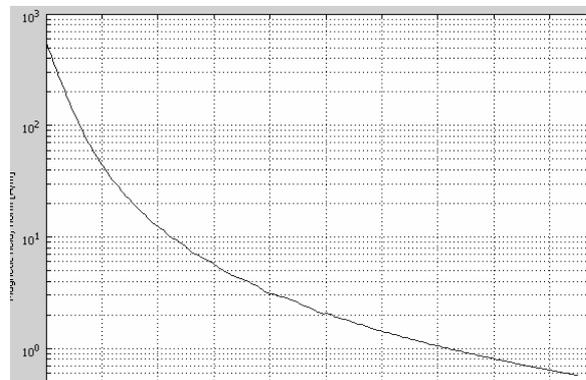


Рис. 11. Картина поля в вертикальной плоскости

На рис. 12 показана картина модуля поля в двух перпендикулярных плоскостях.

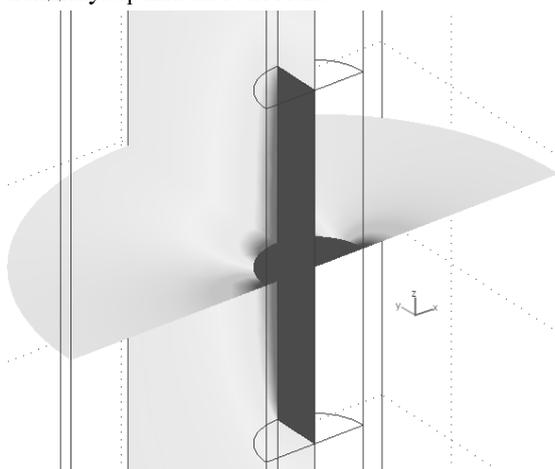


Рис. 12. Картина распределения поля в случае горизонтального (по оси x) направления вектора напряженности

Из полученного расчета следует, что на небольших расстояниях от оснований цилиндра поле совпадает с распределением поля для двумерной задачи. Максимальные значения поля расположены вблизи граней, образованных пересекающимися поверхностями цилиндра.

Трехмерная постановка задачи дает возможность рассчитать картину поля в случае, если вектор напряженности внешнего поля направлен вдоль оси z . Такой расчет даст возможность сравнить и оценить степень влияния проводящего цилиндра на внешнее поле при том, или ином расположении источника внешнего магнитного поля.

На рис. 13 показана картина такого поля.

Полученные картины поля совпадают с данными, полученными ранее, и позволяют сделать вывод о том, что максимальные значения поля возникают на ребрах, образованных пересекающимися поверхно-

стями цилиндра. На основании этого можно предположить, что плотность наведенных токов на этих участках так же максимальна.

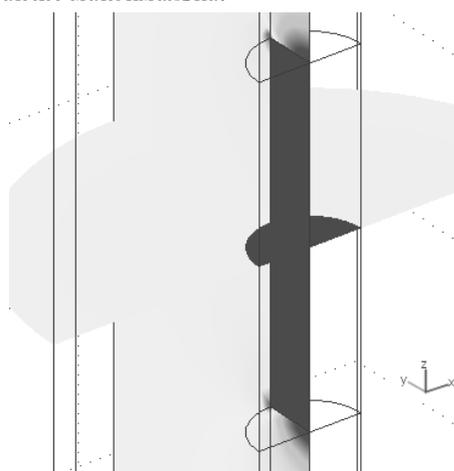


Рис. 13. Картина поля в случае вертикального (вдоль оси z) направления напряженности поля

Задача 3. Трехмерный полуцилиндр во внешнем изменяющемся поле.

Для расчета экранирующего действия проводящего цилиндра рассматривалась трехмерная постановка задачи, показанная на рис. 14.

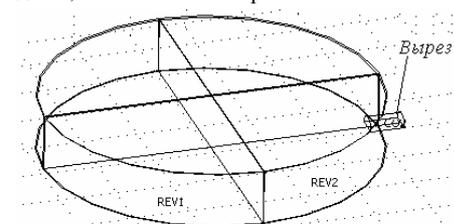


Рис. 14. Геометрическая модель расчетного объекта

Размеры объекта на рис. 14 указаны в метрах: высота полуцилиндра – 0.5м; диаметр – 3м; диаметр отверстия – 0.2м; толщина стенки цилиндра – 10 мм. На рис. 14 рассмотрена верхняя половина цилиндра, направление внешнего поля – противоположно положительному направлению оси x ($-H_x$).

В статье решались 3 задачи:

- первая – вырез отсутствует;
- вторая – вырез расположен так, как показано на рис. 14 (область минимума поля);
- третья – вырез расположен по оси y (область максимума поля).

Закон изменения внешнего поля определялся функцией:

$$H_x = -2835 \cdot (e^{-1.53 \cdot 10^5 \cdot t} - e^{-4.17 \cdot 10^5 \cdot t}) \left[\frac{A}{m} \right].$$

Причем, амплитудный коэффициент подбирался таким, чтобы максимальное значение поля было равно 1000 А/м.

На рис. 15 показана трехмерная картина модуля поля в момент максимального значения внешнего поля $t=4 \cdot 10^{-6}$ с. Как следует из графика, максимальные значения поля располагаются так же над гранями верхних оснований вблизи ребер цилиндра. На рис. 16 приведены временные зависимости модуля поля в точках с координатами:

- 1) 0,0,0 – центр объекта;

- 2) 1.48,0,0 – в 10 мм от боковой поверхности;
- 3) 1.48,0,0.48 – вблизи пересечения верхней и боковой граней цилиндра.

В случае выреза в цилиндре в области минимума поля, общая картина поля и временные зависимости напряженности внутри экранируемой области в точках 1 и 3 не изменяются. Существенно изменяется зависимость модуля поля вблизи отверстия т. 2, показанная на рис. 17.

Особенность данной зависимости является временное совпадение максимумов поля во внешней и экранируемой областях. А само значение поля вблизи отверстия в 5000 больше, чем поле внутри сплошного цилиндра.

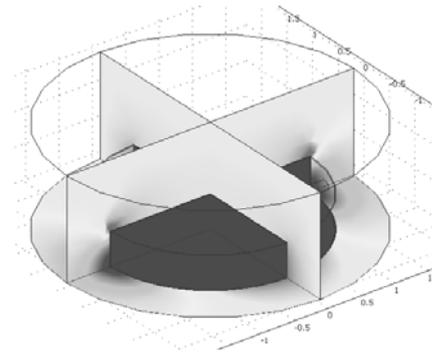


Рис. 15. Трехмерная картина поля сплошного полуцилиндра

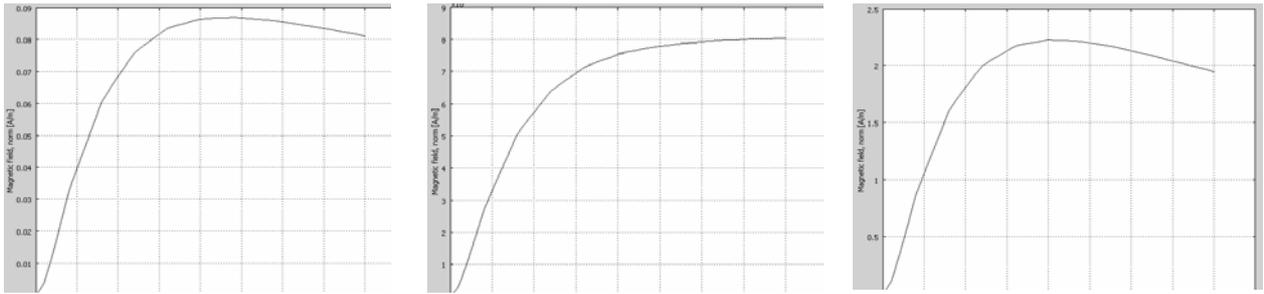


Рис. 16. Временная зависимость поля в различных точках экранируемой области

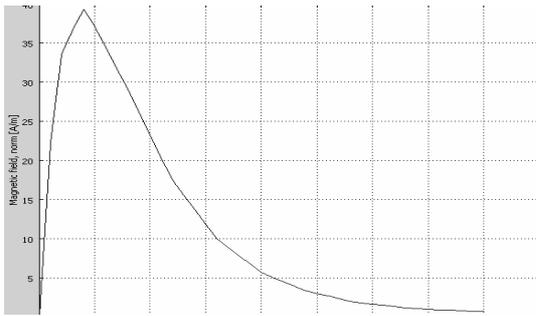


Рис. 17. Временная зависимость поля вблизи отверстия

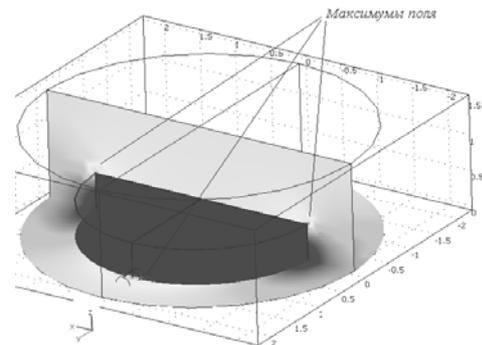


Рис. 18. Временная картина поля с вырезом в направлении оси y

На рис. 18 показана трехмерная картина модуля поля в момент его максимального значения для системы с вырезом в направлении оси y – область максимума поля.

На рис. 18 четко видны максимумы поля на пересечении граней цилиндра и в области отверстия. Интерес подставляют значения модуля поля в определенных точках экранируемой области. В процессе расчета были выбраны следующие точки:

- 1) 0,0,0 – центр экранируемой области;
- 2) 1.48,0,0 – в области минимума поля;
- 3) 0,1.48,0 – в области максимума вблизи отверстия;
- 4) 0,1.48, 0.48 – вблизи пересечения граней.

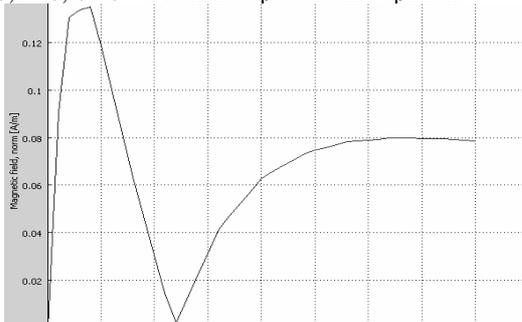


Рис. 19. Временные зависимости распределения модуля магнитного поля в центр экранируемой области

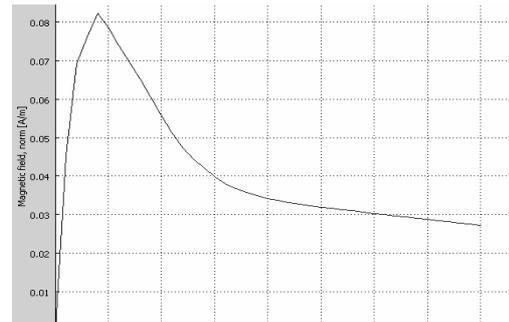


Рис. 20. Временные зависимости распределения модуля магнитного поля в области минимума поля

Результаты показаны на рис. 19–22. Полученные значения говорят о сложном характере распределения модуля магнитного поля в экранируемой области. Кроме того, из рис. 19 и рис. 22 следует, что значение поля со временем изменяет знак. Такое явление легко объяснить, если предположить, что это поле создано наведенными в стенке экрана токами, поле которые противодействует изменению внешнего поля.

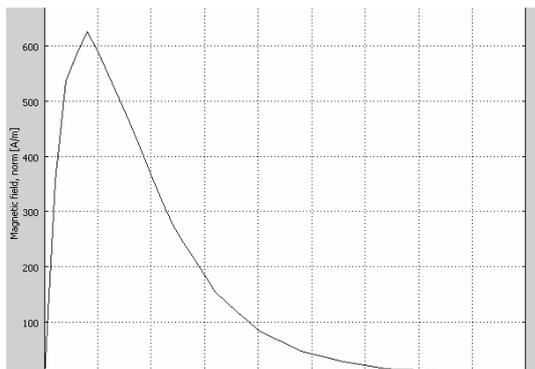


Рис. 21. Временные зависимости распределения модуля магнитного поля в области максимума вблизи отверстия

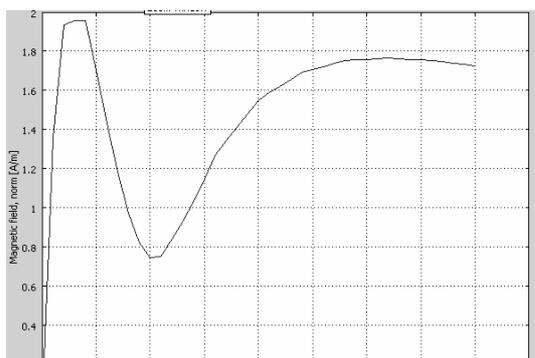


Рис. 22. Временные зависимости распределения модуля магнитного поля вблизи пересечения граней

В заключение, была рассмотрена задача, показанная на рис. 23. Полый цилиндр с отверстием находится во внешнем изменяющемся магнитном поле. Требуется определить распределение плотности тока в теле цилиндра.

Результаты расчета показаны на рис. 24, где стрелками показано распределение плотности тока, наведенной в цилиндре в области отверстия. Из рисунка можно сделать вывод о том, что отверстие в оболочке является мощным источником вторичного поля. Такое распределение плотностей токов наблюдается до времен порядка $18 \cdot 10^{-6}$ с, а затем, направленные плотности тока меняются на противоположное.

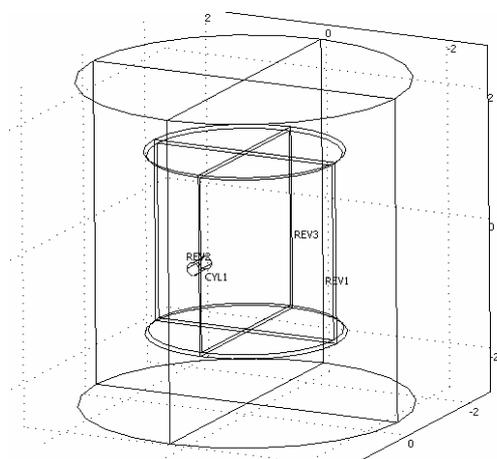


Рис. 23. Цилиндр с отверстием во внешнем изменяющемся магнитном поле

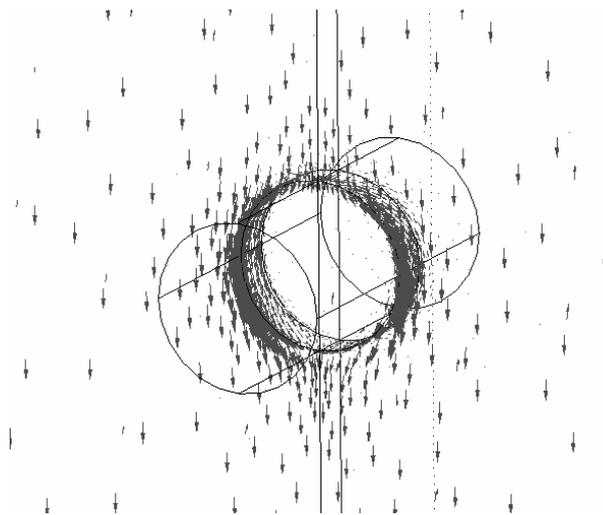


Рис. 24. Распределение плотности наведенных токов

В заключении необходимо отметить, что решение таких задач требует от ЭВМ объема оперативной памяти не менее 1,5 Гб и достаточно большого быстродействия. Кроме того, при решении задачи необходимо предусмотреть возможность создания неравномерной сетки в объемах на поверхностях и ребрах.

Выводы

1. Проводящий объект, внесенный в однородное квазистатическое или переменное поле, существенно его искажает.
2. Максимальное искажение магнитного поля происходит в плоскости проходящей через центр кругового тела и перпендикулярной полю.
3. Максимальное искажение магнитного поля происходит вблизи ребер стыковки граней цилиндра.
4. Даже небольшие отверстия в оболочке существенно снижают степень экранирования внутреннего пространства.
5. Любая неоднородность оболочки является источником мощного наведенного поля.

Поступила 10.07.2008

Байда Евгений Иванович, к.т.н., доц.
 Национальный технический университет "Харьковский политехнический институт"
 Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе 21, НТУ "ХПИ",
 кафедра "Электрические аппараты"
 тел. (057) 707-69-76, факс (057) 707-66-01,
 e-mail: baida@kpi.kharkov.ua

АНАЛІЗ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПРОЦЕСІВ В НЕЛІНІЙНО-ПАРАМЕТРИЧНОМУ ЕЛЕКТРОХІМІЧНОМУ КОЛІ ПРИ ДІЇ НЕСИНУСОЇДНОЇ ВХІДНОЇ НАПРУГИ

В статті запропоновано нелінійно-параметричну математичну модель кола з електролізером осадження металів з урахуванням індуктивності кола, катодних та анодних процесів, а також зміни у часі активного опору електроліту. На основі чисельного розв'язку системи рівнянь електромагнітного стану кола отримано часові залежності прикатодного спаду напруги та середнього значення струму осадження металу в електролізері нікелювання при живленні кола від джерела трипульсової випрямленої несинусоїдної напруги.

В статье предложена нелинейно-параметрическая модель цепи с электролизером осаждения металлов учитывающая индуктивность цепи, катодные и анодные процессы, а также изменение во времени активного сопротивления электролита. На основе численного решения системы уравнений электромагнитного состояния цепи получены временные зависимости прикатодного падения напряжения и среднего значения тока осаждения металла в электролизере никелирования при питании цепи от источника трехпульсовой выпрямленной несинусоидальной напряжения.

Розробка і впровадження різноманітних імпульсних джерел живлення електротехнічних комплексів електроосадження металів створює широкі можливості вибору того чи іншого режиму роботи таких джерел, котрі різняться між собою формою та значеннями вхідного струму або напруги. Вибір зазначеного режиму виконують на основі технологічних вимог до властивостей осаджуваного покриття, а також виходячи з необхідної швидкості осадження. Тобто постає задача прогнозування вказаних вище показників. Як правило, її розв'язують шляхом математичного моделювання, складаючи електричну схему заміщення електролізера та відповідні рівняння електромагнітного стану кола. Розробку сучасних моделей електролізерів осадження металів було започатковано в роботі [1] й продовжено в роботах [2] – [4] та ряді інших.

Зазначені моделі представляють собою нелінійні кола, котрі містять не менш двох реактивних елементів, причому усім без виключення моделям притаманний той недолік, що вони не враховують зміну у часі активного опору електроліту а отже і відповідну зміну у часі протягом робочої зміни гальваноцеху електричних величин, пов'язаних з якістю і швидкістю нанесення покриттів. Тому метою цієї роботи є розробка нелінійно-параметричної моделі кола з електролізером імпульсного осадження металу та аналіз цього кола чисельним методом з метою отримання часових залежностей основних електричних величин, пов'язаних з якістю та швидкістю нанесення металевих покриттів, зокрема прикатодного спаду напруги та середнього значення струму осадження металу.

При побудові схеми заміщення кола з електролізером (рис. 1) враховано явища осадження металу на катоді та анодне розчинення металу (цим явищам еквівалентні відповідні нелінійні елементи $HP_{МК}$ та $HP_{МА}$), утворення подвійного шару зарядів біля поверхні катоду та аноду (C_K , C_A), створення змінного магнітного поля струмом в електроліті (L) та теплові втрати в електроліті ($R(t)$). Одночасно, процесом виділення водню на катоді знехтувано, як другорядним у порівнянні з процесом осадження металу.

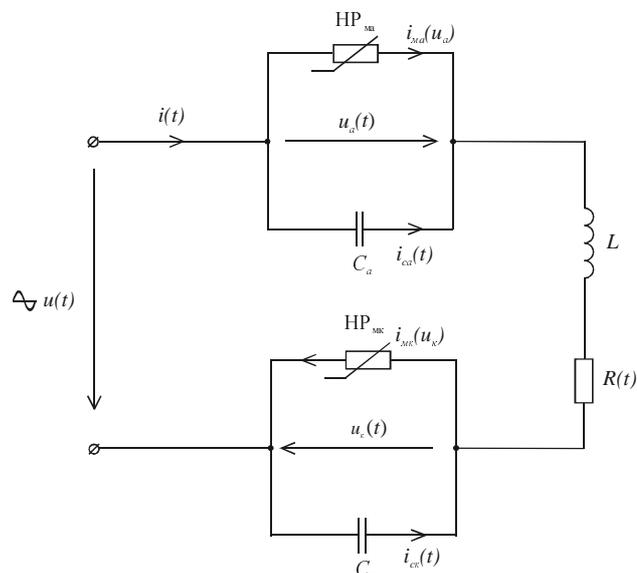


Рис. 1. Схема заміщення кола з електролізером осадження металу

Математично вхідну несинусоїдну трипульсову напругу (рис. 2, крива 1) описує залежність

$$u(t) = \begin{cases} U_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) & \omega t \in \left[0, \frac{2\pi}{3}\right] \\ U_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{6}\right) & \omega t \in \left[\frac{2\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\right] \\ U_m \sin\left(\omega t + \frac{7\pi}{6}\right) & \omega t \in \left[\frac{4\pi}{3}, 2\pi\right] \end{cases}, \quad (1)$$

де U_m – амплітуда фазної напруги трифазного джерела.

При розрахунках залежність (1) апроксимуємо першими трьома гармоніками її ряду Фур'є – нульовою, третьою та шостою (рис. 2, крива 2), тобто

$$u(t) = \frac{3\sqrt{3} U_{\max}}{\pi} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{8} \cos 3\omega t - \frac{1}{35} \cos 6\omega t \right), \quad (2)$$

де U_{\max} – максимальне значення вхідної напруги.

Для випадку, коли характеристики нелінійних резистивних елементів $HP_{МК}$ та $HP_{МА}$ апроксимовано

неповним кубічним поліномом, а залежність зміни у часі активного опору електроліту лінійною функцією $R(t) = k_1 + k_2 \cdot t$, система рівнянь електромагнітного стану кола має вигляд

$$i(t) = i_{\text{МК}}(t) + i_{\text{СК}}(t), \quad (3)$$

$$i_{\text{МК}}(t) = z_1 \cdot u_{\text{К}}(t) + z_3 \cdot u_{\text{К}}^3(t), \quad (4)$$

$$i_{\text{СК}}(t) = C_{\text{К}} \frac{du_{\text{К}}(t)}{dt}, \quad (5)$$

$$i(t) = i_{\text{Ма}}(t) + i_{\text{Са}}(t), \quad (6)$$

$$i_{\text{Ма}}(t) = z_1 \cdot u_{\text{а}}(t) + z_3 \cdot u_{\text{а}}^3(t), \quad (7)$$

$$i_{\text{Са}}(t) = C_{\text{а}} \frac{du_{\text{а}}(t)}{dt}, \quad (8)$$

$$u(t) = u_{\text{К}}(t) + u_{\text{а}}(t) + R(t) \cdot i(t) + L \frac{di(t)}{dt}. \quad (9)$$

Початкові умови:

$$u_{\text{К}}(0) = 0, \quad u_{\text{а}}(0) = 0, \quad i(0) = 0. \quad (10)$$

В рівняннях (3) – (10): $i(t)$ – повний струм кола з електролізером $i_{\text{МК}}(t)$, $i_{\text{Ма}}(t)$ – часткові струми осадження металу на катоді та розчинення аноду; $i_{\text{СК}}(t)$, $i_{\text{Са}}(t)$ – ємнісні струми катоду та аноду; $u_{\text{К}}$, $u_{\text{а}}$ – приелектродні спади напруги; (катодна та анодна поляризації); $C_{\text{К}} = C_{\text{а}} = C_0 \cdot S$ – ємності, еквівалентні утворенню приелектродних шарів зарядів; L – індуктивність кола; C_0 – питома ємність електроду; S – питома ємність електроду; z_1 , z_3 – коефіцієнти апроксимації.

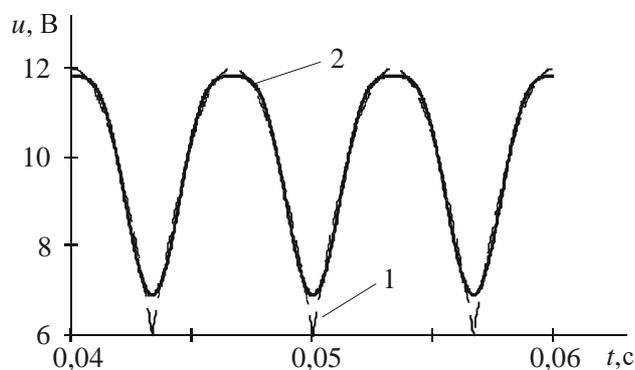


Рис. 2 Вхідна трипульсова несинусоїдна напруга (1) та її апроксимація (2)

Систему рівнянь (3) – (10) можна звести до нелінійного диференційного рівняння третього порядку складеного відносно прикатодного спаду напруги. Розв'язок зазначеного рівняння отримано чисельним методом Рунге – Кутта на ПЕОМ з використанням існуючих функцій математичної системи Maple. В якості прикладу розрахунок виконано для кола з електролізером нікелювання. Параметри схеми заміщення запозичено з [4] – [6] і складають: $C_0 = 8 \cdot 10^{-5}$ Ф/см²; $S = 10000$ см²; $L = 42$ мкГн; $U_{\text{max}} = 12$ В. Коефіцієнти апроксимації характеристик (рис. 4): $z_1 = 8,0$ См $z_3 = 609,5$ См^{1/3}, $k_1 = 0,08$ Ом; $k_2 = 1,665 \cdot 10^{-5}$ Ом/с. Результати розрахунків представлено на рис. 3, 4 та 5. Як бачимо з рис. 3, часова залежність прикатодного спаду напруги є несинусоїдною, з періодом котрий

дорівнює періоду вхідної напруги. Слід також відзначити набагато менший діапазон зміни значень прикатодного спаду напруги у порівнянні з випадками живлення аналогічних кіл від джерел однофазної несинусоїдної напруги.

Так, наприклад, в роботі [7] розглянуто електромагнітні процеси у колі з електролізером нікелювання при живленні від джерела однопівперіодної несинусоїдної напруги. Як показують результати розрахунків, діапазон зміни значень прикатодного спаду напруги, згідно формули

$$\Delta U_{\text{К}} = U_{\text{Кmax}} - U_{\text{Кmin}}, \quad (11)$$

де $U_{\text{Кmax}}$, $U_{\text{Кmin}}$ – максимальне та мінімальне значення прикатодного спаду напруги, складає $\Delta U_{\text{К}} = 0,48$ В. В роботі [8] також досліджено процеси у колі з електролізером залізнення при його живленні від джерела двопівперіодної несинусоїдної напруги. У цьому випадку $\Delta U_{\text{К}} = 0,17$ В. Одночасно, як бачимо з рис. 3, у разі використання трифазної випрямленої напруги $\Delta U_{\text{К}} = 0,06$ В, що свідчить про те, що отримані в цьому випадку шари покриттів будуть ближчими за своїми властивостями до таких, що осаджені на постійному струмі.

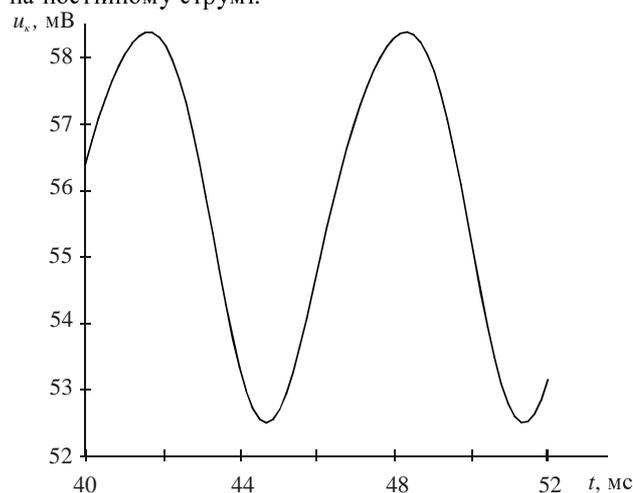


Рис. 3. Часова залежність прикатодного спаду напруги у колі рис. 1

Зростання у часі активного опору електроліту, яке відбувається внаслідок поступового зменшення концентрації іонів в електроліті, призводить до поступового зменшення максимального $U_{\text{Кmax}}$ (рис. 4 крива 1) та мінімального $U_{\text{Кmin}}$ (рис. 4 крива 2) значень прикатодного спаду напруги відповідно з 0,585 В до 0,36 В та з 0,525 В до 0,34 В протягом 4 годин, що зумовлює поступове збільшення зернистості покриття. Одночасно знижується і продуктивність електролізера, оскільки зменшується середнє значення струму осадження металу з 110 А на початку зміни до 36 А її середині.

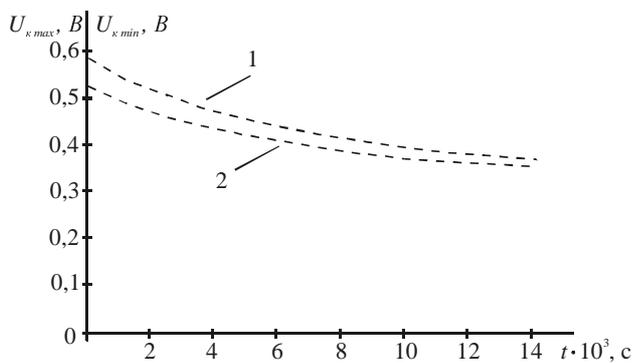


Рис. 4. Часові залежності максимального (1) та мінімального (2) значень прикатодного спаду напруги

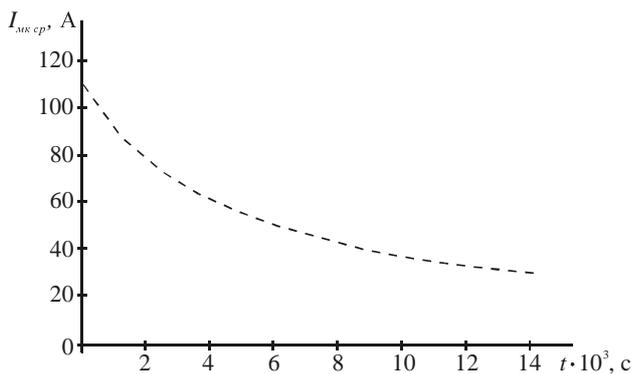


Рис. 5. Часова залежність середнього значення струму осадження в електролізері нікелювання

ВИСНОВКИ

1. Результати розрахунків показують, що при живленні електролізера від джерела несинусоїдної напруги, зміна у часі активного опору електроліту суттєво впливає на електричні величини, пов'язані з показниками якості та кількісного зростання осаджуваних покриттів. Тому необхідна розробка відповідних моделей кіл зазначеного типу з метою вірного прогнозування таких показників.

2. Нагальною проблемою, що постає при моделюванні електрохімічних кіл, є розробка і вдосконалення існуючих чисельних та аналітичних методів їх аналізу, оскільки використання існуючих стандартних чисельних алгоритмів потребує занадто великого часу розрахунку (близько 17 годин для отримання залежностей рис. 4 та 5 на ПЕОМ середнього рівня). Серед аналітичних методів розрахунку нелінійних та параметричних кіл найбільш перспективним у цьому плані є адаптація для розв'язання такої задачі методу перетворення двох змінних [3], але при цьому схемі заміщення рис. 1 доведеться спрощувати, залишаючи лише два реактивні елементи і нехтуючи при цьому окремими явищами у колі.

3. Хоча модель, побудована на основі схеми заміщення рис.1, і є однією з таких, що найбільш повно враховують процеси, наявні у колах з електролізерами осадження металів, проте вона зберігає відомі принципи обмеження щодо перспектив розв'язування ряду задач і, зокрема, можливостей передбачити рівномірність розподілу струму а отже і металу по поверхні електроду, що є однією з головних проблем тех-

нічної електрохімії. Не менш важливою серед невирішених є і проблема забезпечення електромагнітної сумісності імпульсних напівпровідникових джерел живлення. Зауважимо також, що при створенні моделей кіл електролітичного осадження металів слід рахуватись також із труднощами отримання параметрів для схем заміщення електролізерів різних типів. Перспективним шляхом подолання цих складностей є розробка моделей нового типу, що базуються на рівняннях електромагнітного поля в електролізері а також враховують електромагнітні процеси, що протікають в несинусоїдних джерелах живлення відповідних електротехнічних комплексів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Костин Н.А. Теоретическое обоснование и разработка технологических режимов электроосаждения металлов импульсным током: Дисс... д-ра техн.наук: 05.17.03. – Днепропетровск, 1983. – 458 с.
2. Костин Н.А., Бондарь О.И., Михайленко Ю.В., Артемчук В.В. Моделирование процесса электролитического осаждения железа при восстановлении деталей подвижного состава // Технічна електродинаміка. Темат. вип. "Моделювання електронних, енергетичних та технологічних систем". – 1999. – Ч. II. – С. 35 – 38.
3. Бондар О.І. Аналіз електричних кіл з нелінійними електрохімічними елементами методом перетворення змінних: Дисс... канд. техн. наук: 05.09.05. – Дніпропетровськ, 2006. – 181 с.
4. Бондар О.І. Електромагнітні процеси в нелінійному електрохімічному колі з трьома реактивними елементами при імпульсній вхідній напругі // Електротехніка і електромеханіка. – 2007. – №. 5. – С. 34 – 36.
5. Каданер Л.И. Справочник по гальваностегии. К.: Техніка, 1976. – 253 с.
6. Багоцкий В.С. Основы электрохимии.– М.:Химия, 1988. – 400 с.
7. Бондар О.І. Усталені процеси в колі з нелінійним електрохімічним елементом при дії несинусоїдної вхідної напруги // Електротехніка і електромеханіка. – 2004. – №. 3. – С. 68 – 72.
8. Бондар О.І., Костін. М.О. Коливальні процеси в нелінійному електрохімічному колі при імпульсному збудженні // Технічна електродинаміка. – 2003. – №3. – С. 6 – 10.

Надійшла 15.12.2008

Бондар Олег Ігорович

Дніпропетровський національний університет залізничного транспорту імені академіка В. Лазаряна
Україна, 49010, Дніпропетровськ,
вул. Акад. В.А. Лазаряна, 2, "ДІТ",
кафедра "Теоретичні основи електротехніки"
тел. (056) 373-15-37, e-mail:olbond36@mail.ru

М.И. Баранов

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ В СФЕРИЧЕСКОЙ КОРОНИРУЮЩЕЙ МИКРОДИПОЛЬНОЙ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОДНОЙ ОБОЛОЧКЕ ШАРОВОЙ МОЛНИИ

Виконано розрахункову оцінку максимальної температури в мікродипольній макроскопічній водяній оболонці, що коронує, кульової блискавки, яка виникає в атмосферному повітрі та містить центральне макроскопічне електронне ядро з зовнішньою поляризованою водяною оболонкою, яка оточує його.

Выполнена расчетная оценка максимальной температуры в микродипольной коронирующей макроскопической водной оболочке шаровой молнии, возникающей в атмосферном воздухе и содержащей центральное макроскопическое электронное ядро с окружающей его внешней поляризованной водной оболочкой.

ВВЕДЕНИЕ

В [1, 2] автором была предложена и теоретически подкреплена соответствующими расчетными оценками новая микродипольная модель шаровой молнии (ШМ), содержащая в воздушной атмосфере центральное отрицательно заряженное макроскопическое сферической формы сплошное электронное ядро наружным радиусом r_e , окруженное снаружи макроскопической сферической электронеutralной микродипольной многослойной поляризованной водной оболочкой внешним радиусом r_0 . Выполненные в [1, 2] оценки напряженности электрического поля как внутри, так и снаружи многоячейстой микродипольной водной оболочки ШМ свидетельствуют о том, что здесь они могут достигать уровня порядка 10^{11} В/м. Из техники высоких напряжений известно, что при достижении вблизи заряженных металлических электродов, размещенных в атмосферном воздухе, напряженности электрического поля, примерно равной $3 \cdot 10^6$ В/м [3], с них начинается развиваться электрическая корона соответствующей полярности (отрицательной или положительной в зависимости от рода электрического заряда на поверхности электрода). Отметим, что, например, указанная отрицательная корона представляет собой незавершенный воздушный электрический разряд с электрода, сопровождающийся образованием с него электронных лавин, движущихся в окружающую его область воздушного пространства с уменьшающимся уровнем электрическим полем [3]. Именно уменьшение вдали от поверхности коронирующего электрода напряженности электрического поля и приводит на некотором расстоянии от нее к обрыву данных светящихся электронных лавин и прекращению их дальнейшего продвижения в воздухе. Это расстояние и определяет геометрические размеры (толщину или "чехол") светящейся области отрицательной электрической короны. В соответствии с предложенной в [1, 2] микродипольной моделью ШМ в ней с учетом наличия на торцах ее водных микродиполей связанных некомпенсированных поляризационных зарядов отрицательной и положительной полярности, наоборот, будет наблюдаться как отрицательная, так и положительная корона. Причем, положительная корона может протекать только внутри микродипольной многоячейстой водной оболочки ШМ. Что касается отрицательной короны, то она бу-

дет развиваться с огромного числа водных микродиполей-ячеек как внутри сферической оболочки ШМ между ее радиально ориентированными микродиполями, так и снаружи ШМ в воздушную атмосферу с наружной многоячейстой сферической поверхности микродипольной водной макрооболочки радиусом r_0 , непосредственно обращенной к наблюдателю этого электрофизического феномена земной природы.

Несомненный научный интерес для специалистов, изучающих ШМ, представляет расчетная или при возможности экспериментальная оценка температуры в ее оболочке или ядре. На сегодня с учетом скурых опытных данных из коллекции наблюдений случайными зрителями и исследователями ШМ со всего мира (в основном описательного характера), обобщенных и приведенных в [4, 5], с физических позиций не исключается наличие в макроскопической сферической оболочке ШМ множественных жестко связанных между собой коронирующих радиально расположенных многослойных микродипольных водных микрообразований, создающих вместе своеобразный светящийся (из-за множественных локальных зон электрической короны) пространственный макрокаркас рассматриваемого вида молнии. Такая оценка может дать обоснованный ответ на принципиальную возможность существования внутри макрооболочки ШМ поляризованных водных микрочастиц, послойно образующих множественные электрически тесно взаимодействующие друг с другом коронирующие микроэлектродиполи со связанными на своих краях некомпенсированными поляризационными зарядами.

Целью данной статьи является приближенная расчетная оценка максимальной температуры в сферической коронирующей микродипольной поляризованной водной оболочке ШМ, соответствующей жестко структурированной микрокаркасной электрофизической модели этого вида молнии, ранее предложенной и рассчитанной в оценочном виде автором в [1, 2].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ ШМ

Рассмотрим ограниченную сферическую область ШМ, размещенную в воздушной атмосфере при нормальных условиях (температура воздушной среды равна $T_0=0$ °С, а ее давление составляет около $p_0=101,325$ кПа [6]). Примем, что данная область ШМ

в своем центре содержит отрицательно заряженное сферическое электронное ядро радиусом r_e , вокруг которого расположена электронейтральная сферическая микродипольная водная оболочка радиусом $r_0 > r_e$ (рис.). Считаем, что присутствующие в микрокаркасной оболочке ШМ микрочастицы и молекулы воды имеют геометрическую форму, близкую к сфероидам с радиусом на своих краях, примерно равным радиусу r_m полярной сферической молекулы воды до воздействия на нее в воздушной атмосфере внешнего сверхсильного электрического поля и соответственно до ее дополнительной поляризации [1, 2]. Пусть водные микродиполи-сфероиды в оболочке ШМ, радиально отстоящие друг от друга и от ядра на расстоянии $2r_m$, на краях характеризуются одинаковыми электрическими потенциалами φ_{e+} и φ_{e-} противоположных знаков. Согласно [2] принимаем, что элементарный витковый ток короны $i_{kЭ}$ и суммарный сферический коронный ток $i_{kС}$ в рассматриваемой модели ШМ направлены по радиусу с неизменной концентрацией зарядов от электронного ядра молнии наружу в воздушное пространство, окружающее ШМ.

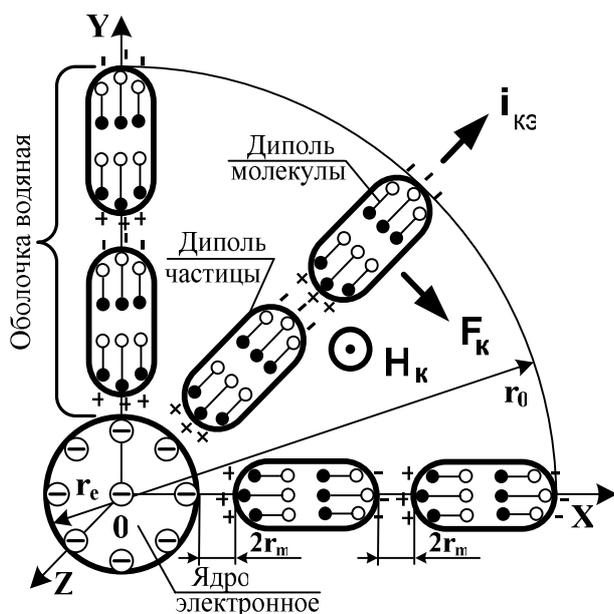


Рис. Расчетная микродипольная модель ШМ (символы H_k и F_k соответствуют напряженности собственного магнитного поля и азимутальным электродинамическим усилиям в оболочке молнии)

Считаем, что плазменные округлые каналы цилиндрической формы, образующиеся внутри и вне ШМ в результате протекания в ее множественных локальных зонах тока короны, характеризуются двумя температурами: одна T_e относится к электронному току, а другая T_i – к ионному току. Учитывая низкий уровень атмосферного давления и сравнительную быстротечность в воздушной атмосфере исследуемых тепловых процессов, для плазмы внутри и вблизи сферической области ШМ принимаем условие ее неизотермичности ($T_e > T_i$) [7]. С учетом этого остано-

вимся на определении лишь электронной температуры T_e в ярко светящихся плазменных коронных микроканалах ШМ, имеющей микрокаркасное внутреннее построение, макроскопические размеры и приближающейся к абсолютно черному телу (АЧТ) [7]. Процессами теплопередачи, теплоотдачи и излучения энергии в ШМ при решении данной теплоэлектротехнической задачи пренебрегаем.

Требуется с учетом принятых допущений и условий выполнить расчетные оценки уровня температуры свободных электронов T_e в плазме каналов коронного тока, стекающего с краев объемно распределенных сфероидальных водных микроэлектродиполей в принятой микродипольной модели ШМ с электрически жестко структурированным внутренним пространственным микрокаркасом.

2. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА УРОВНЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В КОРОНИРУЮЩЕЙ ОБОЛОЧКЕ ШМ

Подход 1. Данный расчет температуры T_e в плазменных каналах электрической короны вне поляризованных водных микродиполей молнии построим на балансе удельных энергий в плазменных образованиях оболочки ШМ, имеем в рассматриваемом случае следующий вид:

$$n_e k_B T_e = \epsilon_0 E_k^2, \quad (1)$$

где n_e – объемная плотность (концентрация) свободных электронов в плазме коронного тока молнии, м^{-3} ; $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана [6]; E_k – напряженность сильного электрического поля вблизи краев водных микродиполей, при которой с них в воздух (вакуум) начинается электрическая корона; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная [6].

Тогда из (1) для искомой температуры получаем следующую расчетную формулу:

$$T_e = \epsilon_0 E_k^2 / (n_e k_B). \quad (2)$$

Из теории электромагнитного поля и физики диэлектриков следует, что при существовании вблизи краев водных поляризованных микродиполей-сфероидов со стороны внешних плазменных каналов напряженности электрического поля уровнем E_k внутри данных микродиполей электрическое поле будет характеризоваться уровнем напряженности, равным E_k / ϵ , где $\epsilon = 81$ – относительная диэлектрическая проницаемость воды [7]. С учетом этого из (2) можно получить соотношение для расчетной оценки электронной температуры T_{ed} внутри водного микродиполя ШМ, через который протекает часть элементарного виткового тока короны $i_{kЭ}$ [2] в виде:

$$T_{ed} = \epsilon_0 E_k^2 / (\epsilon n_e k_B). \quad (3)$$

Из (2) и (3) отчетливо видно, что электронная температура T_{ed} внутри водного микродиполя с проходящим через него током короны оказывается в ϵ раз меньше температуры T_e свободных электронов в плазме внешних по отношению к нему каналов элементарного коронного тока $i_{kЭ}$ и соответственно

суммарного коронного тока i_{kC} в ШМ, расчетные соотношения для которых автором приведены в [2].

Пример №1 расчета T_e и T_{ed} в ШМ. Из анализа расчетных формул (2) и (3) следует, что при их использовании для целей определения в ШМ рассматриваемых температур основным исходным параметром для них будет являться концентрация свободных электронов n_e в плазменных микроканалах с заряженных поверхностей водных микродиполей молнии. Согласно [3] в канале искрового электрического разряда в воздухе при нормальных атмосферных условиях величина n_e составляет примерно $1,7 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Данные из [8] для высоковольтного искрового электрического разряда в воде, когда давление в его подводном канале достигает значения около $4 \cdot 10^8 \text{ Па}$, говорят о том, что величина n_e в электроразрядной плазме в указанных условиях достигает численных значений около $1,8 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$. В тоже время, в соответствии с обобщенными количественно-качественными сравнительными данными для n_e в различных физических объектах, приведенными в [7], значение концентрации электронов в канале коронного разряда составляет порядка 10^{20} м^{-3} . С учетом приведенных данных для n_e примем, что в исследуемом случае концентрация свободных электронов в плазме ШМ ориентировочно равна усредненному значению $1,7 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$. Более точными данными для величины n_e в коронных каналах автор в настоящее время не располагает. Это и побудило его к сравнительному изложению ниже в рамках данного исследования иного расчета (физического подхода №2) для оценки искомых температур T_e и T_{ed} в коронирующей водной оболочке ШМ.

Далее в рамках расчетного подхода №1 примем, что исходная величина напряженности электрического поля E_k для воздушного коронного разряда в ШМ составляет известное в теории коронного разряда численное значение, равное $3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ [3]. После подстановки указанных исходных параметров в расчетные формулы (2) и (3) получаем, что в плазменном канале коронного разряда с поляризованных водных микродиполей электронная температура T_e оказывается равной примерно 3395 К, а внутри данных микродиполей электронная температура T_{ed} составляет лишь 42 К. Заметим, что согласно общефизической сравнительной оценке по свечению ШМ и различных видов нагретых тел (например, АЧТ, пламени свечи, электрической лампы и др.), приведенной в [5], температура излучающих объемно распределенных по сфере локальных зон в ШМ может составлять примерно 2000 К. В нашем случае температуру T_{ed} следует рассматривать как добавку к исходной температуре водных микродиполей, составляющей 0° С или $273,15 \text{ К}$ [6]. В связи с этим при радиальном протекании коронного тока в ШМ максимальная температура внутри водных микродиполей ее оболочки будет равной примерно 315 К или 42° С . Полученные приближенные расчетные оценки для T_e и T_{ed} могут свиде-

тельствовать о том, что при существовании в предложенной автором микродипольной модели ШМ множественных пространственно распределенных по сферическому объему молнии локальных светящихся коронных зон испарения образующих ее оболочку водных микрочастиц-сфероидов и соответственно быстрого разрушения водных микродипольных образований оболочки ШМ из-за тепловых явлений может и не происходить.

Подход 2. В данном варианте расчетной оценки температур T_e и T_{ed} в коронирующей оболочке ШМ будем базироваться на известном законе Стефана-Больцмана для излучаемого удельного теплового потока q_k (Вт/м^2) от АЧТ или для того же поглощаемого АЧТ теплового потока, имеющем применительно к исследуемой расчетной конструкции ШМ следующий аналитический вид [7]:

$$q_k = \pi^{-1} \sigma_c T_e^4, \quad (4)$$

где $\sigma_c = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)^{-1}$ – постоянная Стефана-Больцмана.

Тогда из (4) для искомой электронной температуры T_e в канале коронного разряда с водных микродиполей оболочки ШМ в вакуум (воздух) можно получить следующую расчетную формулу:

$$T_e = \sqrt[4]{\pi \sigma_c^{-1} q_k}. \quad (5)$$

Величину удельного теплового потока q_k в коронном канале ШМ для (5) будем приближенно определять из следующего соотношения:

$$q_k = \delta_k \cdot U_k, \quad (6)$$

где δ_k – плотность тока в канале электрической короны ШМ; $U_k = |\varphi_{e+}| = |\varphi_{e-}|$ – придипольное напряжение, при котором протекает коронный ток в ШМ.

Учитывая крайне малые по радиусу r_k размеры отдельных цилиндрических каналов коронного тока в ШМ, величину δ_k с учетом принятой в [1, 2] пространственной структуры и геометрии в расчетной модели молнии найдем из соотношения вида:

$$\delta_k = i_{kC} / (2 \pi r_k^2 N_{\Sigma}^2), \quad (7)$$

где $i_{kC} = i_{k\Delta} \cdot N_{\Sigma} = \frac{2 \pi^3 r_e \epsilon_0 K_n^- U_k^2}{r_0 r_m [\ln(r_0 \cdot r_m^{-1})]^2}$ – полный ток элект-

рической короны в ШМ [2]; K_n^- – подвижность отрицательных ионов воздуха, окружающих микродиполи водной оболочки ШМ [2, 3]; $N_{\Sigma} = 0,5 \pi r_e r_m^{-1}$ – число элементарных круговых радиусом r_0 микродипольных витков в сферической оболочке ШМ.

Что касается возможной величины радиуса r_k в каналах тока отрицательной (положительной) короны с водных микродиполей-сфероидов ШМ, то его значение оценим на основе результатов микроплазменных исследований электроразрядных процессов в водных микропромежутках на рабочее напряжение порядка 60 В между токопроводящими гранулами овальной формы, выполненных ранее и представлен-

ных в [9], из следующего приближенного выражения:

$$r_k = 12,5 \cdot 10^{-3} \cdot r_m. \quad (8)$$

Добавим к указанным выше характеристикам электрофизических и плазменных процессов, протекающих в микродипольной оболочке ШМ, то, что согласно данным оценочных расчетов, представленных в [1, 2], для рассматриваемой здесь модели ШМ $U_k = 112$ В, $r_m = 1,925 \cdot 10^{-10}$ м, а в соответствии с [3] отрицательные ионы атмосферного воздуха могут характеризоваться усредненной подвижностью, численно равной $K_{и}^- = 1,8 \cdot 10^4$ м²/(В·с).

Пример №2 расчета T_e и T_{ed} в ШМ. Для численной оценки значений температур T_e и T_{ed} в микродипольной водной оболочке молнии на основе расчетных соотношений (5)-(8) используем следующие основные исходные данные [1-3]: $r_e = 0,01$ м; $r_0 = 0,05$ м; $U_k = 112$ В; $K_{и}^- = 1,8 \cdot 10^4$ м²/(В·с); $r_m = 1,925 \cdot 10^{-10}$ м; $r_k = 24,06 \cdot 10^{-13}$ м. Подстановка этих параметров в формулы (6) и (7) приводит к тому, что величина плотности коронного тока δ_k в исследуемой модели ШМ может достигать численного значения примерно $1,41 \cdot 10^4$ А/м² (при величине полного в ШМ тока короны $i_{kC} = 3,43 \cdot 10^{-3}$ А), а величина плотности теплового потока q_k в плазме коронного разряда с микродипольной молнией оказывается численно равной около $1,58 \cdot 10^6$ Вт/м². Для сравнения полученного значения q_k с известными отметим, что в [9] характерными значениями плотности теплового потока в искровых микроканалах длиной до 10^{-4} м (с их экспериментально подтвержденным радиусом около $25 \cdot 10^{-6}$ м) с импульсным током амплитудой до 80 А являются значения, равные около $9 \cdot 10^9$ Вт/м². В линейной молнии, протекающей между атмосферными облаками или атмосферными облаками и землей, на начальной стадии ее протекания для импульсной составляющей (компоненты A с амплитудой тока до 200 кА и длительностью до 500 мкс) тока молнии значения плотности теплового потока в канале главного разряда достигают значений около $5,79 \cdot 10^9$ Вт/м², а на завершающей стадии этого вида молнии для ее длительной составляющей (компоненты C с величиной тока до 800 А и длительностью до 1000 мс) разрядного тока значения плотности теплового потока в канале грозового разряда составляют примерно $2,65 \cdot 10^8$ Вт/м² [10]. Приведенное сравнение показывает, что полученное численное значение для q_k в оболочке ШМ не противоречит известным данным, характерным для удельных тепловых потоков в каналах слабо- и сильноточных искровых электрических разрядов.

Используя (5) и полученное выше значение $q_k = 1,58 \cdot 10^6$ Вт/м², в исследуемом случае находим, что электронная температура T_e в плазменном канале электрической короны ШМ для расчетного подхода №2 составляет значение около 3058 К. При этом электронная температура T_{ed} внутри водного микродиполя будет в 81 раз меньше чем T_e , что составит лишь

38 К. Как и для расчетного подхода №1 эта температура станет дополнительной к исходной температуре водных микродиполей в 273,15 К, что обеспечит достижение конечной температуры в водных микрообразованиях оболочки ШМ до уровня в 311 К или соответственно до 38 °С.

Анализ полученных расчетных данных для электронных температур T_e и T_{ed} в сферической водной микродипольной многослойной оболочке ШМ на основе физических подходов №1 и №2 показывает, что: во-первых, они достаточно хорошо взаимно коррелируют; во-вторых, электронная температура T_e в плазме пространственно распределенных по сферическому объему молнии локальных микрозон коронных разрядов рассматриваемой микродипольной модели ШМ составляет в среднем примерно 3200 К; в-третьих, электронная температура T_{ed} внутри водных микродиполей оболочки ШМ не превышает уровня 320 К; в-четвертых, достигаемый уровень электронной температуры T_{ed} указывает на температурную устойчивость водных микродиполей оболочки ШМ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов М.И. Шаровая молния – мощный природный молекулярный накопитель атмосферного электричества. Новая гипотеза происхождения и теория электрофизического феномена // Электротехника і електромеханіка.- 2008.- №6.- С. 75-83.
2. Баранов М.И. Усовершенствование электрофизической модели шаровой молнии с электронным ядром, микродипольной водной оболочкой и электродинамика ее электрических зарядов // Электротехника і електромеханіка.- 2009.- №2.- С. 78-81.
3. Техника высоких напряжений/ Под ред. Г.С. Кучинского.- СПб.: Изд-во ПЭИПК (Рос. Федерация), 1998.-700 с.
4. Ohtsuki Y.H. Science of ball lightning.- Singapore: World Science, 1989.-340 p.
5. Смирнов Б.М. Физика шаровой молнии// Успехи физических наук.-1990.-Т. 160.-Вып. 4.-С. 1-45.
6. Кухлинг Х. Справочник по физике/ Пер. с нем.- М.: Мир, 1982. - 520 с.
7. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/ Отв. ред. В.К. Гарткаковский.- Киев: Наукова думка, 1989.- 864 с.
8. Гулый Г.А. Научные основы разрядно-импульсных технологий.- Киев: Наукова думка, 1990.-208с.
9. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Исследование электроэрозионных явлений при протекании импульсного тока между токопроводящими гранулами с учетом микроплазменного контактного промежутка // Технічна електродинаміка.-2002.-№2. - С. 3-7.
10. Баранов М.И., Носенко М.А. Двумерная электротепловая задача для металлической обшивки летательного аппарата при воздействии на нее молнии // Электротехника і електромеханіка.- 2007.- №4.- С. 57-63.

Поступила 01.09.2008

Баранов Михаил Иванович, д.т.н., с.н.с.
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47,
НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"
тел. (057) 707-68-41, факс (057) 707-61-33,
e-mail: eft@kpi.kharkov.ua

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ УСИЛИЯ В ОДНОВИТКОВОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С ТОНКОСТЕННЫМ НЕМАГНИТНЫМ ПРОВОДНИКОМ

Показано, что при интенсивном проникновении действующих полей розраунки магнитного тиску повинни проводиться выключено з використанням оригінальних виразів для сил Лоренца. Відома залежність з різницею квадратів дотичних компонентів вектора напруженості магнітного поля на граничних поверхнях провідника втрачає свою справедливість. Отримано, що часова осциляція електродинамічних зусиль, що фізично еквівалентно дії сил змінного напрямку, в кінці кінців дає інтегральний нуль магнітного тиску на провідник.

Показано, что при интенсивном проникновении действующих полей расчёты магнитного давления должны проводиться исключительно с привлечением оригинальных выражений для сил Лоренца. Известная зависимость с разностью квадратов касательных компонент вектора напряжённости магнитного поля на граничных поверхностях проводника теряет свою справедливость. Получено, что временная осциляция электродинамических усилий, что физически эквивалентно действию сил переменного направления, в конечном итоге даёт интегральный нуль магнитного давления на проводник.

ВВЕДЕНИЕ

Создание действенных индукторных систем – инструментов магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ) требует адекватных представлений о характере происходящих электродинамических процессов. В первую очередь, речь идёт о возбуждении сил магнитного давления и формулах для вычислений [1 – 5].

ЦЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Цель настоящей работы – физико-математическое обоснование основных расчётных соотношений и исследование пондеромоторных сил, действующих на тонкостенный немагнитный листовой металл в индукторной системе с одновитковым цилиндрическим соленоидом.

Во избежание возможных недоразумений отметим, что понятия "тонкостенности", низкой или высокой частоты действующего поля для обрабатываемого проводника совершенно идентичны по своей сути. Их взаимосвязь определяется соотношением, известным в классической электродинамике [10] и введенным для МИОМ авторами [2]: $(\omega \cdot \tau) \ll 1$, где ω – циклическая частота, $\omega = 2\pi \cdot f$, f – рабочая частота действующего поля, $\tau = \mu_0 \gamma d^2$ – характерное время диффузии в проводящий слой с удельной электропроводностью – γ и толщиной – d , μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Выбор одновитковой конструкции инструмента для исследования основных закономерностей протекания электромагнитных процессов в режиме интенсивного проникновения полей сквозь металл обрабатываемого объекта не случаен. Во-первых, это сделано из практических соображений, так как именно одновитковые индукторные системы оказались наиболее эффективными в экспериментах по магнитно-импульсному притяжению заданных участков тонкостенных листовых металлов. Во-вторых, данная конструкция представляется наиболее простой и прозрачной из физических соображений для понимания реальной сущности процессов силового взаимодействия проникающих полей с проводящими объектами.

Начнём с обоснования расчётных соотношений. Физически, причиной появления электродинамических усилий в немагнитном проводнике является взаимодействие индуцированных токов $-\vec{j}$ и внешнего магнитного поля с напряжённостью $-\vec{H}$. В специальной литературе они известны как силы Лоренца. Их объёмная плотность описывается векторным про-

изведением [2]:

$$\vec{f}_L = \mu_0 \cdot [\vec{j} \times \vec{H}]. \quad (1)$$

В случае плоской цилиндрической системы с аксиальной симметрией и азимутальным током индуктора-источника поля в металле обрабатываемого объекта возбуждаются нетривиальные H_r – тангенциальная, H_z – нормальная составляющие вектора напряжённости магнитного поля и, соответственно, азимутальная компонента плотности индуцированного тока $-j_\phi$.

Интегрируя (1) по нормальной координате обрабатываемого объекта толщиной d с учётом указанных особенностей рассматриваемой системы и взаимного расположения сомножителей векторного произведения получаем пространственно-временное распределение возбуждаемых пондеромоторных сил:

$$P_L(r, t) = -\mu_0 \cdot \int_0^d j_\phi \cdot H_r \cdot dz. \quad (2)$$

Как следует из уравнения Максвелла, плотность тока, индуцированного в металле листовой заготовки, представляется разностью частных производных [1, 2]:

$$j_\phi = \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r}. \quad (3)$$

Если пренебречь нормальной составляющей напряжённости, то, как следует из (3), индуцированный ток равен производной от касательной компоненты напряжённости по пространственной координате, а его временная форма совпадает с временной формой этой же компоненты вектора поля и, соответственно, с временной зависимостью возбуждающего тока индуктора [2]. Непосредственная подстановка первого алгебраического слагаемого из (3) в формулу (2) даёт известную классическую зависимость, где силы магнитного давления пропорциональны разности квадратов касательных компонент напряжённости магнитного поля на граничных поверхностях проводника [1, 2].

Кроме того, в этом случае магнитное давление на обрабатываемый объект может рассматриваться как силовое взаимодействие между противоположно направленными индуцированным и возбуждающим токами. Такой подход используется и в современных разработках магнитно-импульсных технологий [3]. В последнем случае, как и в выше упомянутой зависимости, силы магнитного давления на обрабатываемый объект пропорциональны квадрату возбуждающего тока индуктора, то есть $\sim j_{\text{индуктора}}^2$.

Учёт нормальной компоненты напряжённости в

соответствии с выражением (3) приводит к иному результату.

Подстановка (3) в (2) приводит к результату:

$$P_L = \frac{\mu_0}{2} \cdot (H_r^2(0) - H_r^2(d)) + \mu_0 \int_0^d \frac{\partial H_z}{\partial r} \cdot H_r \cdot dz. \quad (4)$$

Первое слагаемое есть не что иное, как ранее упомянутая известная классическая зависимость для сил магнитного давления. Второе алгебраическое – соответствует возбуждению нормальных электродинамических усилий, обусловленных появлением в металле заготовки нормальной компоненты напряжённости магнитного поля.

Итак, в случае достаточно тонкостенных проводников (при интенсивной диффузии!) с ростом значимости нормальной составляющей напряжённости магнитного поля изменяется характер формирования индуцированных токов (выражение (3)) и возбуждаемых пондеромоторных сил (зависимость (4)). Как следствие, учёт только касательных компонент напряжённости теряет адекватность и становится неприемлемым в расчётах параметров протекающих электродинамических процессов.

Достоверность выводов подтверждаются работами [6, 7, 8].

В идеализации "совершенно прозрачных" проводников авторами [6] получены расчётные зависимости для индуцированных токов и возбуждаемых электродинамических усилий. Из них следует, что временная зависимость вихревых токов в металле заготовки стремится к производной тока индуктора,

$j_\varphi \Big|_{(\omega\tau) < 1} \rightarrow \frac{dj_{\text{индуктора}}}{dt}$. Временная зависимость возбуждаемых электродинамических усилий стремится к произведению тока индуктора и его производной по времени, $P_L \Big|_{(\omega\tau) < 1} \rightarrow j_{\text{индуктора}} \cdot \frac{dj_{\text{индуктора}}}{dt}$.

Подчёркнём отличительные признаки этих результатов.

Первое – это временная форма индуцированного тока (не совпадение с аналогичной характеристикой тока индуктора, а стремление к его производной!). Второе – это пропорциональность силового воздействия не квадрату возбуждающего тока, а произведению собственно возбуждающего тока на его производную. Отсюда следует, при достаточно низких рабочих частотах действующих полей должна иметь место существенная временная осцилляция электродинамических усилий. Подчёркнём, это не малые последствия фазового сдвига напряжённостей магнитного поля на граничных поверхностях обрабатываемого объекта. Практическая значимость этого положения состоит в том, что интегральное действие электродинамических усилий такого рода стремится к нулю.

Действительно,

$$\int_0^\infty P_L \Big|_{(\omega\tau) < 1} dt \rightarrow \int_0^\infty j_{\text{инд-ра}} \cdot \frac{dj_{\text{инд-ра}}}{dt} \cdot dt = \frac{(j_{\text{инд-ра}})^2}{2} \Big|_0^\infty = 0. \quad (5)$$

Авторами [7] достаточно строго, вне каких-либо идеализаций о характеристиках полей в магнитно-импульсной обработке металлов, подтверждаются выводы идеализированного рассмотрения работы [6]. Результаты экспериментов с тонкостенными проводниками также подтверждают достоверность проведенных вычислений и их адекватность реальным процессам [8].

Перейдём к электродинамическим усилиям и

выполним численные оценки пондеромоторных сил вне идеализаций о временных характеристиках внешнего воздействия.

Не дублируя алгоритм решения электродинамической задачи о возбуждении полей в одновитковой индукторной системе с плоским тонкостенным немагнитным проводником, выпишем из работы [6] все соотношения, необходимые для проведения дальнейших вычислений.

В расчетах: $R_{1,2}$ – внутренний и внешний радиусы витка, V – его толщина, h – расстояние от рабочей поверхности витка до поверхности пластины, её толщина – d , удельная электропроводность металла – γ , плотность тока в индукторе задана экспоненциально затухающей синусоидой –

$j_{\text{индуктора}} = j_m \cdot e^{-\delta \cdot t} \cdot \sin(\omega \cdot t)$, здесь j_m – амплитуда, δ – декремент затухания, ω – циклическая частота, $\omega = 2\pi \cdot f$, f – рабочая частота сигнала.

Линейная плотность тока, индуцированного магнитным полем витка в металле листа (равномерное распределение возбуждающего сигнала – равномерное, толщина витка достаточно мала, $\Delta \rightarrow 0$):

$$J_\varphi(\rho, \varphi) = 2 \cdot j_m \int_0^\infty f(y) \cdot y \cdot e^{-y \cdot \frac{h}{d}} \cdot B \cdot A dy, \quad (6)$$

где $A = \sum_{k=0}^\infty \frac{F_{2k}(y, \beta_k, z) \cdot f_k(y, \varphi)}{\Phi_{2k}(y)}$, $J_1(x)$, $J_1\left(y \cdot \left(\frac{R_2}{d}\right) \cdot \rho\right)$

$$B = J_1\left(y \cdot \left(\frac{R_2}{d}\right) \cdot \rho\right), \quad f(y) = \frac{1}{y^2} \cdot \int_{y \cdot \frac{R_1}{d}}^{y \cdot \frac{R_2}{d}} x \cdot J_1(x) dx,$$

– функции Бесселя первого порядка,

$$\rho = \frac{r}{R_2},$$

$$F_{2k}(y, \beta_k, z) = y \cdot \sin\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right) + \beta_k \cdot \cos\left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d}\right)\right),$$

$$f_k(y, \varphi) = e^{-\delta_0 \cdot \varphi} \sin \varphi - \frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} \Big/ \left(1 + \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right]^2\right) \times \left[e^{-\delta_0 \cdot \varphi} \left\{ \left[\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} - \delta_0\right] \sin \varphi - \cos \varphi \right\} + e^{-\frac{\beta_k^2 + y^2}{\omega \tau} \cdot \varphi} \right],$$

$\varphi = \omega \cdot t - \text{фаза}$, $\delta_0 = \frac{\delta}{\omega}$ – относительный декремент затухания,

$$\Phi_{2k}(y) = \cos(\beta_k) \cdot [y^2 + 2 \cdot y - \beta_k^2] - 2 \cdot \beta_k \cdot \sin(\beta_k) \cdot [1 + y],$$

β_k – корни уравнения: $\text{ctg } \beta_k = 0.5 \cdot \left(\frac{\beta_k}{y} - \frac{y}{\beta_k}\right)$.

Для вычисления электродинамических усилий по формуле (4) помимо линейной плотности тока – (6) необходимо знание $H_r(r, z, t)$.

Поскольку целью цитируемой работы [6] было исследование процессов возбуждения только вихре-

вых токов в тонкостенных металлах, её авторы ограничились определением лишь L – изображения касательной компоненты напряжённости магнитного поля в листовой заготовке. В полученном выражении выполним обратное преобразование Лапласа.

Опуская промежуточные математические преобразования, подробно освещённые для индуцированных токов в [6], запишем конечный результат, полностью приемлемый для проведения вычислений.

$$H_r(\rho, z, \varphi) = -\frac{2j_m}{(\omega \cdot \tau)} \int_0^{\infty} f(x) \cdot x \cdot e^{-x \cdot \frac{h}{d}} \cdot B \cdot A \cdot dx, \quad (7)$$

где $B = J_1 \left(x \cdot \left(\frac{R_2}{d} \right) \cdot \rho \right)$, $\rho = \frac{r}{R_2}$,

$$A = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\beta_k^2 \cdot F_{1k}(x, \beta_k, z) \cdot f_k(x, \varphi)}{\Phi_{1k}(x)}$$
 – относительная ра-

диальная координата, $f(x) = \frac{1}{x^2} \cdot \int_{x \cdot \frac{R_1}{d}}^{x \cdot \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) dy$,

$$F_{1k}(x, \beta_k, z) = x \cdot \cos \left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d} \right) \right) - \beta_k \cdot \sin \left(\beta_k \left(1 - \frac{z}{d} \right) \right),$$

$$f_k(x, \varphi) = \frac{1}{1 + \left[\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right]^2} \times$$

$$\times \left[e^{-\delta_0 \varphi} \left\{ \left[\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} - \delta_0 \right] \sin \varphi - \cos \varphi \right\} + e^{\frac{\beta_k^2 + x^2}{\omega \tau} \varphi} \right]$$

$$\Phi_{1k}(x) = \cos(\beta_k) \cdot \left[x^2 + 2 \cdot x - \beta_k^2 \right] - 2 \cdot \beta_k \cdot \sin(\beta_k) \cdot [1 + x]$$

β_k – корни уравнения: $\text{ctg} \beta_k = 0.5 \cdot \left(\frac{\beta_k}{x} - \frac{x}{\beta_k} \right)$.

Конкретные расчёты проведём одного из вариантов индукторных систем, применявшихся в первых экспериментах, где было обнаружено магнитно-импульсное притяжение листовой заготовки к индуктору [9].

Индуктор:

$$R_1 = 0.025 \text{ м}, R_2 = 0.03 \text{ м}, h = 0.005 \text{ м}.$$

Характеристики возбуждающего тока:

$$J_m = 50 \text{ кА}, \delta_0 = 0.3, f = 2, 50, 100 \text{ кГц}.$$

Листовая заготовка из нержавеющей стали:

$$d = 0.00075 \text{ м}, \gamma = 0.4 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{Ом} \cdot \text{м}}.$$

Вначале с помощью формулы (6) вычислим индуцированные токи для экспоненциальной формы возбуждающего сигнала*). Эти расчёты существенно дополняют результаты работы [6] и наглядно проиллюстрируют достоверность положения об изменении временной зависимости тока в заготовке при понижении рабочей частоты действующего поля.

*) ПРИМЕЧАНИЕ. Для получения аperiodического сигнала в индукторе относительный декремент затухания принят равным $-\delta_0 \approx 1.0$.

Теперь к расчётам возбуждаемых сил.

Выражения (6) и (7) подставим в (4). После численного интегрирования по толщине пластины получаем пространственно временные зависимости для возбуждаемых электродинамических усилий.

Отдельно вычислим пондеромоторные силы с помощью известной классической зависимости [1, 2] (первое алгебраическое слагаемое в выражении (4)). Графические иллюстрации расчётов представлены на рис. 2 и 3.

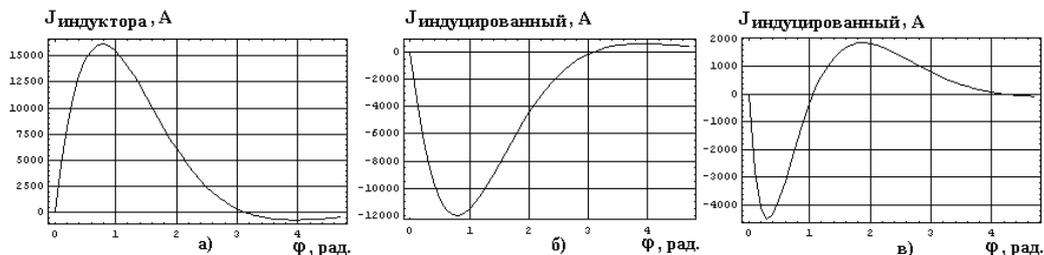


Рис. 1. Фазовые зависимости токов в одновитковой индукторной системе а) ток в индукторе; б) ток, индуцированный в заготовке при $\omega \cdot \tau \approx 26 \gg 1$, (реально соответствует меди при частоте ~ 100 кГц, отношение величины скин-слоя к толщине листа ~ 0.27); в) ток, индуцированный в заготовке при $\omega \cdot \tau \approx 0.035 \ll 1$, (реально соответствует стали при частоте ~ 2.0 кГц, отношение величины скин-слоя к толщине листа ~ 7.5)

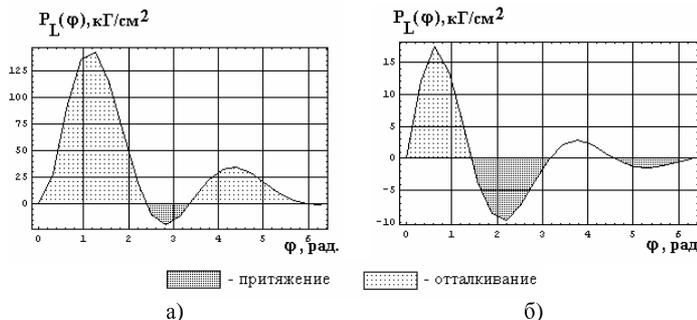


Рис. 2. Зависимость электродинамических усилий, возбуждаемых в металле пластины, от фазы действующего поля по центру витка, вычисленная с помощью (4), а) рабочая частота ~ 2 кГц, б) рабочая частота ~ 50 кГц

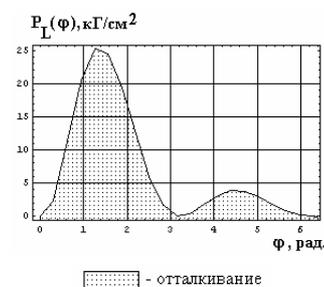


Рис. 3. Электродинамические усилия, возбуждаемые в металле пластины по центру витка для частоты ~ 2 кГц, рассчитанные с помощью классической зависимости [1, 2]

Для большей наглядности полученных результатов графики на рис. 2 и 3 можно дополнить средними значениями сил, возбуждаемых за период действующего поля:

$$\text{рис. 2а} - \bar{P}_L \Big|_{f=2 \text{ кГц}}^{(3)} \approx 0.85 \text{ кГ/см}^2,$$

$$\text{рис. 2б} - \bar{P}_L \Big|_{f=50 \text{ кГц}}^{(3)} \approx 34 \text{ кГ/см}^2,$$

$$\text{рис. 3} - \bar{P}_L \Big|_{f=2 \text{ кГц}}^{(1)} \approx 6.76 \text{ кГ/см}^2.$$

Проведенные вычисления показали что:

- при низких рабочих частотах действующих полей осцилляция электродинамических усилий во времени усиливается, их интегральное действие падает и, в конечном итоге, стремится к нулю (рис. 2а и рис. 2б,

$$\bar{P}_L \Big|_{f=50 \text{ кГц}}^{(3)} \approx 34 \text{ кГ/см}^2 \rightarrow \bar{P}_L \Big|_{f=2 \text{ кГц}}^{(3)} \approx 0.85 \text{ кГ/см}^2);$$

- расчёт с помощью идеализированной зависимости (первое слагаемое в (4)) при низких значениях рабочих частот не адекватен реальности (рис. 2а, рис. 3,

$$\bar{P}_L \Big|_{f=2 \text{ кГц}}^{(3)} \approx 0.85 \text{ кГ/см}^2$$

$$\ll \bar{P}_L \Big|_{f=2 \text{ кГц}}^{(1)} \approx 6.76 \text{ кГ/см}^2$$

- при повышении частот действующих полей временные формы возбуждаемых усилий, вычисленные без учёта и с учётом нормальных компонент напряжённости магнитного поля, приближаются друг к другу.

ВЫВОДЫ

1. Показано, что при интенсивной диффузии магнитного поля вычисления электродинамических усилий в тонкостенных металлических пластинах должны проводиться непосредственно по формулам для сил Лоренца, классические зависимости становятся не адекватными в описании происходящих процессов.

2. Показано, что при понижении рабочих частот действующих полей растёт осцилляция во времени возбуждаемых электродинамических усилий, что объясняется ростом влияния нормальной компоненты напряжённости магнитного поля. В конечном итоге, интегральное воздействие пондеромоторных сил на тонкостенные листовые металлы стремится к нулю.

3. Показано, что физический механизм ослабления сил магнитного давления на тонкостенный листовый проводник при проникновении полей определяется, в основном, не падением разности значений касательных компонент напряжённости на его граничных поверхностях, а ростом значимости нормальной составляющей напряжённости магнитного поля.

ПУТИ РАЗВИТИЯ

Возможным является широкое использование инструмента для исследования основных закономерностей протекания электромагнитных процессов в режиме интенсивного проникновения полей сквозь металл объекта как макета для наблюдения других электромагнитных явлений. Также приведенные расчеты могут послужить фундаментом к дальнейшему исследованию тонкостенных немагнитных листовых металлов с применением различных соленоидов при различном частотном воздействии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н., Элементы теории и численного расчёта электромагнитных процессов в проводящих средах. – Киев: ИЭ НАНУ. 1999. – 362с.
2. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Том 1. Издание второе, переработанное и дополненное. Под общей ред. д.т.н., проф. Батыгина Ю.В. – Харьков: изд. МОСТ-Торнадо. 2003. – 284 с.
3. Sergey Golovashchenko, FY 2005 Progress Report (electrical).
4. Лютенко Л.А., Михайлов В.М., Влияние формы импульса внешнего магнитного поля на электродинамические усилия, деформирующие цилиндрическую оболочку. // Техническая электродинамика. – Киев. 2007. – №6. – С. 17 – 18.
5. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю., Силовое взаимодействие низкочастотных магнитных полей с тонкостенными листовыми проводниками. // Труды международной научно-технической конференции "Магнитно-импульсная обработка металлов. Пути совершенствования и развития". Самара, 18-19 сентября 2007. – С. 14 – 22.
6. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А., Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах. // Электротехника і електромеханіка. Харків. 2005, №3, С. 69-73.
7. Батыгин Ю.В., Чаплыгин Е.А., Вихревые токи в плоских листовых металлических заготовках. // Электротехніка і електромеханіка. – Харків. 2006. – №5, – С. 54-59.
8. Батыгин Ю.В., Чаплыгин Е.А., Экспериментальное исследование процессов возбуждения вихревых токов в плоских листовых металлах. // Электротехніка і електромеханіка. Харків: 2008. №5, С. 52-55.
9. Batygin Yu.V., Lavinsky V.I., Khimenko L.T. Direction Change of the Force Action upon Conductor under Frequency Variation of the Acting magnetic Field. Proceedings of the 1-st International Conference on High Speed Metal Forming. March 31/April 1, 2004. Dortmund, Germany. P.157-160.
10. Никольский В.В., Электродинамика и распространение радиоволн. М: "Наука". 1973. – 807 с.

Поступила 13.01.2009

Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Драченко Светлана Александровна, ассис.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет
Украина, 61002, Харьков, ул. Петровского, 25,
кафедра "Автомобильная электроника",
тел. (057) 700-38-52,
e-mail: batygin@kpi.kharkov.ua, salut84@list.ru

Бондаренко Александр Юрьевич, к.т.н., ст. науч. сотр., доц.
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт",
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21,
тел. (057) 707-62-45, e-mail: baiu@kpi.kharkov.ua

РАСЧЕТ УСИЛИЙ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ С НЕФЕРРОМАГНИТНЫМИ МАССИВНЫМ ЭКРАНОМ И ЗАГОТОВКОЙ

Стаття присвячена розрахункам основних характеристик індукційної індукторної системи прямокутної геометрії з неферромагнітним масивним провідним екраном і тонкостінною листовою заготовкою в низькочастотному режимі діючих полів. Одержані аналітичні залежності для розрахунку індуктованих струмів та збуджуваних електродинамічних зусиль, які збуджуються, як притягання, так і відштовхування. Якісний аналіз показує, що інтегральна в часі дія сил притягання має кумулятивний характер.

Стаття посвящена расчётам основных характеристик индукционной индукторной системы прямоугольной геометрии с неферромагнитным массивным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей. Получены аналитические зависимости для расчёта индуцированных токов и возбуждаемых электродинамических усилий, как притяжения, так и отталкивания. Качественный анализ показывает, что интегральное во времени действие сил притяжения имеет кумулятивный характер.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Индукционные индукторные системы для притяжения листовых металлов впервые были предложены в работе [1]. Там же был описан принцип их действия, в основе которых лежит эффект притяжения проводников с одинаково направленными токами. Поскольку взаимное притяжение испытывали проводники (дополнительный экран и собственно листовая заготовка) с индуцированными токами, в последующих работах такие индукторные системы получили определение "индукционные" [2, 3]

Анализ основных достижений и публикаций.

Первые конструкции индукционных инструментов притяжения содержали тонкостенный экран и листовую заготовку [1 – 3]. Но, как следует из априорных физических соображений, повышение эффективности систем такого рода возможно при использовании массивного проводящего вспомогательного экрана, в специальной полости на граничной поверхности которого со стороны листовой заготовки располагается индуктор в виде двойного витка с рабочей зоной между их параллельными смежными сторонами (рис. 1).

Назначение, именно, массивного экрана состоит в концентрации возбуждаемого магнитного поля в пространстве между индуктором и металлом листовой заготовки, а двойной виток индуктора обеспечивает двукратное увеличение тока в рабочей зоне. Если учесть, что энергия магнитного поля пропорциональна квадрату тока, то его увеличение в два раза означает увеличение энергии на деформирование листовой заготовки, соответственно, в четыре раза.

Цель настоящей работы – получение решений для расчёта электродинамических усилий, возбуждаемых в индукционной индукторной системе с прямоугольным двойным витком, неферромагнитными массивным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих магнитных полей.

В расчётах примем модель (рис. 1), соответствующую центральному поперечному сечению индукторной системы, ортогональному её продольным токопроводам.

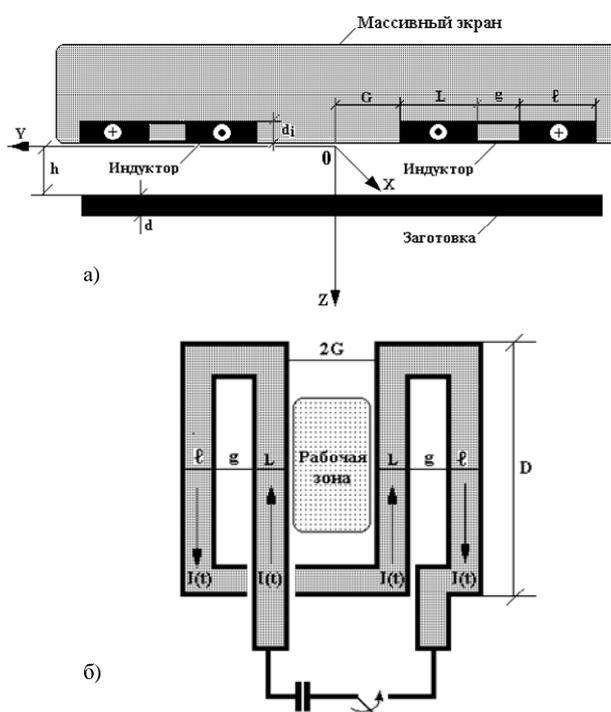


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы с массивным вспомогательным экраном:
а) поперечное сечение индукторной системы;
б) собственно индуктор

Ориентация осей в принятой системе координат такова, что направление потока энергии к объекту обработки (вектор Пойтинга, $\vec{P}_z = [\vec{E}_x \times \vec{H}_y]$) совпадает с положительным направлением оси OZ .

Для решения задачи примем следующие допущения.

- Массивный вспомогательный экран и заготовка выполнены из одинаковых металлов с удельной электропроводностью γ .

- В измерениях X и Y система достаточно велика ($x, y \rightarrow \infty$), экран также простирается до $z \rightarrow -\infty$, но параметры h, d_i, d много меньше всех поперечных размеров индуктора.

• Протяжённость вдоль оси абсцисс достаточно велика, так что $\frac{\partial}{\partial x} = 0$.

• По токопроводам индуктора течёт ток $I(t)$, его направления в ветвях слева и справа относительно плоскости ZOX (соответственно рис. 1) – одинаковы.

• В системе возбуждается электромагнитное поле с ненулевыми компонентами напряжённости: $E_x \neq 0, H_{y,z} \neq 0$.

В рамках принятых допущений уравнения Максвелла для ненулевых составляющих напряжённости электромагнитного поля, преобразованных по Лапласу (L – преобразование) с учётом нулевых начальных условий принимают вид [4]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial H_z(p, y, z)}{\partial y} - \frac{\partial H_y(p, y, z)}{\partial z} = j_x(p, y, z), \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial z} = -\rho\mu_0 H_y(p, y, z), \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial E_x(p, y, z)}{\partial y} = \rho\mu_0 H_z(p, y, z), \end{array} \right. \quad (3)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$E_x(p, y, z) = L\{E_x(t, y, z)\};$$

$$H_{y,z}(p, y, z) = L\{H_{y,z}(t, y, z)\};$$

$j_x(p, y, z) = L\{j_x(t, y, z)\}$; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Плотность тока в правой части уравнения (1) записывается в виде [4]:

$$j_x(p, y, z) \approx \gamma \cdot E_x(p, y, z) + j_{xi}(p, y, z), \quad (4)$$

где $j_{xi}(p, y, z)$ – плотность стороннего тока в индукторе, $j_{xi}(p, y, z) = j(p) \cdot f(y) \cdot \delta(z)$, $j(p)$ – амплитудно-временная зависимость стороннего тока; $f(y)$ – функция поперечного распределения плотности тока; $\delta(z)$ – импульсная функция Дирака.

Геометрическая и электродинамическая симметрия исследуемой системы соответственно рис. 1 позволяет выделить области с однородными электрофизическими характеристиками и считать, что таковыми являются:

а) область металла экрана, $z \in (-\infty, 0)$;

б) пространство между экраном и заготовкой) $z \in (0, h)$;

в) область металла заготовки, $z \in [h, (h+d)]$;

г) свободное полупространство с внешней стороны металлического листа, $z \in [(h+d), \infty]$.

Из дифференциальных уравнений (1 – 3) с учётом выражения (4) в рамках принятых допущений получим уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля $E_x(p, y, z)$ в выделенных областях:

а) $z \in (-\infty, 0)$,

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} - (\rho\mu_0\gamma) \cdot E_x(p, y, z) =$$

$$= \rho\mu_0 j(p, y, z)$$

б) $z \in (0, h)$,

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = 0, \quad (6)$$

в) $z \in [h, (h+d)]$,

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = \gamma \cdot E_x(p, y, z), \quad (7)$$

г) $z \in [(h+d), \infty]$,

$$\frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x(p, y, z)}{\partial z^2} = 0. \quad (8)$$

Для решения уравнений (5 – 8) применим интегральное косинус-преобразование Фурье. Его допустимость обусловлена геометрической и электрической симметрией рассматриваемой задачи относительно оси аппликат.

Таким образом, имеем, что

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} E_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \end{array} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} j_x(p, y, z) = \int_0^{\infty} j_x(p, \lambda, z) \cdot \cos(\lambda y) d\lambda, \end{array} \right. \quad (10)$$

где $j_x(p, \lambda, z) = j(p) f(\lambda) \delta(z)$;

$$f(\lambda) = \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\infty} f(y) \cdot \cos(\lambda y) dy.$$

С учётом (9) и (10) уравнения (5 – 8) преобразуются к виду:

а) $z \in (-\infty, 0)$,

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_x(p, \lambda, z) = ; \quad (11)$$

$$= K(p, \lambda) \cdot \eta(z + d_i)$$

где $K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda)$; $\eta(z)$ – ступенчатая функция Хевисайда.

б) $z \in (0, h)$

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_x(p, \lambda, z) = 0. \quad (12)$$

в) $z \in [h, (h+d)]$,

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - q^2(p, \lambda) \cdot E_x(p, \lambda, z) = 0, \quad (13)$$

где $q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ ,

г) $z \in [(h+d), \infty]$,

$$\frac{d^2 E_x(p, \lambda, z)}{dz^2} - \lambda^2 \cdot E_x(p, \lambda, z) = 0 \quad (14)$$

Общие интегралы уравнений (11 – 14) в выделенных областях дают выражения для напряжённости электрического поля. Уравнение Максвелла (2) позволяет получить соответствующие формулы для тангенциальной компоненты напряжённости магнитного поля в выделенных областях принятой расчётной модели:

а) в металле массивного экрана, где $z \in (-\infty, 0)$, уравнениям (11), (2) и условию ограниченности при $z \rightarrow -\infty$ удовлетворяют функции:

$$E_x^{(1)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \eta(z + d_i) (ch(q(p, \lambda)(z + d_i)) - 1), \quad (15)$$

$$H_y^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p\mu_0} \left[C(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda) \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \eta(z + d_i) \cdot sh(q(p, \lambda)(z + d_i)) \right], \quad (16)$$

где $C(p\lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования, б) в пространстве между экраном и листовой заготовкой, $z \in (0, h)$:

$$E_x^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \quad (17)$$

$$H_y^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot [D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}], \quad (18)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования,

в) в области металла листовой заготовки, $z \in [h, (h+d)]$:

$$E_x^{(3)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-h)} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-h)}, \quad (19)$$

$$H_x^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p\mu_0} \cdot [A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-h)} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-h)}], \quad (20)$$

где $A_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

г) в свободном полупространстве с внешней стороны листовой заготовки, $z \in [(h+d), \infty]$, и условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяет функция:

$$E_x^{(4)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(z-(h+d))}, \quad (21)$$

$$H_y^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p\mu_0} \cdot B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(z-(h+d))}, \quad (22)$$

где $B(p\lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Неизвестные постоянные интегрирования находятся из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля на границах выделенных областей:

$$1) z=0, \begin{cases} C(p, \lambda) - \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \cdot [ch(q(p, \lambda)d_i) - 1] = \\ = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \cdot sh(q(p, \lambda)d_i) = \\ = \frac{\lambda}{q(p, \lambda)} \cdot D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda); \end{cases} \quad (23)$$

$$2) z=h, \begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda h} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h} = A_1(p, \lambda) + A_2(p, \lambda); \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda h} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h} = \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \times \\ \times (A_1(p, \lambda) - A_2(p, \lambda)); \end{cases} \quad (24)$$

$$3) z=(h+d),$$

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)d} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)d} = B(p, \lambda); \\ \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)d} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)d}) = \\ = -B(p, \lambda); \end{cases} \quad (25)$$

Для низкочастотного режима можно считать, что $|p\mu_0\gamma| \rightarrow 0$, $q(p, \lambda) \approx \lambda$. [2, 3].

В этом случае из систем линейных алгебраических уравнений следует, что

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) = D_1(p, \lambda) = 0, \\ C(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot (1 - e^{\lambda d_i}), \\ A_2(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h} \cdot (1 - e^{\lambda d_i}). \end{cases}$$

Значение $C(p\lambda)$ подставим в (15). Полученный результат умножим на удельную электропроводность γ . Выполняя обратные преобразования Фурье и Лапласа, получаем, что в экране возбуждается вихревой ток с плотностью:

$$j_x^{(1)}(\varphi, y, z) = j_m \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \left(\frac{\omega\tau}{d_i \cdot d^2} \right) \cdot \int_0^\infty \frac{f(\lambda)}{\lambda^2} \cdot \cos(\lambda y) \times \\ \times \left(\frac{1 - e^{\lambda d_i}}{2} \cdot e^{\lambda z} + \eta(z + d_i) \cdot [ch(\lambda \cdot (z + d_i)) - 1] \right) d\lambda, \quad (26)$$

где j_m – линейная плотность тока в токопроводах индуктора, $j_m = \frac{I_m}{L}$; $j(\varphi)$; – зависимость тока индуктора от фазы – $\varphi = \omega t$, ω – круговая частота; $\tau = \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ – характерное время диффузии поля в проводящий слой с удельной электропроводностью γ и толщиной d .

Интегрируя выражение (26) по переменной $z \in (-\infty, 0)$, находим линейную плотность тока, индуцированного в металле массивного экрана.

$$j_x^{(1)}(\varphi, y) = \frac{2}{\pi} \cdot j_m \cdot (\omega\tau) \cdot \left(\frac{d}{d_i} \right) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \int_0^\infty \frac{F(x)}{x^4} \times \\ \times \left[\left(\frac{1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}}}{2} \right) + \left(sh\left(x \cdot \frac{d_i}{d}\right) - \left(x \cdot \frac{d_i}{d}\right) \right) \right] \cos\left(x \cdot \frac{y}{d}\right) dx, \quad (27)$$

где x – новая безразмерная переменная интегрирования, $x = \lambda \cdot d$, $F(x)$ – Фурье-образ поперечного распределения тока индуктора в терминах переменной x .

Из (19) получаем, что заготовке возбуждается вихревой ток с плотностью:

$$j_x^{(3)}(\varphi, y, \zeta) = -j_m \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \left(\frac{\omega\tau}{2d_i d^2} \right) \times \\ \times \int_0^\infty \frac{f(\lambda)}{\lambda^2} \cos(\lambda y) e^{-\lambda h} (1 - e^{\lambda d_i}) \cdot e^{-\lambda \zeta} d\lambda, \quad (28)$$

где $\zeta \in [0, d]$ переменная, связанная с толщиной собственно листовой заготовки.

Интегрируя выражение (28) по $\zeta \in [0, d]$, находим линейную плотность тока, индуцированного в заготовке:

$$J_x^{(3)}(\varphi, y) = -\frac{2}{\pi} \cdot j_m \cdot \frac{(\omega\tau)}{2} \left(\frac{d}{d_i} \right) \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \times \int_0^\infty \frac{F(x)}{x^4} \cos\left(x \frac{y}{d}\right) e^{-x \frac{h}{d}} \left(1 - e^{-x \frac{d_i}{d}}\right) (1 - e^{-x}) dx \quad (29)$$

Пусть токи в индукторе распределены равномерно. Тогда:

$$f(X) = [\eta(\lambda G - |X|) - \eta(\lambda(G+L) - |X|)] - \frac{L}{l} \cdot [\eta(\lambda(G+L+g) - |X|) - \eta(\lambda(G+L+g+l) - |X|)], \quad X = \lambda \cdot y. \quad (30)$$

Фурье-образ функции (30):

$$F(x) = 2 \cdot \left[\left(\sin\left(x \frac{0.5L}{d}\right) \cdot \cos\left(x \frac{G+0.5L}{d}\right) \right) - \frac{L}{l} \left(\sin\left(x \frac{0.5l}{d}\right) \cdot \cos\left(x \frac{(G+L+g)+0.5l}{d}\right) \right) \right] \quad (31)$$

Далее положим, что $d_i \rightarrow 0$. Тогда

$$J_x^{(1)}(\varphi, y) = \frac{1}{\pi} \cdot j_m \cdot (\omega\tau) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \int_0^\infty \frac{F(x)}{x^3} \cdot \cos\left(x \frac{y}{d}\right) dx \quad (32)$$

$$J_x^{(3)}(\varphi, y) = -\frac{1}{\pi} \cdot j_m \cdot (\omega\tau) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \times \int_0^\infty \frac{F(x)}{x^3} \cdot \cos\left(x \frac{y}{d}\right) \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot (1 - e^{-x}) dx \quad (33)$$

В соответствии с законом Ампера о силовом взаимодействии проводников с токами записываем формулу для распределённой силы притяжения, действующей на листовую заготовку при жёстко фиксированном экране:

$$P_{attr}(\varphi, y) = -P_m^{(1)} \cdot \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 \cdot \Phi_1(y), \quad (34)$$

где

$$P_m^{(1)} = \left(\frac{\mu_0 \cdot j_m^2}{2} \right) \cdot (\omega \cdot \tau)^2 \cdot \frac{D}{\pi^3 \cdot h},$$

$$\Phi_1(y) = \left[\int_0^\infty \frac{F(x)}{x^3} \cdot \cos\left(x \frac{y}{d}\right) dx \right] \times \left[\int_0^\infty \frac{F(x)}{x^3} \cdot e^{-x \frac{h}{d}} \cdot (1 - e^{-x}) \cdot \cos\left(x \frac{y}{d}\right) dx \right]$$

Аналитические выражения для токов и возбуждаемых усилий представляют собой решение поставленной задачи и позволяют производить необходимые численные оценки.

ВЫВОДЫ

Полученные результаты стоит дополнить лишь качественными замечаниями.

- Из формул следуют все физические особенности, присущие ранее рассмотренным конструкциям индукционных индукторных систем и обеспечивающие их работоспособность [2, 3].

- Вычисление импульса силы притяжения показывает кумулятивный характер деформаций в период действия импульса, так как

$$S_{attr} = \int_0^\infty P_{attr}(\varphi, y) d\varphi \sim \int_0^\infty \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 d\varphi > 0.$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Физические основы возможных направлений развития магнитно-импульсной обработки тонкостенных металлов. // Электротехника і електромеханіка. Харків. 2004, №2, С. 80-84.
2. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Чаплыгин Е.А., Цилиндрическая индукционная индукторная система для притяжения тонкостенных листовых металлов. // Авиационно-космическая техника и технология. Харьков: 2007. №11 (47), С. 109-117.
3. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Сериков Г.С., Индукционная индукторная система прямоугольной геометрии для притяжения тонкостенных листовых металлов. // Авиационно-космическая техника и технология. Харьков: 2008. № 2 (49), С. 45-50.
4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т., Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий (научное издание, 2-е переработанное и дополненное). Под общей ред. проф., д.т.н. Батыгина Ю.В. Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо". 287 с.

Поступила 24.11.2008

Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Гнатюк Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.,
Сериков Георгий Сергеевич
Харьковский национальный
автомобильно-дорожный университет
61002, Харьков, ул. Петровского, 25, ХНАДУ,
кафедра "Автомобильная электроника"
тел. (8-057) 700-38-52, E-mail: batygin48@mail.ru,
kalifus@yandex.ru, georgy301@rambler.ru.

ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСА ТОКА С МОНОТОННЫМ НАРАСТАНИЕМ И СПАДОМ ЗНАЧЕНИЙ ПРИ ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ РАБОТЕ ДВУХ ЕМКОСТНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ

У роботі визначена область співвідношення параметрів схеми, при яких у навантаженні формується імпульс струму з монотонним наростанням і спадом значень. Наведено вирази для визначення значень елементів розрядного кола.

В работе определена область соотношения параметров схемы, при которых в нагрузке формируется импульс тока с монотонным нарастанием и спадом значений. Приведены выражения для определения значений элементов разрядной цепи.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Импульсы тока с монотонным нарастанием и спадом значений (монотонные импульсы) используются при испытаниях технических объектов на устойчивость к воздействию электромагнитных факторов различного происхождения.

Одной из характеристик монотонного импульса является отношение длительности импульса к длительности нарастания его значений. Величина отношения для испытательных импульсов изменяется в широких пределах. При больших значениях указанного отношения экономически выгодно использовать для формирования монотонного импульса тока одновременный разряд двух емкостных накопителей энергии (ЕНЭ) на общую нагрузку. Однако, имеющиеся в настоящее время методики расчета высоковольтных испытательных устройств на базе двух ЕНЭ, не могут полностью удовлетворить потребности проектирования, что инициирует дальнейшие исследования в этом направлении.

Анализ публикаций. Публикации, посвященные параллельной работе ЕНЭ, можно разделить на три группы:

- работы, в которых описаны действующие установки и их основные характеристики [1 – 3];
- публикации, освещающие результаты исследования переходных процессов [4 – 6];
- работы, в которых рассмотрена задача выбора параметров элементов разрядной цепи [7, 8].

В [1] описана экспериментальная установка ГИТ-Л, содержащая два ЕНЭ и формирующий блок. Такая структура установки позволяет формировать импульсы тока с максимальным значением до 400 кА и различными временными параметрами. В [2] рассматривается генератор тока, сооруженный на базе пяти ЕНЭ, позволяющий реализовать все основные составляющие тока молнии. При этом в некоторых режимах используется параллельная работа двух ЕНЭ. Комплекс испытательного высоковольтного оборудования, описанный в [3], включает три ЕНЭ, параллельная работа которых позволяет формировать импульсные токи, порождающие мощные микросекундные электромагнитные импульсы.

В [4] приведены результаты численного и экспериментального исследования переходного процесса при параллельной работе двух генераторов импульсов напряжения на активно-индуктивную нагрузку. Для

формирования тока молнии (длительность фронта 2 мкс, длительность импульса 50 мкс) в работе было исследовано замыкание нагрузки. В [5] представлено аналитическое решение системы операторных уравнений, описывающих переходный процесс при работе генераторов больших импульсных токов с корректирующей цепью на RL -нагрузку. В расчетной схеме генератор и параллельно включенная корректирующая цепь представлены RLC -звеньями, что также соответствует эквивалентной схеме совместной работы ЕНЭ на общую нагрузку. Аналитическое выражение для тока в нагрузке получено при условии, что активное сопротивление нагрузки много больше активных сопротивлений генератора и корректирующей цепи. В [6] рассматривается схема разрядной цепи, показанная на рис. 1. Приведена система интегродифференциальных уравнений в безразмерном виде (1), которая описывает переходный процесс в рассматриваемой схеме.

$$\left\{ \begin{array}{l} r_1 \cdot I_1 + \frac{dI_1}{d\tau} + \int I_1 \cdot d\tau - r_2 \cdot I_2 - L_{21} \cdot \frac{dI_2}{d\tau} - \\ - \frac{1}{C_{21}} \cdot \int I_2 \cdot d\tau = 1 - U_{21}; \\ r_2 \cdot I_2 + L_{21} \cdot \frac{dI_2}{d\tau} + \frac{1}{C_{21}} \cdot \int I_2 d\tau + r_H \cdot I_H + \\ + L_{H1} \cdot \frac{dI_H}{d\tau} = U_{21}; \\ I_H = I_1 + I_2, \end{array} \right. \quad (1)$$

где $r_1 = \frac{R_1}{\sqrt{L_1 C_1}}$, $r_2 = \frac{R_2}{\sqrt{L_1 C_1}}$, $r_H = \frac{R_H}{\sqrt{L_1 C_1}}$ – безраз-

мерные аналоги активных сопротивлений;

$\tau = \frac{t}{\sqrt{L_1 C_1}}$ – безразмерный аналог времени;

t – время;

$$I_1 = \frac{i_1}{U_1} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad I_2 = \frac{i_2}{U_1} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}, \quad I_H = \frac{i_H}{U_1} \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} \quad -$$

безразмерные аналоги токов;

$$L_{21} = \frac{L_2}{L_1}, \quad L_{H1} = \frac{L_H}{L_1}, \quad C_{21} = \frac{C_2}{C_1}, \quad U_{21} = \frac{U_2}{U_1} -$$

безразмерные аналоги индуктивностей, емкости и зарядного напряжения.

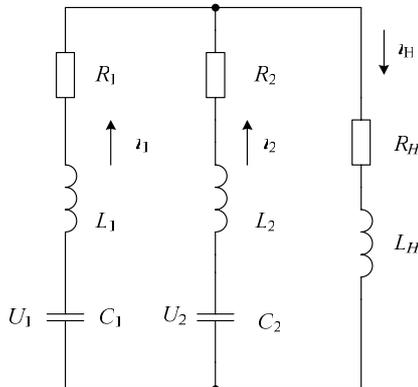


Рис. 1. Схема разряда двух ЕНЭ на общую нагрузку: U_1, C_1, R_1, L_1 – зарядное напряжение, емкость, активное сопротивление и индуктивность ЕНЭ1; U_2, C_2, R_2, L_2 – зарядное напряжение, емкость, активное сопротивление и индуктивность ЕНЭ2; R_H, L_H – активное сопротивление и индуктивность нагрузки; i_1, i_2, i_H – соответственно ток в ветвях ЕНЭ1, ЕНЭ2 и нагрузке

В работе показано, что при одновременном разряде двух ЕНЭ в RL – нагрузке могут формироваться импульсы тока пяти видов. Определена область монотонности импульса тока (область соотношения параметров элементов схемы на границе и внутри которой импульс тока имеет монотонный характер).

В [7, 8] рассмотрено решение задачи выбора параметров элементов импульсных источников питания, работающих на общую нагрузку, как задачи оптимизации по различным критериям. В [8] также проанализировано уменьшение суммарной энергоемкости устройств, формирующих импульсы тока с коротким фронтом и длинным спадом его значений, при использовании нескольких импульсных источников питания. Показано, что уменьшение энергоемкости особенно эффективно в случае, когда длительность спада превышает в сто и более раз длительность фронта.

Как видно из проведенного анализа, в большинстве публикаций отражено решение специфических задач параллельной работы ЕНЭ, которые не позволяют провести обобщенный анализ формы импульса тока в нагрузке. Таким образом, несмотря на актуальность создания испытательных импульсов тока, имеющих монотонный характер [9], вопросы их формирования с использованием двух ЕНЭ не достаточно полно отражены в литературе, что требует расширения и дополнения известных данных.

Целью настоящей работы является анализ закономерностей изменения параметров импульса тока в области монотонности.

МАТЕРИАЛЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Импульс тока с монотонным нарастанием и спадом значений, показанный на рис. 2, может быть идентифицирован следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{di_H}{dt} > 0 & \text{при } t \in (0, T_{\max}); \\ \frac{di_H}{dt} = 0 & \text{при } t = T_{\max}; \\ \frac{di_H}{dt} \leq 0 & \text{при } t > T_{\max}. \end{cases} \quad (2)$$

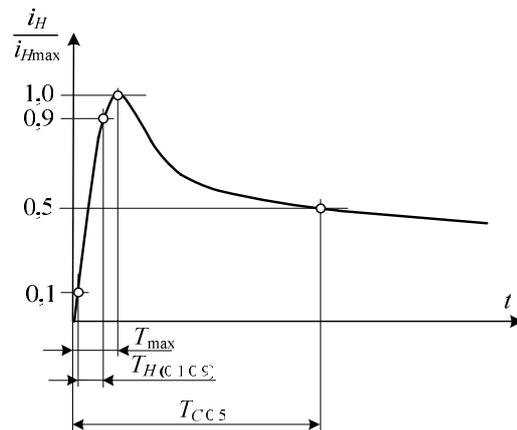


Рис. 2. Импульс тока с монотонным нарастанием и спадом значений: T_{\max} – время достижения максимального значения тока в нагрузке; $T_{H(0,1;0,9)}$ – время нарастания значений импульса тока от уровня 0,1 до уровня 0,9; $T_{C0,5}$ – время достижения на спаде уровня 0,5

Процедура анализа формируемых в схеме (рис. 1) импульсов тока производилась в следующем порядке:

- при выбранном наборе значений элементов схемы рассчитывались значения импульса тока как функции времени, то есть формировались два взаимосвязанных массива данных $\{t\}$ и $\{i_H(t)\}$;
- с использованием массивов проверялось выполнение условий (2);
- если условия монотонности выполнялись, то далее определялись: максимальное значение тока в нагрузке – $i_{H\max}$ и временные параметры импульса – $T_{H(0,1;0,9)}$, $T_{C0,5}$;

– если условия монотонности не выполнялись, данный импульс не обрабатывался и осуществлялся переход к другому набору значений элементов схемы.

Используя данные об области монотонности, полученные в [6] при фиксированном значении $L_{H1} = 5$, были проведены расчеты при $L_{H1} = 3 \dots 7$; $r_2 - \text{var}$; $L_{21} - \text{var}$. Остальные безразмерные параметры имели постоянное значение: $r_1 = 1$; $r_H = 0,5$; $C_{21} = 100$; $U_{21} = 0,1$. По результатам расчетов была определена область монотонности импульса тока, имеющая характерный вид, показанный на рис. 3.

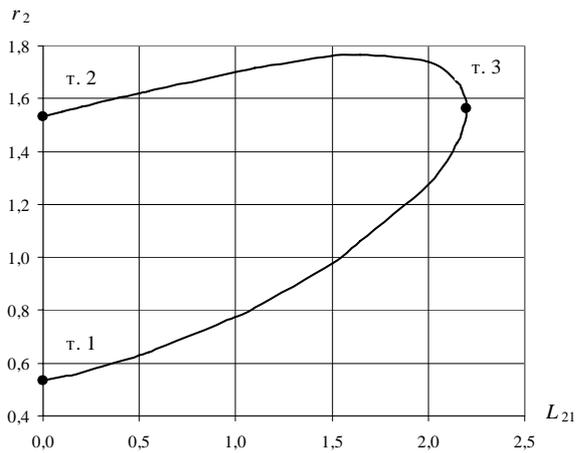


Рис. 3. Область монотонности импульса при $L_{H1} = 7$

Как видно из рисунка, область монотонности при указанных соотношениях параметров схемы является замкнутой и ограничена двумя кривыми линиями и осью $O r_2$:

- боковая граница – отрезок прямой линии между точками т.1 и т.2;
- верхняя граница – часть кривой линии между точками т.2 и т.3;
- нижняя граница – часть кривой линии между точками т.1 и т.3.

Точка т.3 характеризуется тем, что касательная к ней параллельна оси $O r_2$.

По результатам расчетов были определены уравнения координат узловых точек границы области монотонности, которые имеют вид:

– точка т.1

$$r_{2(t.1)} = -0,0033L_{H1}^2 + 0,101L_{H1} + 0,0147; \quad (3)$$

$$L_{21(t.1)} = 0; \quad (4)$$

– точка т.2

$$r_{2(t.2)} = -0,01L_{H1}^2 + 0,257L_{H1} + 0,228; \quad (5)$$

$$L_{21(t.2)} = 0; \quad (6)$$

– точка т.3

$$r_{2(t.3)} = -0,0112L_{H1}^2 + 0,298L_{H1} + 0,0263; \quad (7)$$

$$L_{21(t.3)} = -0,0056L_{H1}^2 + 0,415L_{H1} - 0,437. \quad (8)$$

Для описания границ области монотонности выражением вида $r_2 = f(L_{H1}, L_{21})$ был применен метод планирования многоуровневых экспериментов с использованием полиномов Чебышева [10]. В результате получено следующее уравнение связи параметров:

$$\begin{aligned} r_2 = & b_0 + b_{11} \cdot P_1(x_1) + b_{12} \cdot P_1(x_2) + b_{22} \cdot P_2(x_2) + \\ & + b_{32} \cdot P_3(x_2) + b_{42} \cdot P_4(x_2) + b_{11}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_1(x_2) + \\ & + b_{12}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_2(x_2) + b_{13}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_3(x_2) + \\ & + b_{14}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_4(x_2), \end{aligned} \quad (9)$$

где переменные имеют вид: $x_1 = \frac{L_{H1} - 5}{2}$,

$x_2 = \frac{L_{21} - 0,5}{0,5}$, а полиномы принимают следующие значения:

$$P_1(x_1) = x_1, \quad P_1(x_2) = x_2,$$

$$P_2(x_2) = x_2^2 - 2, \quad P_3(x_2) = \frac{5}{6}x_2^3 - \frac{17}{6}x_2,$$

$$P_4(x_2) = \frac{35}{12}x_2^4 - \frac{155}{12}x_2^2 + 6.$$

Для нижней границы r_2 (между точками т.1 и т.3) значения коэффициентов выражения (9) имеют вид:

$$b_0 = 0,7; \quad b_{11} = 0,222; \quad b_{12} = 0,191; \quad b_{22} = 4,59 \cdot 10^{-2};$$

$$b_{32} = 1,53 \cdot 10^{-2}; \quad b_{42} = 1,81 \cdot 10^{-3}; \quad b_{11}^* = 5,67 \cdot 10^{-2};$$

$$b_{12}^* = 1,59 \cdot 10^{-2}; \quad b_{13}^* = 3,7 \cdot 10^{-3}; \quad b_{14}^* = 4,14 \cdot 10^{-4}.$$

Для верхней границы r_2 (между точками т.2 и т.3) значения коэффициентов выражения (9) имеют вид:

$$b_0 = 1,28; \quad b_{11} = 0,36; \quad b_{12} = 1,85 \cdot 10^{-3}; \quad b_{22} = -3,6 \cdot 10^{-2};$$

$$b_{32} = -1,78 \cdot 10^{-2}; \quad b_{42} = -2,13 \cdot 10^{-3}; \quad b_{11}^* = 1,76 \cdot 10^{-2};$$

$$b_{12}^* = -9,54 \cdot 10^{-3}; \quad b_{13}^* = -6,1 \cdot 10^{-3}; \quad b_{14}^* = -7,29 \cdot 10^{-4}.$$

Изменение значения отношения безразмерного аналога времени достижения на спаде уровня 0,5 от максимального значения импульса тока

$$\tau_{C0,5} = \frac{T_{C0,5}}{\sqrt{L_1 \cdot C_1}}$$

нарастания между уровнями 0,1 и 0,9 от максимального значения импульса тока

$$\tau_{H(0,1;0,9)} = \frac{T_{H(0,1;0,9)}}{\sqrt{L_1 \cdot C_1}}$$

на границах монотонности показано на рис. 4. Как видно из рисунка, нижней границе монотонности (т.1 – т.3) соответствуют большие, а верхней (т.2 – т.3) – меньшие значения отношения контролируемых временных параметров.

Для $\frac{\tau_{C0,5}}{\tau_{H(0,1;0,9)}} = \frac{T_{C0,5}}{T_{H(0,1;0,9)}}$ получено следующее

соотношение, переменные и полиномы которого вычисляются аналогично (9)

$$\begin{aligned} \frac{\tau_{C0,5}}{\tau_{H(0,1;0,9)}} = & b_0 + b_{11} \cdot P_1(x_1) + b_{12} \cdot P_1(x_2) + \\ & + b_{22} \cdot P_2(x_2) + b_{32} \cdot P_3(x_2) + b_{42} \cdot P_4(x_2) + \\ & + b_{11}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_1(x_2) + b_{12}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_2(x_2) + \\ & + b_{13}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_3(x_2) + b_{14}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_4(x_2), \end{aligned} \quad (10)$$

$\tau_{C0,5}/\tau_{H(0,1;0,9)}$

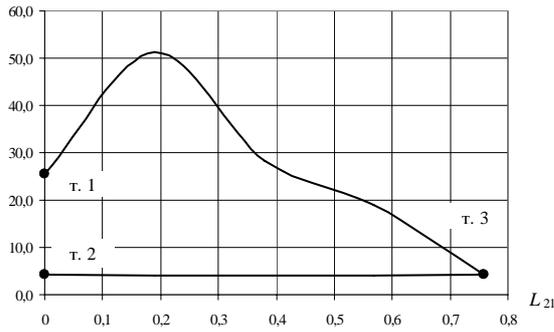


Рис. 4. Изменение отношения контролируемых временных параметров при $L_{H1} = 3$

– для нижней границы по r_2 (между точками т.1 и т.3)

$$b_0 = 23,9; \quad b_{11} = -1,87; \quad b_{12} = -7,759; \quad b_{22} = 3,59; \\ b_{32} = 3,46; \quad b_{42} = -0,448; \quad b_{11}^* = -0,277; \quad b_{12}^* = 1,21; \\ b_{13}^* = -0,871; \quad b_{14}^* = 0,709;$$

– для верхней границы по r_2 (между точками т.2 и т.3)

$$b_0 = 4,17; \quad b_{11} = 0,0348; \quad b_{12} = -6,63 \cdot 10^{-2}; \\ b_{22} = 5,77 \cdot 10^{-2}; \quad b_{32} = 0; \quad b_{42} = 0; \quad b_{11}^* = -8,69 \cdot 10^{-2}; \\ b_{12}^* = -1,21 \cdot 10^{-2}; \quad b_{13}^* = 0; \quad b_{14}^* = 0.$$

Как видно из рис. 4, для верхней границы по r_2 (между точками т.2 и т.3), изменение отношения

$$\frac{\tau_{C0,5}}{\tau_{H(0,1;0,9)}} \text{ мало. Напротив, при изменении парамет-$$

ров схемы в соответствии с нижней границей по r_2 (между точками т.1 и т.3), отношение изменяется достаточно сильно, а также имеется область, в которой одному и тому же значению отношения контролируемых временных параметров соответствуют различные значения L_{21} . Это позволяет произвести оптимальный выбор параметров r_2 и L_{21} , обеспечивающих заданное

$$\text{отношение } \left(\frac{\tau_{C0,5}}{\tau_{H(0,1;0,9)}} \right)^*.$$

На рис. 5 показан график изменения относительной энергии, выделяющейся в активном сопротивлении нагрузки $W^* = \frac{W_H}{W_1 + W_2}$, где W_H – энергия, выделяющаяся в активном сопротивлении нагрузки, W_1 – энергия, запасаемая ЕНЭ1, W_2 – энергия, запасаемая ЕНЭ2.

Величина W^* характеризует степень использования энергии, запасаемой в установке. Как видно из рисунка, при одних и тех же значениях L_{H1} относительная энергия выше на нижней границе зоны монотонности. Учитывая характер изменения W^* и возможность регулирования параметров установки, целесообразно выбирать режимы работы, соответствующие нижней границе области монотонности.

$W^*, \%$

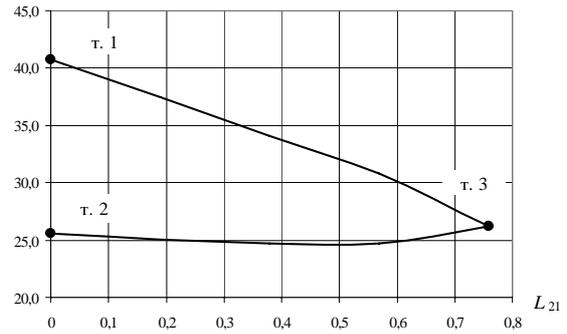


Рис. 5. Изменение относительной энергии при $L_{H1} = 3$

Расчеты показывают, что для безразмерных величин, характеризующих время нарастания и максимальное значение тока, имеют место следующие соотношения:

$$\tau_{H(0,1;0,9)} = b_0 + b_{11} \cdot P_1(x_1) + b_{12} \cdot P_1(x_2) + \\ + b_{22} \cdot P_2(x_2) + b_{32} \cdot P_3(x_2) + b_{42} \cdot P_4(x_2) + \\ + b_{11}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_1(x_2) + b_{12}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_2(x_2) + \\ + b_{13}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_3(x_2) + b_{14}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_4(x_2) \quad (11)$$

с коэффициентами для нижней границы по r_2 (между точками т.1 и т.3)

$$b_0 = 1,92; \quad b_{11} = 0,2; \quad b_{12} = -0,154; \quad b_{22} = 0,108; \\ b_{32} = -6,43 \cdot 10^{-3}; \quad b_{42} = 1,6 \cdot 10^{-2}; \quad b_{11}^* = -1,32 \cdot 10^{-2}; \\ b_{12}^* = 1,82 \cdot 10^{-3}; \quad b_{13}^* = 4,81 \cdot 10^{-2}; \quad b_{14}^* = -1,41 \cdot 10^{-2};$$

$$I_{\max} = b_0 + b_{11} \cdot P_1(x_1) + b_{12} \cdot P_1(x_2) + b_{22} \cdot P_2(x_2) + \\ + b_{11}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_1(x_2) + b_{12}^* \cdot P_1(x_1) \cdot P_2(x_2). \quad (12)$$

с коэффициентами для нижней границы по r_2 (между точками т.1 и т.3)

$$b_0 = 0,135; \quad b_{11} = -1,64 \cdot 10^{-2}; \quad b_{12} = 1,19 \cdot 10^{-2}; \\ b_{22} = 3,1 \cdot 10^{-3}; \quad b_{11}^* = 7,93 \cdot 10^{-4}; \quad b_{12}^* = -4,44 \cdot 10^{-4}.$$

В соотношения (11) и (12) переменные и полиномы вычисляются аналогично (9).

Погрешность соотношений, приведенных в работе, не превышает 10%.

Полученные в работе соотношения позволяют производить выбор параметров ЕНЭ для формирования в активно-индуктивной нагрузке импульса тока с монотонным нарастанием и спадом значений. Для этого используются следующие формулы, получаемые из (1) с учетом значений безразмерных параметров, имеющих фиксированное значение:

$$U_1 = \frac{2R_H \cdot i_{H\max}}{I_{\max}}; \quad (13)$$

$$C_1 = \frac{1}{2R_H} \cdot \frac{T_{H(0,1;0,9)}}{\tau_{H(0,1;0,9)}}; \quad (14)$$

$$L_1 = 2R_H \cdot \frac{T_{H(0,1;0,9)}}{\tau_{H(0,1;0,9)}}; \quad (15)$$

$$R_1 = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}; \quad (16)$$

$$U_2 = 0,1U_1; \quad (17)$$

$$C_2 = 100C_1; \quad (18)$$

$$L_2 = L_1 \cdot L_{21}; \quad (19)$$

$$R_2 = 2R_H \cdot r_2; \quad (20)$$

Порядок вычислений рассмотрим на следующем примере.

В активно-индуктивной нагрузке $R_H = 1$ Ом и $L_H = 1 \cdot 10^{-5}$ Гн требуется сформировать апериодический импульс тока с монотонным нарастанием и спадом значений, имеющий следующие амплитудно-временные характеристики: $T_{H(0,1;0,9)} = 1 \cdot 10^{-5}$ с, $T_{C0,5} = 3,5 \cdot 10^{-4}$ с и $i_{H \max} = 1 \cdot 10^3$ А.

Задаемся значением $L_{H1} = 7$ и решая уравнение (10) при $\frac{\tau_{C0,5}}{\tau_{H(0,1;0,9)}} = \frac{T_{C0,5}}{T_{H(0,1;0,9)}} = 35$ для нижней гра-

ницы монотонности, находим $L_{21} = 0,27$. Далее, используя (9), находим значение $r_2 = 1,148$. По (13) – (15), на основании исходных данных и соотношений (11) и (12), определяем: $U_1 = 2 \cdot 10^4$ В, $C_1 = 2,12 \cdot 10^{-6}$ Ф, $L_1 = 8,46 \cdot 10^{-6}$ Гн. Далее по (16) – (20) находим: $R_1 = 2$ Ом, $U_2 = 2 \cdot 10^3$ В, $C_2 = 2,12 \cdot 10^{-4}$ Ф, $L_2 = 2,29 \cdot 10^{-6}$ Гн, $R_2 = 1,15$ Ом. Расчетное значение дополнительной индуктивности, включаемой последовательно с нагрузкой, равно $L_D = L_{H1} \cdot L_1 - L_H = 4,92 \cdot 10^{-5}$ Гн.

Моделирование переходного процесса с рассчитанными параметрами схемы показало, что амплитудно-временные характеристики импульса тока в нагрузке отличаются от заданных значений не более чем на 5%.

ВЫВОДЫ

1. Определен вид области монотонности импульса тока. Получено описание границ области.

2. Показано, что для повышения степени использования энергии, целесообразно выбирать режимы работы, соответствующие нижней границе монотонности.

3. Приведены соотношения, связывающие временные параметры импульса тока и параметры элементов схемы для режимов, соответствующих нижней границе области монотонности.

Материалы статьи могут быть использованы для дальнейшего исследования испытательных установок, включающих параллельно работающие ЕНЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Михайлов А.К., Фоминич Э.Н., Хромов В.В. Методы и средства испытаний электрооборудования на стойкость к электромагнитным импульсам естественного и искусственного происхождения // Международный симпозиум по электромагнитной совместимости. ЭМС-93.(21-26 июня 1993 г.). Сборник научных докладов. Ч.3 – Санкт-Петербург: ЭЛТУ. – 1993. – С. 630 – 633.
2. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Кравченко В.И., Недзельский О.С., Дныщенко В.Н. Генератор тока искусственной молнии для натурных испытаний технических объектов // Приборы и техника эксперимента. – 2008. - №3. – С. 81 – 85.

3. Баранов М.И., Колиушко Г.М., Колобовский А.К., Кравченко В.И. Комплекс высоковольтного испытательного электрофизического оборудования экспериментальной базы НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ" // Вестник Национального технического университета "Харьковский политехнический институт". Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Электроэнергетика и преобразовательная техника. – Харьков: НТУ "ХПИ". - №4. – 2004. – С. 3 – 13.
4. Баранов М.И., Игнатенко Н.Н., Колобовский А.К. Применение мощных генераторов импульсных напряжений в схеме с замыкателем нагрузки для получения больших импульсных токов молнии // Вестник Национального технического университета "Харьковский политехнический институт". Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Электроэнергетика и преобразовательная техника. – Харьков: НТУ "ХПИ". - №4. – 2004. – С. 37 – 45.
5. Баранов М.И., Игнатенко Н.Н. Повышение энергетической эффективности разрядных цепей генераторов больших импульсных токов с мощными емкостными накопителями энергии // Вестник Национального технического университета "Харьковский политехнический институт". Сборник научных трудов. Тематический выпуск: Техника и электрофизика высоких напряжений. – Харьков: НТУ "ХПИ". - №49. – 2005. – С. 3 – 14.
6. Петков А.А. Разряд двух емкостных накопителей энергии на общую нагрузку // Вісник Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут". Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Техніка і електрофізика високих напруг. – Харків: НТУ "ХПИ". - №34. – 2007. – С. 79 – 85.
7. Губарев Г.Г., Северин В.П. Оптимизация параметров импульсных источников питания // Электричество. – 1983. - №1. – С. 64 – 65.
8. Губарев Г.Г., Конотоп В.В. Трехкритериальная оптимизация импульсных источников питания // Известия Академии наук СССР. Энергетика и транспорт. – 1984. - №6. – С. 66 – 73.
9. Кравченко В.И. Грозозащита радиоэлектронных средств: Справочник. – М.: Радио и связь, 1991. – 264 с.
10. Егоров А.Е., Азаров Г.Н., Коваль А.В. Исследование устройств и систем автоматики методом планирования эксперимента. / Под ред. В.Г. Воронова. – Харьков: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1986. – 240 с.

Поступила 07.11.2008

Петков Александр Александрович, к.т.н., с.н.с.
Научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт" Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко 47, НИПКИ "Молния" тел./факс (057) 707-62-80, e-mail: alexp@kpi.kharkov.ua

МІЛИХ ВОЛОДИМИР ІВАНОВИЧ

(До 60-річчя від дня народження)

22 червня 2009 р. виповнюється 60 років від дня народження і 37 років трудової діяльності доктора технічних наук, професора, завідувача кафедри "Електричні машини" Національного технічного університету "Харківський політехнічний інститут", відомого вченого в галузі електротехніки і електромеханіки Мілих Володимир Івановичу.

Володимир Іванович народився в с. В. Думчино Мценського району Орловської області у родині вчителів. У 1966 році закінчив середню школу у м. Мценськ і поступив на навчання до Харківського політехнічного інституту за спеціальністю "Електричні машини та апарати". Під час навчання отримав трудовий гарт через щорічну працю у студентських будівничих загонах на теренах Харківської, Читинської і Тюменської областей, у Криму і Угорщині. Закінчивши інститут у 1972 р., розпочав науково-технічну діяльність в Особливому дослідно-конструкторському бюро ФТІНТ АН УРСР, де приймав участь у розробці та дослідженнях надпровідникових електричних машин на посаді інженера.

У 1975 році В.І.Мілих повернувся до Харківського політехнічного інституту, вступивши до очної аспірантури на кафедру загальної електротехніки. Після її закінчення він у 1978 році захистив дисертацію і здобув наукову ступінь кандидата технічних наук, а згодом у 1985 р. - і наукове звання доцента.

З 1978 року починається новий етап трудової діяльності В.І.Мілих, пов'язаний з викладацькою і науковою роботою на кафедрі загальної електротехніки НТУ "ХПІ" (з 1978 р. - асистент, з 1982 р. - ст. викладач, з 1984 р. - доцент, з 1997 р. - професор, і одночасно з 1993 р. - заступник завідувача кафедри).

Свою наукову діяльність він присвячує дослідженню та удосконаленню електричних машин, серед яких до його інтересів входять прокатні і тягові машини постійного струму, лінійний електродвигун для стартового прискорення літаків, а також машини із застосуванням надпровідності. Він публікує багато наукових праць у таких авторитетних журналах як "Известия АН СССР. Энергетика и транспорт", "Электричество", "Электротехника", "Электромеханика", "Техническая электродинамика" і стає визнаним фахівцем в області розрахунку і аналізу електромагнітних полів і процесів у електричних машинах.

Результати досліджень В.І.Мілих узагальнює у дисертації "Чисельне моделювання електродинамічних процесів у машинах постійного струму з високими питомими навантаженнями", яку захищає в 1996 р. і стає доктором технічних наук, а у 2002 році отримує ще й вчене звання професора. Він продовжує активну наукову роботу як керівник держбюджетних та госпдоговірних НДР, а до його наукових напрямків додаються потужні турбогенератори, електричні машини

з напівпровідниковими перетворювачами, лінійний двигун для сейсмозвідки корисних копалин, створення віртуальної електромашинної лабораторії.

У вересні 2004 р. В.І.Мілих обирається на посаду завідувача кафедри "Електричні машини" НТУ "ХПІ". Тут він продовжує традиції кафедри і активно розвиває

науково-методичну роботу та зв'язки з профільними підприємствами, на яких студенти проходять усі види практики і працевлаштовуються, очолює наукову школу з електричних машин, що діє на кафедрі.

В.І. Мілих проводить активну науково-громадську роботу. Він є членом Науково-методичної комісії МОН України з електротехніки та електромеханіки, редакційно-видавничої ради НТУ "ХПІ", редколегій журналу "Електротехніка і Електромеханіка" і Вісника НТУ "ХПІ" "Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів", членом оргкомітетів Міжнародного

симпозіуму SIEMA "Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів" і Всеукраїнської науково-технічної конференції студентів "Електротехніка, електроніка і мікропроцесорна техніка", керівником семінару "Електромагнітні та теплові процеси високо використаних електричних машин" Наукової ради НАНУ з комплексної проблеми "Наукові основи електроенергетики", членом спеціалізованої вченої ради з захисту докторських та кандидатських дисертацій.

Професор В.І. Мілих опублікував понад 180 наукових праць, він автор 8 винаходів, а також автор або співавтор біля 50 навчально-методичних розробок, у т.ч. 12 навчальних посібників. Особливо відомим є його навчальний посібник "Електротехніка та електромеханіка", а також підручник "Електротехніка, електроніка та мікропроцесорна техніка", чотири тисячний тираж яких розійшовся по Україні і використовується у багатьох ВНЗ. З метою кращого розуміння один одного вченими України він підготував і запропонував для загального використання "Літерні позначення величин та параметрів електричних машин".

Протягом своєї педагогічної діяльності В.І. Мілих викладає низку навчальних дисциплін, серйозну увагу приділяє роботі зі студентами, які опублікували з ним десятки наукових праць, багаторазово ставали призерами і переможцями Всеукраїнських студентських олімпіад і конкурсів наукових робіт. Окрім того, під його керівництвом захищені дві кандидатські дисертації і продовжують навчання нові аспіранти.

За вагомий внесок в науково-методичну роботу В.І. Мілих надане звання "Відмінник освіти України".

Друзі, колеги та численні учні ювіляра зичать Володимир Івановичу доброго здоров'я та довгих років плідної діяльності.

Редакція журналу "Електротехніка і Електромеханіка" щиро приєднується до цих теплих побажань.



РУДАКОВ ВАЛЕРИЙ ВАСИЛЬЕВИЧ

(К 60-летию со дня рождения)

Валерий Васильевич Рудаков родился 23 мая 1949 года в г. Шепетовка, Хмельницкой области. В 1966 году поступил на учебу в Харьковский политехнический институт (ХПИ) на инженерно-физический факультет, который в 1972 году с отличием окончил по специальности "Инженерная электрофизика".

С 1972 по 2005 годы активно работал научным сотрудником на разных должностях в известном многим Научно-исследовательском и проектно-конструкторском институте (НИПКИ) "Молния" Национального технического университета (НТУ) "ХПИ". Здесь он проявил себя высококвалифицированным специалистом в области высоковольтной импульсной техники (ВИТ), непосредственно связанной с накопителями электрической энергии.

С 1974 по 1977 годы Валерий Васильевич учился в очной аспирантуре ХПИ по специальности "Техника высоких напряжений". В 1979 году В.В. Рудаков успешно защитил кандидатскую диссертацию на актуальную тему "Исследования электрических полей на краях обкладок высоковольтных импульсных конденсаторов" в ученом совете при Томском политехническом институте. В 1983 году В.В. Рудакову было присуждено ученое звание старшего научного сотрудника. С 1996 по 1999 годы он учился в докторантуре НТУ "ХПИ". В октябре 1999 года Валерий Васильевич защитил докторскую диссертацию на тему "Сильные электрические поля в конденсаторных конструкциях и усовершенствование высоковольтных силовых конденсаторов".

К значимым в области ВИТ научно-техническим достижениям В.В. Рудакова следует отнести предложенную и развитую им теорию разрушения твердой изоляции в неоднородных сильных электрических полях, базирующуюся на концепции "напряженного объема". Данная теория позволила прогнозировать рабочий ресурс высоковольтных конденсаторных конструкций в зависимости от их геометрических параметров и характера распределения в них сильного электрического поля. В этот период им был проведен большой комплекс научных исследований по определению кратковременной электрической прочности традиционных и новых конструктивных диэлектриков для высоковольтных устройств, усовершенствованию высоковольтных импульсных конденсаторов, созданию формирующих линий, емкостных делителей напряжения для не резонирующих трансформаторов, разработке и созданию устройств для уникальных по своим параметрам генераторов высокого напряжения и больших импульсных токов, работающих в нано – и микросекундном временных диапазонах.

В 2004 году Министерством образования и науки Украины он был награжден знаком "Відмінник освіти

України". В 2006 году В.В. Рудаков был избран академиком Академии Высшей школы Украины. В 2006 году он в составе авторского коллектива ученых НТУ "ХПИ" за разработку и создание уникальных образцов ВИТ был удостоен Государственной премии Украины в области науки и техники. Он является единственным в Украине ученым с научной степенью доктора технических наук, который активно трудится в области разработки и создания высоковольтных импульсных конденсаторов на уровне напряжения от единиц киловольт до единиц мегавольт.

В.В. Рудаковым в качестве научного руководителя работ разработано и создано более 140 типов высоковольтных конденсаторов серии КИМ и мощных блоков генераторов, которые успешно эксплуатируются как в Украине, так и далеко за ее пределами (например, в России, Болгарии, США и Корее). Научную работу Валерий Васильевич вот уже многие годы успешно совмещает с педагогической



деятельностью. Вначале он выполнял учебную нагрузку по совместительству на электроэнергетическом и физико-техническом факультетах НТУ "ХПИ". В это время им были разработаны учебные курсы по технике и электрофизике высоких напряжений, надежности и диагностике разнообразной электрической изоляции, аккумулярованию и передаче электрической энергии и электротехническим материалам. С 2005 года В.В. Рудаков, получив ученое звание профессора, стал возглавлять кафедру "Инженерная электрофизика" НТУ "ХПИ", где он в настоящее время плодотворно реализует свой накопленный научный и учебно-педагогический опыт. Создает условия для воспитания молодых педагогических кадров, модернизации лабораторного оборудования и усовершенствования учебно-воспитательного процесса. При этом он не забывает и об научно-практической работе по совместительству в НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ", продолжая руководить там отделом. С 2002 года он сотрудничает с редакцией нашего журнала как автор статей и член редколлегии.

Валерий Васильевич является членом двух спецсоветов по защите диссертаций. Он подготовил одного кандидата технических наук, сейчас руководит подготовкой диссертаций докторанта и аспиранта. В.В. Рудаков является автором 20 изобретений и более 110 научных трудов и учебных пособий.

Ректорат НТУ "ХПИ", деканат физико-технического факультета, сотрудники кафедры "Инженерная электрофизика" и НИПКИ "Молния" университета желают уважаемому Валерию Васильевичу крепкого здоровья, дальнейших творческих успехов в педагогической работе и научно-технических исследованиях.

Редакционная коллегия журнала "Электротехника и электромеханика" присоединяется к этим пожеланиям.

Abstracts

Electrical Mashines and Apparatus

Baranov M.I.

Application of new vacuum switchboards in high-current circuits of powerful high-voltage electrophysical installations and emergency protection circuits of power electrical equipment.

The paper reviews a series of recent foreign research in the field of creation and application of new-generation controlled and uncontrolled vacuum switchboards in both high-current discharge circuits of powerful high-voltage electrophysical installations intended for scientific and technological purpose and also in emergency protection devices of power electric equipment.

Key words – vacuum switchboards, high-current circuits, high-voltage installations, emergency protection devices.

Bolyukh V.F., Rassokha M.O.

Influence of an electromagnetic screen geometry on disk-shaped electromechanical impact converter work.

Research into a thin electromagnetic screen's influence on operational characteristics of a disk-shaped electromechanical impact converter is presented. Criteria of the electromagnetic screen efficiency estimation are proposed. They allow for external magnetic field, electrical-to-kinetic conversion efficiency, and increase in the converter dimensions. The main regularities of the electromagnetic screen's influence on the operating efficiency of the converter are determined.

Key words – electromagnetic screen, electromechanical converter, efficiency, estimation.

Golenkov G.M., Veremeenko A.V., Bogaenko M.V., Popkov V.S.

Techniques for electromechanical characteristics specification for a linear asynchronous motor with conductive layer on the finger.

Electromechanical propulsion performance characteristics of a linear asynchronous motor with conductive layer on the finger are obtained. Parameters of the propulsion performance characteristics are calculated via a numerical finite-element method with FEMM program and verified experimentally.

Key words - linear asynchronous motor, electromechanical propulsion performance characteristics, parameters.

Zhemerov G.G., Kolesnik V.J.

A compensated asynchronous machine with a square rotor.

The article considers a compensated asynchronous machine that consists of a power active filter and an asynchronous machine switched in parallel. The starting system of the asynchronous machine is set at the nominal voltage of 380 V and power of 75

5 kW. An equivalent circuit of the system is given, time diagrams of voltage and currents in the system are built for starting of the asynchronous machine with and without the power active filter.

Key words – compensated asynchronous machine, power active filter, starting characteristics.

Zagirniak M.V., Podorozhniy S.V.

Optimum design of a suspended separator round electromagnet.

A method of optimum design of a suspended separator round electromagnet has been developed. This method makes it possible to choose the optimum magnetic system configuration aiming at expenditure minimization in both production and operation spheres.

Key words – suspended magnetic separator, multicriteria optimization.

11 *Malyar A.V.*

Optimization of balance of electric drive of the rod oil-pumping unit.

A technique for studying a rod oil-pumping unit balance based on mathematic modeling of its kinematic scheme functioning and electric drive system is proposed, which allows taking into account irregularity in the driving motor rotor speed during the plunger pump operation cycle.

Key words – rod oil-pumping unit, balance factor, asynchronous electric drive, plunger pump.

Milykh V.I., Badovsky V.A.

A numeral-field analysis of power interactions in a turbogenerator.

The principle of determination of electrodynamic forces acting on winding conductors and electric machine electromagnetic moment via results of numerical calculation of magnetic field in the electric machine cross-section is presented. Numerical analysis of force interactions in a powerful turbogenerator is performed on this basis.

Key words – turbogenerator, magnetic field, electrodynamic forces, electromagnetic moment, numerical analysis.

Ostashevsky N.A., Ivanenko V.N., Petrenko A.N.

Losses in a frequency-controlled asynchronous motor under different laws of control and types of frequency converters.

The paper considers and analyzes specificity of calculation of losses in a frequency-controlled asynchronous motor under different laws of control, namely, law of proportional control, law of quadratic control, law of control under sustained power.

Key words – frequency-controlled asynchronous motor, laws of control, losses, calculation.

25

29

32

37

Juriev A.S., Kulshitsky L.P., Evzikova E.G.

Peculiarities of multilevel windings coils geometry.

For multilevel double-layer windings of electrical machines, composed of simplex wave or simplex rigid lap coils, a calculation procedure of

42 coil end parts for each level of its layout in the stator slots has been developed.

Key words – **traction asynchronous motors, electrical motors, multilevel double-layer windings, coil end parts, calculation procedure.**

Electrical Engineering: Theory

Baida E.I.

To the problem of degree of conducting-cylinder shielding of external altering magnetic field.

The paper deals with a mathematical modeling problem for processes in a conductor exposed to external altering magnetic field. Also, problems concerning shielding of the external field by thin conducting cylindrical shells are considered in two- and three-dimensional formulation.

Key words – **external altering magnetic field, shielding, thin conducting cylindrical shell, mathematical modeling.**

45

Bondar O.I.

50

Analysis of electromagnetic processes in a nonlinear parametrical electrochemical circuit under non-sinusoidal input voltage action

In the work, a nonlinear parametrical model of a circuit with a metal sedimentation electrolyzer, which takes into account inductance of the circuit, cathode and anode processes, as well as time change of electrolyte resistance, is introduced. Time dependences of cathode polarization and average value of metal deposition current in the nickel plating electrolyzer with a source of three-phase rectified non-sinusoidal input voltage are obtained via the numeric solution of the circuit electromagnetic state equations set.

Key words – **pulse electrolysis, mathematical modeling, numeric solution, cathode processes.**

High Electrical and Magnetic Field Engineering

Baranov M.I.

Approximate calculation of temperature in the spherical corona microdipole polarized water shell of a ball lightning.

The paper presents an approximate estimation of the maximal temperature in a microdipole corona macroscopic water shell of a ball lightning arising in the atmospheric air and containing the central macroscopic electron kernel with the external polarized water shell surrounding it.

Key words – **ball lightning, atmospheric air, electron kernel, water shell, electric dipole, electric corona; temperature.**

Batygin Yu.V., Bondarenko A.Yu., Drachenko S.A.

Electrodynamic forces in a single-turn inductor system with a thin-wall nonmagnetic conductor.

The paper proves that, for intensive penetration of operating fields, calculations of magnetic pressure must be only made with application of original Lorentz force expressions. The known dependence with the difference of squares of tangent components of magnetic field intensity vector on boundary surfaces of a conductor loses validity. It is revealed that time oscillation of electrodynamic forces, which is physically equivalent to action of variably directed forces, results in the integral zero of magnetic pressure on the conductor.

Key words – **single-turn inductor system, thin-wall nonmagnetic conductor, magnetic pressure, calculation.**

53

Batygin Yu.V., Gnatov A.V., Serikov G.S.

61

Calculation of forces in a rectangular-geometry induction inductor system with a non-ferromagnetic massive screen and a work-piece.

The article is dedicated to calculating the main characteristics of an induction inductor system of rectangular geometry with a non-ferromagnetic massive screen and a sheet work-piece in a low frequency regime. Some analytical relations for induced currents and electrical dynamic attractive and repulsive forces excited are obtained. A quality analysis shows that time-integral action of the attracting forces has cumulative nature and the repelling forces integral action tends to zero.

Key words – **induction inductor system, non-ferromagnetic massive screen, sheet thin-walled work-piece.**

Petkov A.A.

65

Formation of a current impulse with monotonous increase and droop of values at parallel work of two capacitor stores.

In the work, the range of scheme parameters ratio at which a current impulse with monotonous increase and droop of values is formed in loading is specified. Expressions for specification of digit circuit elements values are given.

Key words – **current pulse, rise time, digit circuits, test device, controlled parameters, energy capacitive storage.**

УДК ...

Ю.А. Шумилов, Б.В. Клименко

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ СТАТЕЙ ТА ІНФОРМАЦІЙНИХ МАТЕРІАЛІВ У ЖУРНАЛІ "ЕЛЕКТРОТЕХНІКА І ЕЛЕКТРОМЕХАНІКА"

Текст анотації українською мовою, до 5 рядків (для громадян України).

Текст анотації на руськом языке, до 5 строк.

ВСТУП

У журналі публікуються результати досліджень і огляди у області електричних машин і апаратів, сильних магнітних полів, електричних станцій, електричного транспорту та теоретичної електротехніки, що не публікувалися раніше, методичні матеріали за напрямами підготовки "Електротехніка і електротехнології" та "Електромеханіка", а також інформаційні матеріали за профілем журналу.

Редакція звертає увагу авторів – здобувачів наукових ступенів та вчених звань на необхідність структурування статей згідно з вимогами, наведеними у Постанові Президії ВАК України від 15.01.2003 р., №7-05/1, п. 3 (див. ЕіЕ 2003'1).

Пакет документів, що направляється в редакцію повинен містити наступні складові.

1) У друкованому вигляді:

– стаття або інформаційний матеріал (1 прим.) на аркушах паперу формату А4 густиною 80 – 90 г/м², віддрукований на лазерному принтері з роздільною здатністю не менше 300 dpi;

– акт експертизи з печаткою (для громадян України). Офіційний лист з проханням опублікувати статтю (для громадян зарубіжних країн);

– рецензія (підписується доктором наук і засвідчується печаткою);

– копія документа про оплату за публікацію.

2) В електронному варіанті:

– стаття або інформаційний матеріал, виконаний у відповідності до даних вимог (без колонитулів та нумерації сторінок);

– анотація англійською мовою (автори, назва статті, анотація, ключові слова);

– відомості про авторів (прізвище, ім'я, по-батькові повністю, дата народження, назва організації, посада, поштова адреса, вчений ступінь, вчене звання, контактні телефони, факс, e-mail).

Анотація та відомості про авторів оформлюються у вигляді окремого документа Microsoft Word з довільним форматуванням.

Оригінал статті або інформаційних матеріалів готується тільки з використанням редактора Microsoft Word однією з трьох мов: українською, російською або англійською.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ

Всі розділи підготовленої в редакторі Microsoft Word 97 – 2003 статті повинні мати поля: зліва, справа, зверху – по 2 см, знизу – 2,5 см. Заповнення останньої сторінки повинно бути не менше 80%.

Видавниче оформлення статті містить такі елементи:

– код УДК (10 рт вирівнювання зліва);

– список авторів (ініціали, прізвище(а), 10 рт вирівнювання зліва);

– назва статті (Times New Roman 12 рт, жирний, вирівнювання зліва, заголовні букви, перенесення слів не допускається);

– анотації статті українською (обов'язково тільки для громадян України) і російською мовою, обсягом до 5 рядків кожна, оформляються шрифтом Times New Roman 9 рт, жирний, курсив;

– основний текст статті;

– список літератури;

– дата надходження рукопису у редакцію;

– додаткові відомості про авторів.

Елементи статті розділяються інтервалами в один рядок 10 рт.

ОСНОВНИЙ ТЕКСТ СТАТТІ

Текст розміщується у двох колонках, відстань між якими 0,5 см. Абзаци відступи – 0,75 см. Текст набирається шрифтом Times New Roman 10 рт з одиничним міжрядковим інтервалом. Допускається розділення тексту на розділи. Назва розділу оформляється заголовними буквами і центрується, нумерація – не обов'язкова (розділи ВСТУП, ВИСНОВОК, а також СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ не нумеруються). Перед назвою розділу вставляється один порожній рядок.

Рисунки і таблиці допускається розміщувати в одній колонці. Назви рисунків і таблиць (9 рт) розташовуються по центру.

Таблиця 1

Розміри полів тексту статті

Поле зліва	20 мм
Поле справа	20 мм
Поле зверху	20 мм
Поле знизу	25 мм

Рисунки оформлюються як окремі об'єкти, виконуються в редакторі рисунків Microsoft Word або вставляються в текст статті у форматі *bmp* або *jpg*.

Розташування рисунка поверх тексту і застосування альбомної орієнтації не допускається.

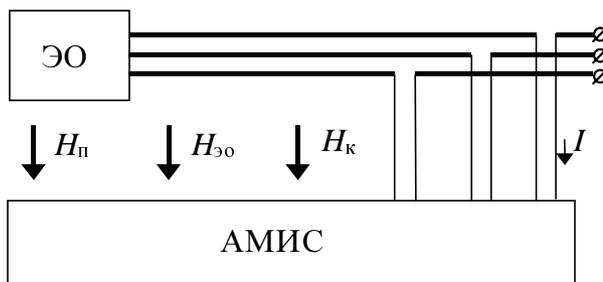


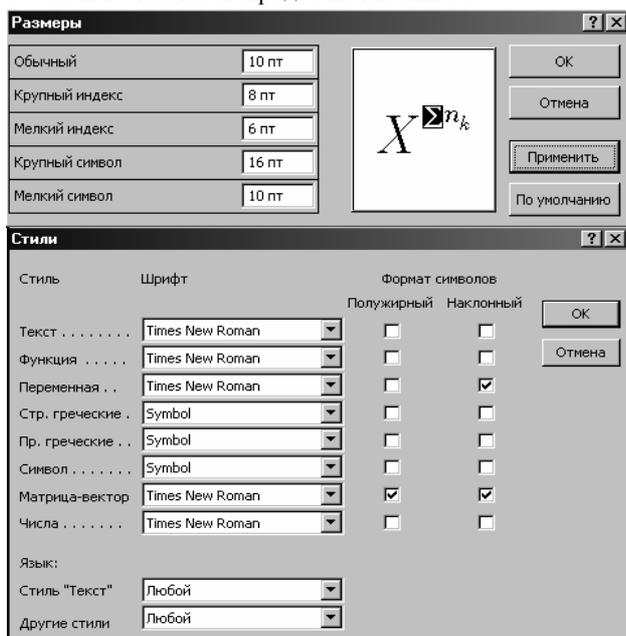
Рис.1. Функціональна схема пристрою

Математичні формули створюються у вигляді окремих об'єктів *тільки в редакторі формул Microsoft Equation*, розташовуються по центру і нумеруються в межах статті, номер притиснутий до правої сторони колонки. За формулою має слідувати розділовий знак, а якщо формула містить пояснення, то вони повинні починатися з нового абзацу із слова "де" без відступу

$$N = \frac{\tau_{u \max}}{T_k \text{ внутр}}, \quad (1)$$

де $\tau_{u \max}$ - ..., $T_k \text{ внутр}$ - ...

Налаштування редактора формул для меню "Розмір" та "Стиль" символів представлені нижче:



Кириличні символи у формулах повинні бути виконані в стилі "Текст".

Щоб уникнути різного роду накладень символів у формулах не рекомендується застосовувати символ ділення $/$, літеру ℓ , а також змінювати розмір об'єкту формули. Крім того, бажано використовувати символ множення у вигляді крапки.

Великі вирази і рівняння необхідно записувати у декілька рядків

$$Y = \varphi_0(S_n) + \gamma_0 \cdot \int_{S=0}^{S_n} \varphi_0 \cdot \sin(S_n - S) \cdot dS + \gamma_0^2 \cdot \int_{S=0}^{S_n} P_0(S) \cdot \cos(S_n - S) \cdot dS. \quad (2)$$

Символи у формулах і в тексті статті повинні мати однакові зображення. Об'єкти Microsoft Equation у тексті статті розташовувати небажано.

Список літератури розміщується після основного тексту. Розмір шрифту – 9 pt. Після відступу одного порожнього рядку (10 pt) від основного тексту по

центру колонки розташовують слова СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ. Нумерація джерел – у порядку послідовності по тексту або в алфавітному порядку, після номеру ставиться крапка.

ВИСНОВОК

Якщо Ви робите посилання на формули, рисунки, таблиці або літературу, необхідно використовувати наступні позначення: (1), (1) і (2), (1) – (4); рис. 1, рис. 1,а, рис. 1 і 2; табл. 1, табл. 1 і 2; [1], [1 – 3, 5].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. P.V. Johns, "A symmetrical condensed node for the TLM method", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, Apr. 1997, pp. 370-377.
2. Шимони К. Теоретическая электротехника. – М.: Мир, 1964. – 272 с.
3. Лавров В.Я. Численно-аналитический метод расчета помехонесущих магнитных полей // Техн. электродинамика. – 1983. - № 61. - С. 18-21.
4. Пат. 14813 А Україна. МКИ G 01 R 33/24. Спосіб визначення залишкової та індукованої складових компонента магнітної індукції статичного зовнішнього магнітного поля феромагнітного виробу / А.В. Срисов, В.С. Лупіков, В.Ю. Розов та ін.— №95125251; Заявлено 12.12.95; Опубл. 30.06.97. Бюл. №3. — 6 с.
5. Минкевич А.В. Физическое пространство — время и релятивистская космология // Тез. докл. 10-й Росссийск. Гравитац. конф. "Теоретические и экспериментальные проблемы общей теории относительности и гравитации" (г. Владимир, 20-27 июня 1999 г.). — М.: РГО, 1999. — с. 84.

Після списку літератури, через інтервал в один рядок розміром 10 pt, мовою оригіналу вказують дату надходження статті в редакцію журналу (розмір 9 pt, курсив, розташування по правому краю). Наприклад:

Поступила 09.06.09

або

Надійшла 09.06.09

Наприкінці статті наводять додаткові дані про авторів статті, наприклад:

Шумилов Юрий Андреевич, д.т.н, проф.
 Национальный технический университет Украины,
 "Киевский политехнический институт",
 кафедра электромеханики,
 Украина, 03056, Киев, пр. Победы, 37,
 тел. (044) 241 76 38, e-mail: yuriy2007@voliacable.com

Клименко Борис Володимирович, д.т.н, проф.
 Национальный технический университет "Харківський політехнічний інститут"
 Україна, 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПІ",
 кафедра "Електричні апарати"
 тел. (057) 707-62-81, e-mail: kbv@kpi.kharkov.ua

Недотримання авторами наведених вище вимог може затримати редакційну підготовку статті.

Матеріали приймаються за адресою:

Кафедра "Електричні апарати", НТУ "ХПІ", вул. Фрунзе, 21, м. Харків, 61002, Україна

Електронні варіанти матеріалів по E-mail: ie@kpi.kharkov.ua

Довідки за телефонами: (057) 707-62-81 Клименко Борис Володимирович, Злунціна Наталя Ростиславівна

НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ

ЕЛЕКТРОТЕХНІКА І ЕЛЕКТРОМЕХАНІКА ЭЛЕКТРОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА ELECTRICAL ENGINEERING & ELECTROMECHANICS

2009'3

**Рекомендовано до видання Вченою радою
Національного технічного університету
«Харківський політехнічний інститут»
Протокол №7 від 29 травня 2009 р.**

Технічне редагування : Ємельянов Вадим Леонідович
тел. + 8 057 707 69 76
e-mail: evl@kpi.kharkov.ua

Секретар редакції: Злуніцина Наталя Ростиславівна
тел. + 8 057 707 62 81
e-mail: eie@kpi.kharkov.ua

Підписано до друку 28.05.2009 р.
Формат 60 × 90 1/8. Папір Prima Copy
Друк - лазерний. Ум. друк. арк. 9,5.
Наклад 300 прим. 1-й завод - 100. Зам. № 263. Ціна договірна.



НТУ "ХПІ". 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21

Дизайн та оформлення обкладинки ФОП Тимченко А.М. 61124, Україна, м. Харків-124, а/с 2249

Надруковано ТОВ "Сучасний друк" на цифровому видавничому комплексі
ХероxDocuTech135, м. Харків, вул. Лермонтовська, 27
