



Електротехніка і Електроомеханіка

Электротехника и Электромеханика

Electrical engineering & Electromechanics

2009'4



Електротехніка і Електромеханіка
Электротехника и Электромеханика
Electrical engineering & Electromechanics

EIE

Науково-практичний журнал

2009'4

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

Блошенко И.Я.	Разработка тяговых электродвигателей для железнодорожного и городского электрифицированного транспорта Украины	5
Болюх В.Ф., Коритченко К.В.	Основні напрямки розвитку електромеханічних імпульсних прискорювачів	7
Бондаренко В.Е., Веприк В.Ю.	Уравнения и параметры электрических машин в моделях электрических сетей с узлами двигательной нагрузки	14
Веприк Ю.Н., Минченко А.А.	Коммутационные перенапряжения в электропередаче 750 кВ	17
Гусаров А.А., Ковалев Е.Б.	Аналитическое определение установившегося температурного поля в обмотке ротора с учетом вытеснения тока в пазу асинхронного электродвигателя с короткозамкнутым ротором	21
Зинченко Е.Е., Финкельштейн В.Б.	Методика расчета вентильных индукторно-реактивных двигателей	24
Литвиненко В.В.	Качественный анализ эффекта близости в индукционно-динамическом приводе с витой катушкой	30
Милых В.И., Бадковский В.А.	Принципы полнофакторного численно-полевого анализа режима нагрузки турбогенератора	33
Сосков А.Г., Сабалаева Н.О.	Расчёт коммутационных перенапряжений в гибридных контакторах постоянного тока и способы их ограничения	38
Харчишин Б.М.	Узагальнена статична характеристика поляризованого двигуна гребінцевого типу з дисиметричною структурою	43

Теоретична електротехніка

Баранов М.И.	Электрофизический эффект взаимного фазового смещения возбуждающего и индукционного импульсных токов различной частоты в тонких и массивных проводниках	47
---------------------	--	-----------

Техніка сильних електричних та магнітних полів

Баранов М.И.	Упрощенные физические основы электроразрядных процессов в высоковольтных многозачорных конденсаторных конструкциях	53
Батыгин Ю.В., Гнатов А.В.	Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с ферромагнитными массивным экраном и листовой заготовкой	56
Петков А.А.	Переходные процессы при программируемой коммутации подобных емкостных накопителей энергии	60
Сериков Г.С.	Компьютерный комплекс для измерения характеристик магнитно-импульсных индукторных систем	65

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.

И.Я. Блошенко

РАЗРАБОТКА ТЯГОВЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ ДЛЯ ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОГО И ГОРОДСКОГО ЭЛЕКТРИФИЦИРОВАННОГО ТРАНСПОРТА УКРАИНЫ

Обґрунтовані основні напрямки по розробкам тягових електродвигунів для знову створюваних в Україні перспективних локомотивів, електро- та дизель-поїздів, трамваїв, троллейбусів.

Обоснованы основные направления по разработкам тяговых электродвигателей для вновь создаваемых в Украине перспективных локомотивов, электро- и дизель-поездов, трамваев, троллейбусов.

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с Государственной Программой "Развитие рельсового подвижного состава социального назначения для железнодорожного транспорта и городского хозяйства", принятой Постановлением Кабинета Министров Украины №769 от 02.06.98 г., предусмотрено создание в Украине в кратчайшие сроки перспективных моделей электровозов, тепловозов, электро- и дизель-поездов, трамваев, троллейбусов с разработкой тягового электрооборудования и тяговых электрических машин специалистами ГП завод "Електротязмаш".

ОБОСНОВАНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЯГОВЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

Высокие технико-экономические показатели создаваемых в Украине перспективных локомотивов, электроподвижного состава (ЭПС) и электрифицированного городского транспорта, их надежная работа в тяжелых эксплуатационных условиях определяются качественным уровнем разработки тяговых электродвигателей (ТЭД). ТЭД, как обязательный элемент преобразования электрической энергии в механическую в электрифицированных транспортных средствах, является электрической машиной предельной мощности, которая должна обеспечить требуемые выходные параметры в минимально возможном объеме из-за жестких габаритных ограничений при высокой надежности в течение длительного срока службы.

Как известно, тяговые свойства электрифицированных транспортных средств характеризуются силой тяги F (кН) и расчетной скоростью движения v (км/ч), при этом редуктор, являясь усилителем момента, одновременно увеличивает частоту вращения вала ТЭД в кратности передаточного отношения μ , позволяя выполнить ТЭД в наименьших габаритах.

Связь между скоростью движения, силой тяги колесной пары и основными параметрами ТЭД, характеризующимися мощностью P , (кВт), моментом M (нМ) и частотой вращения n (об/мин), выражаются зависимостями:

$$P = P_{\text{кп}} = U \cdot I \cdot \eta \cdot \eta_p \cdot 10^{-3} = 0,278 \cdot F_{\text{кп}} \cdot v_{\text{кп}},$$

$$I = \left[\epsilon_{\text{к ср}} / (U \cdot 2p) \right] \cdot (D_{\text{вк}} / V_{\text{max}}) \cdot V_{\text{к max}},$$

$$M = (F_{\text{кп}} \cdot D_{\text{вк}}) / (2 \cdot \mu \cdot \eta_p) = (U \cdot I \cdot \eta) / n = 1,57 \cdot \alpha \cdot B_{\delta} \cdot A \cdot D^2 \cdot L,$$

$$D^2 \cdot L = 2 / \pi \cdot 2M / f_{\text{к}},$$

$$n = (v_{\text{кп}} \cdot \mu \cdot 5,3) / D_{\text{вк}} = (60 \cdot K_{\Delta U} \cdot U \cdot a) / (\Phi \cdot N \cdot P),$$

$$P \cdot n_{\text{max}} = (1,42 \cdot F_{\text{кп}} \cdot \mu \cdot V_{\text{max}}^2) / (D_{\text{вк}} \cdot K_v),$$

где U – напряжение на выводах ТЭД, В; I – ток якоря, А; V_{max} – максимальная скорость локомотива, км/ч; $V_{\text{к max}}$ – максимальная скорость на поверхности коллектора, м/с; η – к.п.д. ТЭД; η_p – к.п.д. редуктора; D , L – диаметр и длина сердечника якоря ТЭД, м; $D_{\text{вк}}$ – диаметр ведущего колеса; α – коэффициент полюсного перекрытия; B_{δ} – индукция в воздушном зазоре, Тл; Φ – магнитный поток, Вб; a – число пар параллельных ветвей обмотки якоря; p – число пар полюсов; N – число проводников обмотки якоря; $\epsilon_{\text{к ср}}$ – среднее межламельное напряжение, В; $K_{\Delta U}$ – коэффициент, учитывающий падение напряжения в элементах ТЭД, В; $f_{\text{к}}$ – удельная касательная сила, Н/м²; K_v – скоростной диапазон.

Анализ вышеприведенных зависимостей показывает, что ТЭД являются наиболее напряженными электрическими машинами по коммутационным и потенциальным условиям, по токосъему, нагреву, механической прочности.

Чтобы обеспечить массогабаритные показатели на уровне лучших мировых образцов разработка ТЭД с повышенной мощностью и моментом проводилась в следующих основных направлениях:

- повышения электромагнитных нагрузок без снижения надежности ТЭД;
- применение нагревостойкой пленочной изоляции класса "Н" на основе ароматических полиимидов, позволяющих повысить рабочую температуру обмоток до 230 °С, увеличить вдвое значение электрической прочности и существенно повысить коэффициент заполнения паза;
- повышение плотности тока под щетками;
- интенсификация вентиляции с обеспечением лучшего отвода тепловых потерь;
- применением новых конструктивных решений узлов ТЭД с повышенной точностью изготовления и уровня технологии.

Высокие электромагнитные нагрузки потребовали обеспечения надежного токосъема, при котором степень искрения при коммутации во всем диапазоне рабочих характеристик ТЭД не должна превышать 1,5 балла по ГОСТ 183-74.

Решение этой проблемы связано с методами расчета реактивной ЭДС, определением распределения магнитных потоков добавочных и главных полюсов, реакции якоря с учетом особенности конструкции магнитопровода, с обеспечением надежной работы коллекторно-щеточного узла и повышением комму-

тирующей способности щеток.

При выборе марок щеток учитывается их способность обеспечивать хорошую коммутационную работу скользящего электрического контакта с приемлемыми для эксплуатации показателями износа коллекторов и щеток. Применяемые при этом электрографитированные щетки из сажевых компонентов со специальной пропиткой обеспечивают номинальную плотность тока до 17 А/см^2 , допускают максимальные окружные скорости на коллекторе 60 м/с при коэффициенте трения не более 0,15. Для стабильной работы контактной пары коллектор-щеткой недопустимым является даже плавное биение рабочей поверхности коллектора, износостойкость которого повышается применением легирующих присадок из кадмия, магния, циркония к электролитической коллекторной меди, повышаются также механические характеристики стальных деталей коллектора. Применяемые современные радиальные щеткодержатели имеют специальные нажимные устройства, обеспечивающие постоянное удельное нажатие $0,5 \text{ кг/см}^2$ и не требующие регулировки в процессе эксплуатации.

Применяемые простые петлевые обмотки с тремя или четырьмя проводниками на паз, с системой уравнивающих соединений со стороны коллектора обеспечивают наиболее благоприятную коммутацию при объеме тока на паз 2000 А и числе пазов на пару полюсов в пределах 12,5-18,5.

Наряду с обеспечением надежной коммутации особого внимания заслуживает проблема предотвращения кругового огня на коллекторе ТЭД. Основными критериями, определяющими потенциальную надежность ТЭД являются среднее напряжение между смежными коллекторными пластинами, максимальное межламельное напряжение и его величина 70 В/см на единицу длины окружности, средний градиент потенциала в зоне от сбегавшего края щетки до набегающего края главного полюса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные по методикам, алгоритмам и программа оптимизационных расчетов, позволяющим ускорить поиск оптимального варианта, ТЭД производства завода "Электротяжмаш" эксплуатируются на новых электровозах, тепловозах, трамваях, троллейбусах и их основные параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1

Технические параметры тяговых двигателей постоянного тока производства ГП завод "Электротяжмаш"

Наименование параметра	Тип электродвигателя														
	ЭД 121А	ЭД 126А	ЭД 131А	ЭД 133	ЭД 135Т	ЭД 136	ЭД 137А	ЭД 138А	ЭД 139	ЭД 140	ЭД 141	ЭД 142	ЭД 147	ЭД 150	ЭД 151
$P_{\text{ном}}$, кВт	412	448	366	414	137	593	65	132	140	515	785	12	46	437	255
$I_{\text{ном}}$, А	865	950	655	890	640	815	270	260	260	380	565	170	175	840	665
$M_{\text{ном}}$, Нм	6408	8867	4000	6600	3300	5616	320	721	837	7350	8930	34	255	6058	4345
$U_{\text{ном}}$, В	780	850	900	780	530	1000	275	550	550	1475	1500	84	300	780	750
n_{max} , об/мин	2320	1835	2500	2320	2700	2600	4100	3900	3900	1530	1690	4060	4350	2320	2685
Система вентиляции	независимая					самовентиляция			независимая			Самовентиляция	независимая		
Режим работы	продолжительный, S1					часовой, S2					S1	S3-70%	S1	S1	
Масса, кг	2950	3400	2000	3350	1700	3000	350	750	750	4600	4800	55	297	2700	2600
Применение	пассажирский тепловоз 24 тс, 160 км/ч	грузовой тепловоз 48 тс, 100 км/ч	самосвал, 120 т	грузовой тепловоз 33 тс, 100 км/ч	тепловоз для узкой колеи	самосвал 180-250 т	трамвай с ТИСУ	троллейбус с РК	троллейбус с ТИСУ	промышленный электро-воз	грузовой электро-воз постоянного тока 45 тс, 100 км/ч	электромобиль на базе "Таври"	трамвай, замена ТЕ023 (Школа)	Пассажирский тепловоз для Украины ТЭП150, 160 км/ч	грузопассажирский тепловоз для Ирака

В настоящее время с необходимостью применения тяговых асинхронных электродвигателей в электроприводах переменного тока, в силу известных трудностей при использовании коллекторных ТЭД постоянного тока, уделяется особое внимание особенностям проектирования тяговых асинхронных двигателей при их работе совместно с преобразователями частоты. Разработанные асинхронные тяговые электродвигатели ГП заводом "Электротяжмаш" эффективно работают на дизель-поездах серии ДЭЛ-02 производства ОАО ХК "Лугансктепловоз" [1], на электровозах ДСЗ совместного производства НПК "Электровозостроение" (Днепропетровск) и Сименс (Германия). Положительный опыт разработки и экс-

плуатации позволяет применить современный широко регулируемый электропривод переменного тока во многих отраслях техники.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Носков В. И., Шпика Н.И. Состояние и перспективы внедрения тяговых электроприводов переменного тока // Гидроэнергетика Украины.- 2006.-№2.-С.63-67.

Поступила 10.02.2009

Блошенко Иван Яковлевич, к.т.н., член-корреспондент
Транспортной Академии Украины
ГП завод "Электротяжмаш"
Украина, 61055, Харьков, пр-т Московский, 299

ОСНОВНІ НАПРЯМКИ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНИХ ІМПУЛЬСНИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ

Представлені основні типи імпульсних електромеханічних прискорювачів: електромагнітних, магнітоелектричних, рейкотронних, електродинамічних та індукційних. Дана загальна характеристика цих прискорювачів, показані переваги і недоліки, а також рівень розробок. Проаналізовані основні різновиди індукційних прискорювачів та області застосування в промисловості, науці, аерокосмічній та військовій сферах.

Представлены основные типы импульсных электромеханических ускорителей: электромагнитные, магнитоэлектрические, рельсотронные, электродинамические и индукционные. Дана общая характеристика этих ускорителей, показаны достоинства и недостатки, а также уровень разработок. Проанализированы разновидности индукционных ускорителей и области применения в промышленности, науке, аэрокосмической и военной сферах.

ВСТУП

Одним з перспективних напрямів розвитку сучасної електромеханіки є лінійні двигуни, що забезпечують розгін об'єктів до високої швидкості. У цих електродвигунах відсутня спеціальна механічна передаюча ланка, що спрощує конструкцію, підвищує надійність та ефективність перетворення енергії джерела в кінетичну. Але безпосереднє з'єднання якора з прискорюваним об'єктом позбавляє електромеханічний перетворювач універсальності, оскільки об'єкт через його функціональні особливості визначає величину робочого ходу, габарити, швидкість та ін.

Традиційні лінійні електродвигуни не забезпечуються необхідні прискорення, питомі показники, ударні навантаження та динамічні характеристики. Це обумовило появу спеціальних імпульсних електромеханічних перетворювачів, які безпосередньо взаємодіють з об'єктом, забезпечуючи його прискорення на короткій активній ділянці. Ці електромеханічні прискорювачі, як правило, збуджуються від ємнісного накопичувача та характеризуються:

- імпульсним режимом збудження обмоток;
- переривистим характером перетворення енергії за рахунок наявності зворотного ходу й тривалої паузи між робочими імпульсами;
- відносно великою тривалістю накопичення енергії по відношенню до тривалості робочого циклу;
- ударними електромагнітними навантаженнями, які значно перевищують навантаження пристроїв з тривалим режимом роботи.

За принципом дії виділяються електромагнітні, магнітоелектричні, рейкотронні, електродинамічні та індукційні електромеханічні імпульсні перетворювачі.

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Робота електромагнітних імпульсних прискорювачів побудована на взаємодії магнітного поля, яке імпульсно збуджується індуктором від ємнісного накопичувача, з рухомим феромагнітним якорем (рис. 1).

При цьому якорь втягується в обмотку індуктора та, коли він досягає середньої площини індуктора, імпульс струму в останньому припиняється, що дозволяє якору здійснювати подальший вільний рух у тому ж напрямку. Основу цих прискорювачів створюють електромагніти циліндричної форми.

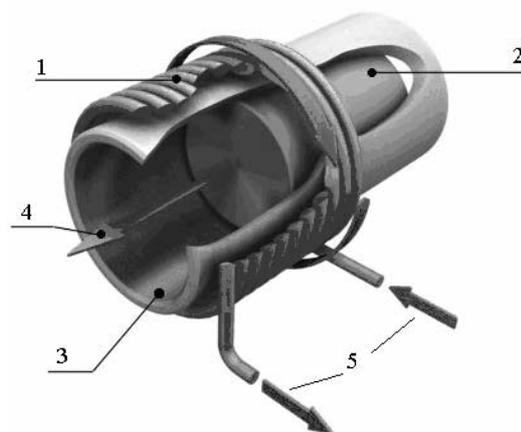


Рис. 1. Схематична будова електромагнітного імпульсного прискорювача: 1 – індуктор; 2 – феромагнітний якорь; 3 – направляюча немагнітна труба; 4 – напрям переміщення якора; 5 – імпульсний струм

Поєднання двох або більше електромагнітів коаксіальної форми, які послідовно вмикаються та мають загальний внутрішній феромагнітний якорь, забезпечує лінійно направлений рух з великим робочим ходом та збільшену кінетичну енергію на виході (рис. 2).

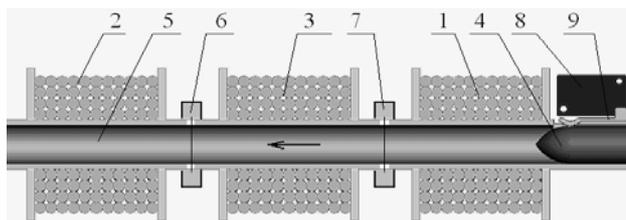


Рис. 2. Схематична будова (а) та зразок (б) трьохсекційного імпульсного прискорювача: 1, 2, 3 – секції обмотки індуктора; 4 – феромагнітний якорь; 5 – направляюча труба; 6, 7 – оптичні датчики; 8 – пускач; 9 – фіксатор

Хоча питома потужність цих електромагнітних імпульсних перетворювачів практично більше ніж у 2 рази перевищує питому потужність пристроїв, створених на базі лінійного асинхронного двигуна промислової частоти, та в півтора рази вище при використанні підвищеної частоти, вони все ж таки мають відносно низькі питомі показники та ККД, обмеження по імпульсним магнітним полям та по швидкості зміни струму.

МАГНІТОЕЛЕКТРИЧНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Магнітоелектричні перетворювачі працюють на взаємодії постійного магніту з магнітним полем. Ці перетворювачі можуть містити постійні магніти, встановлені як в індукторі, так і в рухомому якорі. Однак постійні магніти для збереження своїх характеристик не дозволяють імпульсно підвищувати струм в обмотках індуктора вище певного рівня, що обмежує питомі показники такого прискорювача. Крім того, ударні механічні навантаження негативно впливають на характеристики постійних магнітів.

РЕЙКОТРОННІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Рейкотронний імпульсний перетворювач (rail-gun) являє собою пару нерухомих лінійних електродів (рейок) прямокутної, ромбовидної або більш складної форми поперечного перетину, обжатих діелектричними стінками, між якими розташований прискорюваний електропровідний якір (рис. 3) [1].



Рис. 3. Схематична будова рейкотронного імпульсного прискорювача: 1 – електроди-рейки; 2 – якір; 3 – комутатор; 4 – прискорювальний об'єкт; 5 – ємнісний накопичувач

При роботі після замикання комутатора ємнісний накопичувач збуджує імпульсний струм, який тече по частині рейкових електродів та якорю, що обумовлює прискорення останнього. Проте великий струм, який тече між електродами та якорем, спричиняє ерозійні процеси на контактних ділянках, що потребує регулярної заміни електродів та якоря, обмежуючи параметри та області застосування такого імпульсного перетворювача. Інтенсивний нагрів струмом значної величини скорочує час існування електропровідного якоря у твердому стані. Виникає плавлення, подальше випаровування, а при достатньо високому рівні напруги на міжелектродному проміжку – перехід якоря в плазмовий стан (рис. 4).

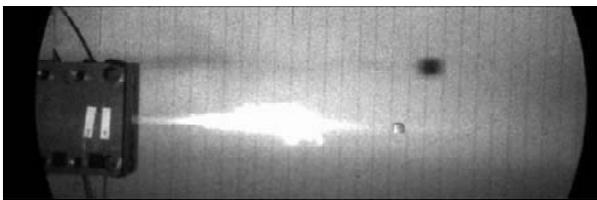


Рис. 4. Високошвидкісна фотозйомка вильоту якоря з плазмовим шлейфом з рейкотронного прискорювача

Вирішити зазначені проблеми певною мірою можна за рахунок вибору форми та конструкції якоря. (рис. 5). Однак і в цьому випадку виникає деформація якоря через значні термомеханічні та електродинамічні імпульсні навантаження.

Подальше збільшення швидкості якоря та ефективності рейкотронних перетворювачів передбачається здійснювати за допомогою використання додаткових магнітів, які охоплюють електроди та підсилюють маг-

нітне поле в активній зоні, або за рахунок комбінації з іншими типами електромеханічних перетворювачів [2].

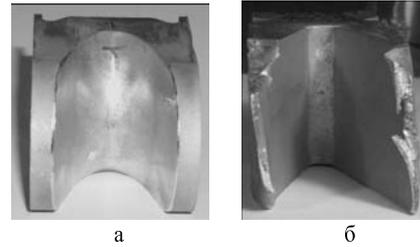


Рис. 5. Загальний вигляд якорів удосконаленої конструкції рейкотронного прискорювача до (а) та після (б) робочого імпульсу 1,2 МА

На рис. 6 показано рейкотронний прискорювач російського федерального ядерного центру – ВНДІ експериментальної фізики (м. Саров), у якому використовуються додаткові магніти, що охоплюють електроди-рейки, підсилюючи магнітне поле в активній зоні [3]. Після робочого циклу при розряді ємнісного накопичувача виникає значна механічна деформація активних елементів прискорювача. Але незважаючи на такі механічні й термічні ударні навантаження, перспективність рейкотронних імпульсних перетворювачів пов'язана з можливістю підводу енергії по всій довжині прискорення за рахунок виконання його багатосекційним, забезпечуючи постійну силову дію на рухомий якір.

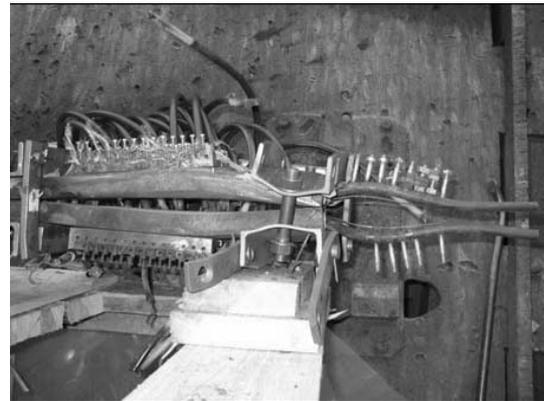


Рис. 6. Загальний вигляд рейкотронного прискорювача із зовнішніми магнітами після розряду ємнісного накопичувача енергією 2 МДж

На рис. 7 показано багатосекційний рейкотронний прискорювач, значний об'єм якого складають батареї конденсаторів, що забезпечують енергію для імпульсу струму та подальшої кінетичної енергії якоря.



Рис. 7. Експериментальний багатосекційний рейкотронний прискорювач на енергію 32 МДж

ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Електродинамічні перетворювачі працюють на взаємодії між магнітними полями, які утворюються рухомою якірною та нерухомою індукторною обмотками, що живляться одним і тим же струмом [4]. При роботі, по мірі руху якірної обмотки відносно індукторної, змінюється градієнт взаємної індуктивності між ними, що впливає на величину електродинамічної сили та спричиняє зниження ефективності такого прискорювача. Багато в чому ця проблема усувається в коаксіально-спіральному прискорювачі, у якому статорна та якірні обмотки, що намотані по спіралі, з'єднані за допомогою щітки, нерухокої або переміщуваної разом з якірною обмоткою (рис. 8).

У процесі руху можна забезпечити оптимальне розташування однієї обмотки відносно частини іншої обмотки, яка живиться струмом. Однак щіткова комутація великого імпульсного струму за високою швидкістю переміщення якірної обмотки є серйозною проблемою, що обмежує кінетичну енергію прискорювача. Крім того, електродинамічні перетворювачі можуть забезпечувати значне тягове зусилля на виході тільки при певних розмірах якоря та виконанні обмотки індуктора секційною в напрямку переміщення.

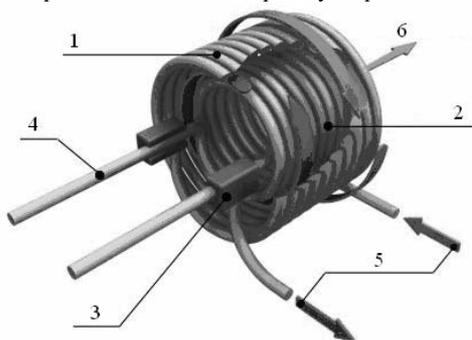


Рис. 8. Схематична будова електродинамічного імпульсного прискорювача: 1 – індукторна обмотка; 2 – якірна обмотка; 3 – щітки; 4 – напрямні контакти струму; 5 – імпульсний струм; 6 – напрям переміщення якірної обмотки

ІНДУКЦІЙНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Принцип дії електромеханічних індукційних прискорювачів заснований на взаємодії магнітного поля, збуджуваного змінним періодичним або імпульсним струмом обмотки індуктора, з індуктованим струмом у короткозамкненій (одно- або багатovitковій) обмотці якоря, що переміщується [5]. При цьому можна виділити основні конструкції індукційних імпульсних прискорювачів як без феромагнітного осердя: коаксіального (рис. 9) та бокового дискового (рис. 10) типу, так і з феромагнітним осердям (рис. 11).

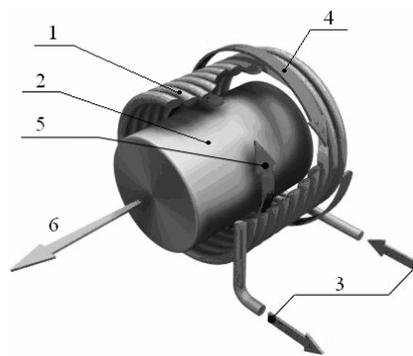


Рис. 9. Схематична будова коаксіального індукційного імпульсного прискорювача: 1 – індуктор; 2 – електропровідний якір; 3 – імпульсний струм; 4 – напрям струму в індукторі; 5 – напрям струму в якорі; 6 – напрям переміщення якоря

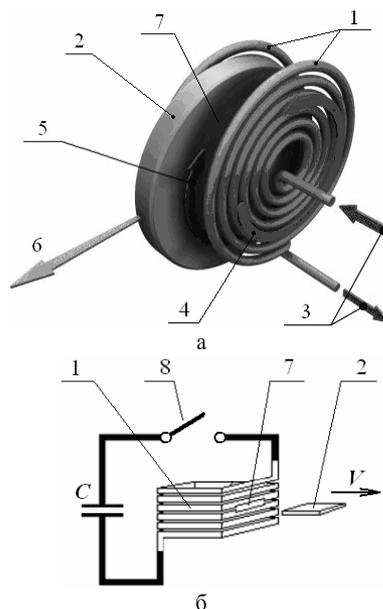


Рис. 10. Схематична будова бокового дискового (а) та соленоїдного (б) індукційного імпульсного прискорювача: 1 – розщеплена обмотка індуктора; 2 – електропровідний якір; 3 – імпульсний струм; 4 – напрям струму в індукторі; 5 – напрям індуктованого струму в якорі; 6 – напрям переміщення якоря; 7 – робочий зазор; 8 – комутатор

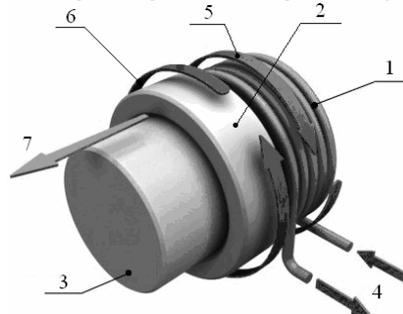


Рис. 11. Схематична будова індукційного імпульсного прискорювача з феромагнітним осердям: 1 – індуктор; 2 – електропровідний кільцевий якір; 3 – феромагнітне осердя; 4 – імпульсний струм; 5 – напрям струму в індукторі; 6 – напрям індуктованого струму в якорі; 7 – напрям переміщення якоря

Для збільшення швидкості індукційні електромеханічні прискорювачі виконуються багатосекційними. На рис. 12 представлено зразок бокового індукційного

прискорювача з послідовною комутацією секцій індуктора, що відбувається синхронно з рухом якоря.

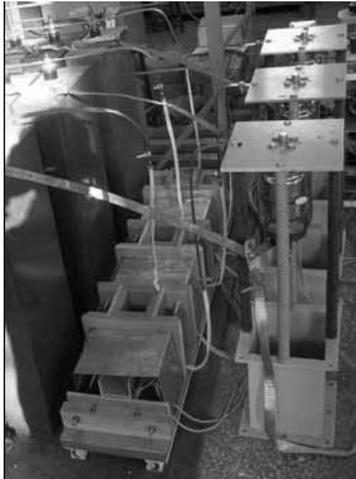


Рис. 12. Експериментальний зразок трисекційного з послідовною комутацією секцій індуктора бокового соленоїдного індукційного імпульсного прискорювача

В основному використовують імпульсні перетворювачі з послідовною комутацією секцій індуктора від ємнісних накопичувачів. Але при цьому проводять дослідження по використанню генераторів змінного струму при одночасному збудженні секцій індуктора.

На рис. 13 показана схема електромеханічного імпульсного прискорювача, для живлення якого використовують два генератори [6].

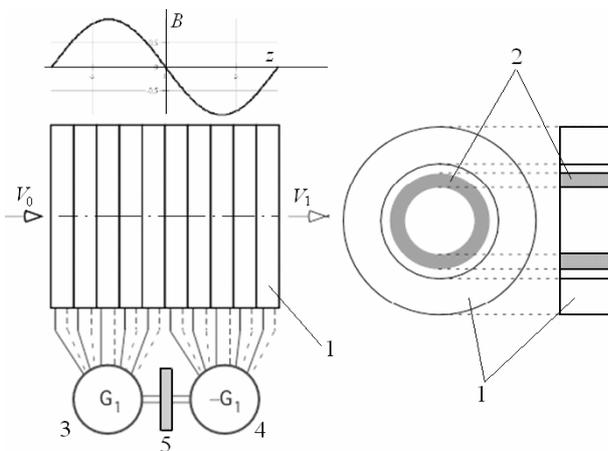


Рис. 13. Схематична будова багатосекційного індукційного імпульсного прискорювача, що збуджується від генераторів змінного струму: 1 – секції індуктора; 2 – електропровідний якорь; 3 – генератор напруги позитивної полярності; 4 – генератор струму негативної полярності; 5 – маховик

Генератори змінного струму збуджують відповідні секції індуктора напругою позитивної та негативної полярності, таким чином, що б утворювався синусоїдальний розподіл індукції магнітного поля вздовж індуктора. Зазначені генератори змінного струму працюють в ударному режимі, для чого застосовується маховик – механічний накопичувач енергії. Використання ємнісного або генераторного збудження потребує додаткових досліджень.

В [7] розглянуто індукційний прискорювач, який для алюмінієвого якоря вагою 100 г забезпечує швид-

кість 270 м/с. Це досягається за допомогою високочастотного (5 кГц) генератора, фази якого послідовно включаються в роботу, або ємнісного накопичувача. Показано, що при використанні генератора виникає постійна "паразитна" гальмівна складова електродинамічних зусиль. А при використанні ємнісного накопичувача цього негативного ефекту немає, але тут необхідно використовувати більш високі зарядні напруги, що обумовлює проблеми ізоляції високовольтної апаратури і захисту.

Перевагами індукційного імпульсного прискорювача у порівнянні з іншими є:

- можливість безконтактного руху якоря відносно індуктора;
- відсутність щітково-контактних та ерозійних процесів;
- прискорення якорів практично будь-яких форм та розмірів;
- можливість розподілу електродинамічних сил по всій довжині рухомого якоря;
- можливість послідовного підводу енергії до секцій індуктора, які розподілені в просторі;
- забезпечення високих стартових прискорень, які можуть у 100 й більше разів перевищувати відповідні показники рейкотронного прискорювача при збудженні одним і тим же струмом;
- виконання струмоводів індуктора на відносно низькі струми, а не на мегаамперні, як у рейкотронних перетворювачах;
- наявність аксіально центрувальних електродинамічних зусиль на рухомий якорь.

Це ставить електромеханічні прискорювачі індукційного типу в особливе становище по відношенню до решти імпульсних прискорювачів. Так, показник використання активних матеріалів на одиницю зусилля в них у 7-8 разів вище, ніж в електромагнітних, та в 1,6 рази вище, ніж у електродинамічних перетворювачів. Однак ККД цих прискорювачів перебуває на відносно невисокому рівні, що потребує нестандартних схемних та конструктивних рішень щодо підвищення ефективності їх роботи.

Електромеханічні імпульсні прискорювачі індукційного типу виконують, як правило, без магнітопроводу, вони містять нерухому обмотку індуктора, якорь у вигляді короткозамкненої багатовиткової обмотки або масивного електропровідного елемента. Виконання якоря у вигляді масивного елемента технічно простіше, він має більш високу механічну надійність та максимальний коефіцієнт заповнення. Але через неоднорідність розподілу струму по поперечному перетину його об'єм використовується нерівномірно.

Багатовитковий короткозамкнений якорь має істотні переваги у відношенні до масивного, оскільки за рахунок рівномірного розподілу струму по перетину середнє перевищення температури в ньому може бути знижено більше, ніж на порядок, а ККД – збільшений на 15...40 % [8]. Багатовиткові обмотки якоря, як правило, просочують епоксидним компаундом. Виготовлений таким способом багатовитковий якорь надійно проявив себе в індукційному прискорювачі з ємнісним

накопичувачем (енергія $W_0 = 25$ кДж, напруга $U_0 = 20$ кВ) при імпульсу струму вище 100 кА. Цей якір, вагою 96,3 г розганявся до швидкості 165 м/с. При цьому імпульсні магнітні поля сягали 25 Тл, а ККД прискорювача склав 10,2 %.

Існують інші конструкції якоря, направлені на підвищення ефективності прискорювача. Так, в [9] описано конструкцію перетворювача дискової конфігурації, особливість якого полягає в тому, що якір розділений на концентричні ізольовані кільця. У даному перетворювачі початковий проміжок між індуктором та якорем може бути зменшений на величину ізоляційного проміжку. Збільшена міцність ізоляції у відношенні до пробивної напруги, яка виникає між крайніми витками індуктора, забезпечується розділенням якірного диска на декілька кілець з ізольованими проміжками. За рахунок зменшення проміжку збільшується магнітна взаємодія між індуктором та якорем.

В іншому індукційному прискорювачі застосована конструкція якоря, яка складається з пакета електропровідних та феромагнітних дисків, що чергуються між собою [10]. Якщо товщина усіх дисків менша, ніж глибина скін-шару, то основний екрануючий ефект забезпечується провідниковими дисками, а феромагнітні диски забезпечують посилення магнітного поля. Однак в описаних конструкціях прискорювачів [9, 10] відбувається погіршення заповнення об'єму провідником, збільшується маса та ускладнюється конструкція рухомого якоря.

Спеціалістами Массачусетського технологічного інституту та корпорації Electromagnetic Launch Research (США) був розроблений багатосекційний прискорювач, обмотка індуктора якого виконана у вигляді ряду коаксіально встановлених секцій, які послідовно збуджуються при визначеному положенні якоря, коли градієнт взаємної індуктивності між ними максимальний [5]. В якості джерела енергії використовувались конденсатори ємністю 300 мкФ, заряджені до 20 кВ. Комутація секцій здійснювалась за допомогою спеціальної оптоелектронної системи. Якір, проходячи уздовж направляючої структури, діє як заслін на шляху джерел світла, а фототранзистор, який встановлений на іншому кінці волоконно-оптичного екранованого кабелю, реєструє переривання променю і видає сигнал на комутацію відповідної секції обмотки індуктора. При розгоні якоря масою 40...120 г із зовнішнім діаметром до 70 мм була досягнута швидкість 325 м/с, що забезпечило ККД 15%.

ЗАСТОСУВАННЯ ЕЛЕКТРОМЕХАНІЧНИХ ІНДУКЦІЙНИХ ПРИСКОРЮВАЧІВ

Електромеханічні прискорювачі імпульсної дії використовуються у багатьох галузях науки і техніки. На основі індукційного прискорювача засноване магнітно-імпульсне зварювання, при якому відбувається зустрічне зштовхування заготовок (рис. 14) [11].

У початковому стані ($t = 0$) індуктори 1 і 2 розташовані на відстані $2h$ вздовж осі x . Якорі 1 і 2 вздовж осі x мають координати X_{01} та X_{02} відповідно. При одночасному підключенні індукторів до джерела

імпульсної напруги якір 1 відштовхується від індуктора 3, а якір 2 – від індуктора 4. Зважаючи на те, що товщина S_1 якоря 1 менше товщини S_2 якоря 2, то швидкість якоря 1 V_1 більша за швидкість якоря 2 V_2 . Тому їх зустрічний удар в момент часу t_c , під час якого і здійснюється зварювання якорів, відбувається ближче до індуктора 4.

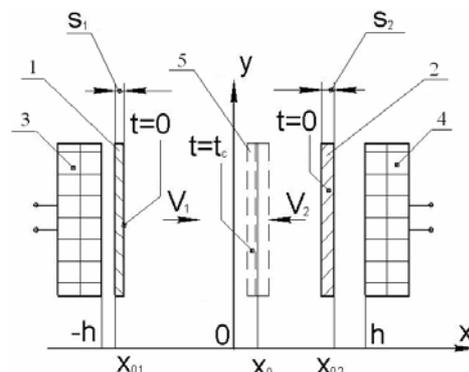


Рис. 14. Схема зустрічного зштовхування заготовок при магнітно-імпульсному зварюванні: 1, 2 – початкове положення зварюваних заготовок; 3, 4 – нерухомі індуктори; 5 – положення зварюваних заготовок в момент удару t_c .

При ударно-конденсаторному зварюванні різномірних металів також використовується індукційний прискорювач, який забезпечує значні контактні напруги при зварюванні деталі у вигляді дроту до плоскої деталі (рис. 15) [12]. Зазначимо, що при зазначених методах зварювання можна з'єднувати деталі з матеріалів, які іншим чином практично не зварюються.

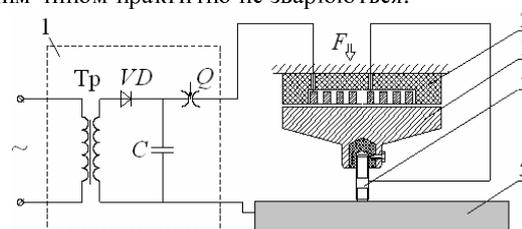


Рис. 15. Принципова схема ударно-конденсаторного зварювання з магнітно-імпульсним приводом: 1 – генератор імпульсних струмів; 2 – дисковий індуктор; 3 – штовхач; 4 – зварювана деталь; 5 – корпусна деталь; F – зусилля притискування деталей

Індукційний імпульсний прискорювач використовується для систем активного захисту об'єктів особливої важливості (рис. 16) [13]. Система містить дисковий індуктор 1, комутаційний пристрій 2, ємнісний накопичувач 3, зарядний пристрій 4. Змінна касета 5 з рухомою стрічкою 6 має електропровідні елементи ураження 7 (якоря) та пристрій 8 для перемотки стрічки 6. Система запускається в дію за допомогою пульта 9 дистанційного керування або за допомогою системи 10 охоронної сигналізації. Датчики 11 виявлення вторгнення розташовані на стіні 12 та закриті декоративними елементами 13.

При попаданні об'єкта 15 в поле ураження 14 спрацьовує індукційний прискорювач, не залишаючи шансів на його подальшу життєдіяльність. Система відеоспостереження CCTV включає відеокамеру 16, що з'єднана через плату 17 відеовводу з персональним

комп'ютером 18, який розташований на автоматизованому робочому місці оператора.

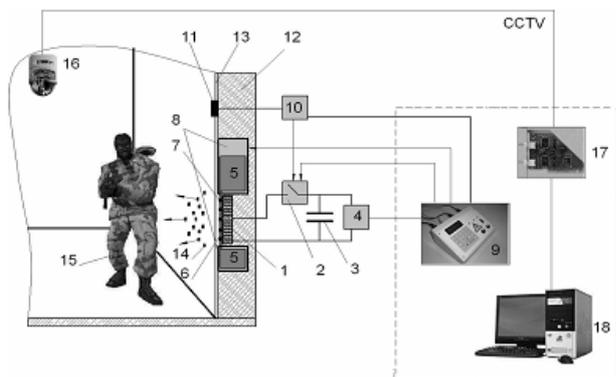


Рис. 16. Система активного захисту об'єктів особливої важливості з індукційним імпульсним прискорювачем

Індукційний прискорювач широко використовується в випробувальних стендах, наприклад для випробувань обладнання на високошвидкісне ударне навантаження при зштовхуванні з крупно габаритними частинками різної форми та природи (рис. 17) [14]. В якості частинок можуть бути елементи природного або штучного подрібнення, кульки, контейнери з різними наповнювачами тощо. В цьому випадку використовується плоский якір, який дозволяє метати групи об'єктів, об'єкти складної форми, об'єкти з непровідного матеріалу. Після прискорення до заданої швидкості якір відсікається спеціальним пристроєм, а частинки продовжують вільний рух до зустрічі з об'єктом випробувань. Така система може бути застосована, наприклад, при випробуваннях елементів бронетанкових конструкцій та засобів індивідуального бронезахисту на ударну міцність в лабораторних умовах при істотному скороченні часу та підвищенні достовірності випробувань.

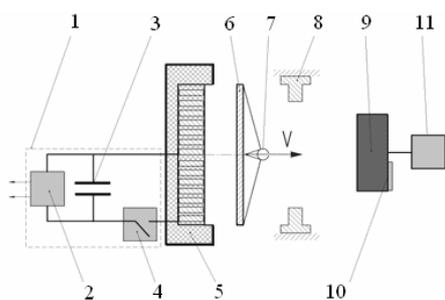


Рис. 17. Функціональна схема електромеханічного імпульсного прискорювача для випробувань обладнання на високошвидкісне ударне навантаження: 1 – генератор імпульсного струму; 2 – зарядний пристрій; 3 – смісний накопичувач енергії; 4 – комутаційний пристрій; 5 – індуктор; 6 – якір; 7 – прискорюване тіло; 8 – відсічний пристрій; 9 – об'єкт випробувань; 10 – система ударних датчиків; 11 – діагностично-вимірну апаратура

Для індукційних прискорювачів з інтенсивними імпульсними навантаженнями одними з головних є теплофізичні обмеження. Перспективним шляхом їх подолання представляється використання криогенного охолодження рідким азотом. Незважаючи на те, що криогенне охолодження спричиняє певне ускладнення

конструкції, воно відкриває широкі можливості щодо підвищення ефективності перетворення енергії, зниження втрат, підвищення ізоляційних показників, збільшення струмів, а отже і швидкостей [15].

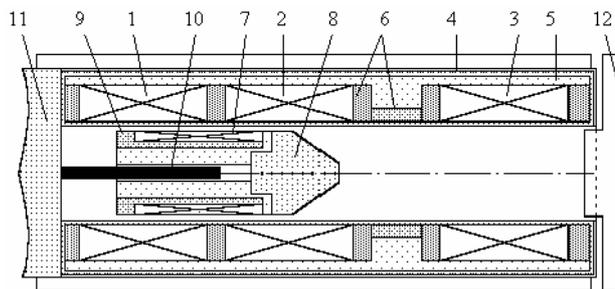


Рис. 18. Конструктивна схема криогенного прискорювача з послідовним збудженням секцій індуктора

На рис.18 показана схема криогенного прискорювача, індуктор і якір якого мають незалежне охолодження. Послідовно збуджувані секції 1, 2, 3 індуктора розташовані в коаксіальному криостаті 4 з рідким азотом 5 і закріплені між собою за допомогою перфорованих опорних елементів 6. Якір 7 з'єднаний з прискорюваним об'єктом 8 і охолоджується азотом, який міститься в опорній перфорованій порожнині 9. Початкове центрування якоря здійснюється за допомогою направляючого елемента 10, прикріпленого до масивного упора 11. Криостат виконаний з тонколистової нержавіючої сталі і склопластику, покритого по зовнішній поверхні теплоізолятором. До початку роботи внутрішній отвір на виході криостата 4 закривається теплоізоляційною вставкою 12.

Розробка електромеханічних імпульсних прискорювачів відкриває нові перспективи й можливості у ряді галузей науки і техніки. На базі електродинамічного прискорювача розробляють випромінювачі гідроакустичних імпульсів, призначені для вивчення морського дна та прибережного шельфу [16]. Розглядаються пропозиції щодо вкидання плазми в термоядерний реактор за допомогою рейкотронних прискорювачів, щодо запуску малих супутників Землі або об'єктів у космічний простір за допомогою кінетичних перетворювачів електродинамічного та індукційного типів. Так, базуючись на швидкості 6 км/с, пропонують прискорювати капсулу з пороховим рушієм у великому каналі (діаметр 0,7 м, довжина 0,5 км): електромагнітний розгін надає їй швидкості 5,5 км/с, після чого спрацьовує пороховий рушій, забезпечуючи додаткове прискорення і вивід об'єкту на космічну орбіту (рис. 19).

У роботі [17] розглядаються два варіанти застосування індукційних перетворювачів у космічній технології. Перший – запуск штучних супутників на низькі навколосемні орбіти (статорна багатосекційна обмотка індуктора розташовується в похилому підземному тунелі довжиною біля 1 км, прискорювана маса сягає 100 кг). Другий – транспортування з поверхні Місяця різних об'єктів. За допомогою електромеханічних прискорювачів передбачається здійснювати викид радіоактивних відходів з Землі за межі Сонячної

системи та запуск міжпланетних зондів. Попередні розрахунки показують, що доставка вантажів у космос за допомогою електромеханічних прискорювачів обійдеться в 300 дол. за 1 кг, тобто в 10 разів дешевше, ніж за допомогою багаторазових шатлів.

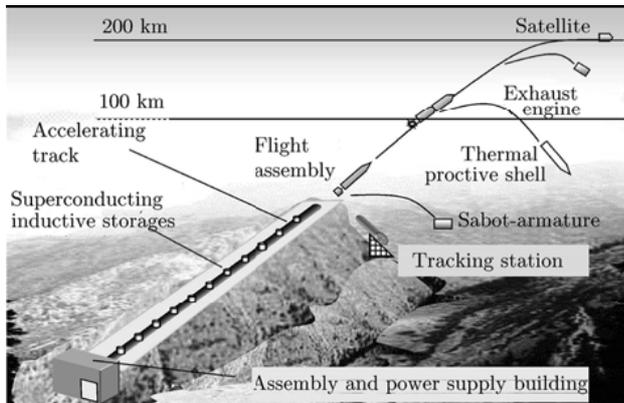


Рис. 19. Схема виводу штучного супутника на навколосезну орбіту Землі

Відбувається інтенсивний розвиток електромеханічних прискорювачів для військових потреб. Так, 31 січня 2008 р. в дослідному центрі озброєнь надводного флоту ВМС США (Naval Surface Warfare Center) в м. Дальгрєн були проведені вогневі випробування електромагнітної рейкотроної пушки, при яких кінетична енергія боєприпасу перевищила 10 МДж, а його прискорення сягало $45 \cdot 10^3$ G. Така пушка дозволяє прискорювати боєприпаси до швидкості 7,5М, після чого вони продовжать політ по балістичній траєкторії, забезпечуючи дальність стрільби до 370-400 км. Більшу частину траєкторії боєприпаси здійснюють в космічному просторі (апогей – близько 200 км). Боєприпаси не будуть мати детонаційної частини – ураження цілі здійснюється за рахунок кінетичної енергії. Передбачається, що електромагнітні пушки поступлять на озброєння ВМС США після 2016 р.

ВИСНОВКИ

В провідних індустріально розвинутих країнах інтенсивно розвиваються основні типи електромеханічних імпульсних прискорювачів: електромагнітні, електродинамічні, рейкотронні, індукційні тощо.

Визначені переваги і недоліки, а також показано сучасний рівень розробок цих електромеханічних пристроїв. У порівнянні з іншими індукційні прискорювачі забезпечують конструктивні, технологічні та інші переваги, працюють в різних режимах з використанням різноманітних джерел живлення, але їх ефективність перетворення електричної енергії джерела в кінетичну енергію прискорювального об'єкта знаходиться на низькому рівні. На базі індукційних прискорювачів розробляються технологічні та випробувальні установки, перспективні методи захисту об'єктів, аерокосмічні та оборонні комплекси. В таких прискорювачах забезпечуються параметри, які практично не можливо реалізувати на базі традиційних лінійних двигунів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. I.R.McNab, "Launch to space with an electromagnetic railgun", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 39, № 1, pp. 295-304, 2003.
2. A.Yamori, Y.Ono, H.Kubo et al., "Development of an induction type railgun", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 37, № 1, pp. 470-472, 2001.
3. G.A.Shvetsov, P.G.Rutberg, V.A.Kolikov, "Electric launch in Russia. A review of recent results", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 35, № 1, pp. 37-43, 1999.
4. W.R.Snow, R.L.Willig, "Design criteria for brush commutation in high speed traveling wave coilgun", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 27, № 1, pp. 654-659, 1991.
5. A.Balikci, Z.Zabar, L.Birenbaum et al., "Improved performance of linear induction launchers", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 41, № 1, pp. 171-175, 2005.
6. D.G.Elliott, "Traveling-wave synchronous coilgun", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 27, № 1, pp. 647-649, 1991.
7. J.L.He, Z.Zabar, E.Levi et al., "Transient performance of linear induction launchers", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 27, № 1, pp. 585-590, 1991.
8. J.A.Andrews, J.R.Devine, "Armature design for coaxial induction launchers", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 27, № 1, pp. 639-643, 1991.
9. А.с.1220067 СССР, МКИ Н02К33/02. Индукционно-динамический привод / А.Б. Лашевич. - №3822407; Заявлено 30.11.84; Опубл. 23.03.86, Бюл. № 11. - 3 с.
10. А.с. 1350777 СССР, МКИ Н02К 33/02. Якорь индукционного-динамического двигателя / В.Т.Чемерис, В.Н.Остейко, Н.В.Клименко и др. - № 4020082; Заявлено 13.02.86; Опубл. 07.11.87, Бюл. № 41. - 3 с.
11. Карпунин В.Ф. Особенности схемы встречного метания заготовок при магнитно-импульсной сварке // Труды междунар. науч.техн. конф. "Магнитно-импульсная обработка материалов. Пути совершенствования и развития". - Самара: Изд. учеб. лит. - С. 99-103. - 2007.
12. Стрижаков Е.Л., Хахин Н.А., Бацемакин Д.С. Автоматизированная установка для магнитно-импульсной сварки. Автоматическая сварка. - 2004. - № 2. - С. 53-55.
13. Татмьшевский К.В., Марычев С.Н., Козлов С.А. Магнитно-импульсные метательные средства поражения для систем активной защиты объектов особой важности // Современные технологии безопасности. - 2005. № 4. - С. 8-11.
14. Татмьшевский К.В., Семенович М.Л., Козлов С.А. Магнитно-импульсные метательные установки для проведения ударных испытаний взрывательных устройств боеприпасов и средств бронезащиты. // Известия РАРАН. - 2005. №4. - С. 22-31.
15. Болух В.Ф., Данько В.Г. Лінійні електромеханічні перетворювачі імпульсної дії. — Харків: НТУ "ХПІ". - 2006. - 260 с.
16. Гурін А.Г., Набока Б.Г., Гладченко В.Я. Волновые явления в электродинамических излучателях и формирование сложных гидроакустических сигналов // Технічна електродинаміка. - 2001. - № 2. - С. 3-6.
17. R.S.Lipinski, S.Beard, J.Bover, "Space application for contactless coilguns", *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 29, № 1, pp. 691-695, 1993.

Поступила 06.02.2009

Болух Володимир Федорович, д.т.н., проф.,
Коритченко Костянтин Володимирович, к.т.н., с.н.с.
Національний технічний університет "Харківський
політехнічний інститут"
Україна, 61002, Харків, вул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПІ",
кафедра "Загальна електротехніка", Науково-дослідна
лабораторія факультету танкових військ
тел. (057) 70-76-427, e-mail: bolukh@kpi.kharkov.ua.

УРАВНЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН В МОДЕЛЯХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЕТЕЙ С УЗЛАМИ ДВИГАТЕЛЬНОЙ НАГРУЗКИ

Представлені рівняння елементів електричних систем з вузлами двигунового навантаження в диференціальній і дискретній формі у фазних координатах для моделювання перехідних процесів неявними методами чисельного інтегрування.

Представлены уравнения элементов электрических систем с узлами двигательной нагрузки в дифференциальной и дискретной форме в фазных координатах для моделирования переходных процессов неявными методами численного интегрирования.

Постановка проблеми. Математические модели систем электроснабжения с двигательной нагрузкой (ЭСДН) характеризуются тем, что в их состав могут входить, во-первых, как статические элементы, так и вращающиеся электрические машины, а во-вторых, множество элементов системы электроснабжения включает элементы как индуктивного, так и емкостного характера, с постоянными и переменными коэффициентами.

Наличие в системах ЭСДН одновременно статических элементов и вращающихся машин приводит к тому, что дифференциальные уравнения переходных процессов имеют большой разброс собственных чисел матриц коэффициентов (жесткие уравнения), а наличие одновременно индуктивных и емкостных элементов приводит к тому, что при анализе сложных систем с учетом индуктивных и емкостных параметров уравнения переходных процессов становятся интегрируемо-дифференциальными.

Анализ публикаций. В задачах моделирования переходных процессов в синхронных и асинхронных электрических машинах (ЭМ) в настоящее время широко используются уравнения Парка-Горева. Однако почти исключительное их применение для решения этих задач, как представляется, было связано сначала с ограниченными возможностями вычислительной техники, а затем – со сложившейся традицией [1, 2]. Переход к уравнениям Парка-Горева основан на линейном преобразовании, в результате которого получаются уравнения с постоянными коэффициентами [2]. Однако постоянство коэффициентов обеспечивается лишь при условиях, когда: 1) симметричны параметры ЭМ, 2) отсутствуют несимметричные элементы в сети, 3) сохраняется неизменной скорость вращения ЭМ. При невыполнении хотя бы одного из этих условий переменные коэффициенты сохраняются и в преобразованных уравнениях, поэтому переход к уравнениям Парка-Горева не дает каких-либо преимуществ.

Постановка задачи. Чтобы обеспечить точность моделирования и устойчивость вычислительных процессов численного интегрирования дифференциальных уравнений переходных процессов, снизить порядок системы при наличии емкостных элементов, при разработке математических моделей ЭСДН представляется целесообразным применение неявных методов численного интегрирования и уравнений в фазных координатах на основе так называемых дискретных математических моделей [3].

Дискретную математическую модель системы можно получить, если выполнить сначала аппроксимацию дифференциальных уравнений трехфазных элементов сети разностными уравнениями, а затем – формирование узловых уравнений системы на шаге. Способ аппрокси-

мации зависит от принятого метода численного интегрирования. Так как отмеченные выше особенности многомашиных систем требуют применения неявных методов численного интегрирования, при разработке дискретных моделей статических элементов и вращающихся ЭМ в фазных координатах ниже в качестве исходного алгоритма принят один из неявных методов – неявный метод Эйлера.

Математические модели ЭМ для неявных методов численного интегрирования. Математические модели статических элементов систем ЭСДН получены в [3] путем аппроксимации исходных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} [L]_{ij}^F \frac{d}{dt} [i]_{ij}^F + [R]_{ij}^F [i]_{ij}^F &= [u]_i^F - [u]_j^F \\ [C]_{i0}^F [u]_i^F + [G]_{i0}^F [u]_i^F &= [i]_{i0}^F \end{aligned} \quad (1)$$

на основе неявных формул Эйлера-Коши и представлены в форме, разрешенной относительно токов фаз $[i]_{ij}^{(k+1)}, [i]_{i0}^{(k+1)}$:

$$\begin{aligned} [i]_{ij}^{(k+1)} &= h([L]_{ij} + h[R]_{ij})^{-1} [\Delta u]_{ij}^{(k+1)} + \\ &+ ([L]_{ij} + h[R]_{ij})^{-1} [L]_{ij} [i]_{ij}^{(k)} \end{aligned} \quad (2)$$

$$[i]_{i0}^{(k+1)} = \frac{1}{h} ([C]_{i0} + h[G]_{i0}) [u]_{i0}^{(k+1)} - \frac{1}{h} [C]_{i0} [i]_{i0}^{(k)}$$

или, в более краткой форме,

$$\begin{aligned} [i]_{ij}^{(k+1)} &= [Y]_{ij} [\Delta u]_{ij}^{(k+1)} + [J]_{ij}^{(k)} \\ [i]_{i0}^{(k+1)} &= [Y]_{i0} [\Delta u]_{i0}^{(k+1)} + [J]_{i0}^{(k)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $[Y]_{ij}, [Y]_{i0}$ – матрицы, определяемые соответственно продольными и поперечными параметрами участка трехфазной линии, $[J]_{ij}^{(k)}, [J]_{i0}^{(k)}$ – векторы, зависящие от токов индуктивных и напряжений емкостных ветвей, определяемые на предыдущем шаге интегрирования. Уравнения (3), представляющие собой аппроксимацию дифференциальных уравнений участка трехфазной линии разностными уравнениями (дискретная математическая модель), разрешены относительно токов фаз на $(k+1)$ -м шаге интегрирования, что позволяет включать их в систему узловых уравнений на шаге расчета. Уравнения ЭМ для включения их в модель системы должны быть представлены в такой же унифицированной форме.

Уравнения синхронных машин с учетом того, что матрицы индуктивностей обмоток являются функциями углового положения ротора, можно представить в форме

$$\begin{bmatrix} L_S & L_{SR} \\ L_{RS} & L_{SR} \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} + \left(\omega \left[\frac{dL(\gamma)}{d\gamma} \right] + \begin{bmatrix} r_S & \\ & r_R \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_S \\ U_R \end{bmatrix};$$

и аналогично предыдущему перейти к разностной аппроксимации в соответствии с формулой Эйлера

$$\begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k+1)} = \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k)} - h[L(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} \left(\omega \left[\frac{dL(\gamma)^{(k+1)}}{d\gamma} \right] + \begin{bmatrix} r_S & \\ & r_R \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k+1)} + h[L(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} \begin{bmatrix} u_S \\ u_R \end{bmatrix}^{(k+1)}.$$

Если перенести элементы, содержащие токи обмоток статора i_S и ротора i_R на $(k+1)$ -м шаге, в левую часть, то уравнения примут вид:

$$\left[A(\gamma)^{(k+1)} \right] \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k+1)} = h[L(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} \begin{bmatrix} u_S \\ u_R \end{bmatrix}^{(k+1)} + \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k)}; \quad (4)$$

Умножив обе части уравнения (4) на обратную матрицу $[A(\gamma)^{(k+1)}]$, получим окончательно

$$\begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k+1)} = [Y(\gamma)^{(k+1)}] \begin{bmatrix} u_S \\ u_R \end{bmatrix}^{(k+1)} + \begin{bmatrix} j_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k)}, \quad (5)$$

где

$$[Y(\gamma)^{(k+1)}] = h[A(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} [L(\gamma)^{(k+1)}]^{-1};$$

$$\begin{bmatrix} j_S \\ j_R \end{bmatrix} = [A(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k)};$$

$$[A(\gamma)^{(k+1)}] = [E] + h[L(\gamma)^{(k+1)}]^{-1} \left(\omega \left[\frac{dL(\gamma)^{(k+1)}}{d\gamma} \right] + \begin{bmatrix} r_S & \\ & r_R \end{bmatrix} \right).$$

Уравнения (5) являются дискретной моделью СМ, представлены в форме, удобной для включения их в модель системы и позволяют определить параметры режима СМ на шаге интегрирования по параметрам режима сети.

Полные уравнения АД в фазных координатах, как и уравнения СМ, имеют периодически изменяющиеся индуктивности. Переход к дискретным уравнениям для АД выполняется аналогично тому, как это было выполнено выше для СМ, поэтому ниже изложен кратко.

Уравнения электромагнитных переходных процессов АД в дифференциальной форме имеют вид

$$\begin{bmatrix} L_S & L_{SR} \\ L_{RS} & L_R \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} + \omega \begin{bmatrix} 0 & \frac{dL_{SR}(\gamma)}{d\gamma} \\ \frac{dL_{RS}(\gamma)}{d\gamma} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} r_S & \\ & r_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_S \\ 0 \end{bmatrix}; \quad (6)$$

$$+ \begin{bmatrix} r_S & \\ & r_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} u_S \\ 0 \end{bmatrix};$$

где

$$L_S = \begin{bmatrix} L_{11} & & \\ & L_{11} & \\ & & L_{11} \end{bmatrix}; L_R = \begin{bmatrix} L_{22} & & \\ & L_{22} & \\ & & L_{22} \end{bmatrix};$$

$$[L_{SR}] = L_{12}[C_\gamma]; [L_{RS}] = L_{21}[C_\gamma]^T;$$

-индуктивности (собственные и взаимные) обмоток статора и ротора,

$$[C_\gamma] = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) \\ \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \gamma & \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) \\ \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & \cos \gamma \end{bmatrix}.$$

или, в более компактной форме

$$[L_{AD}] \frac{d}{dt} [i] + \left(\omega \left[\frac{dL}{d\gamma} \right] + [R] \right) [i] = \begin{bmatrix} u_S \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Разрешив (7) относительно производных и выполнив разностную аппроксимацию аналогично уравнениям СМ, получим дискретные уравнения АД на шаге численного интегрирования:

$$\begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k+1)} = \begin{bmatrix} A_S & A_{SR} \\ A_{RS} & A_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_S \\ i_R \end{bmatrix}^{(k)} + \begin{bmatrix} Y_S & Y_{SR} \\ Y_{RS} & Y_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_S \\ 0 \end{bmatrix}^{(k+1)} + \begin{bmatrix} Y_S & Y_{SR} \\ Y_{RS} & Y_R \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_S \\ 0 \end{bmatrix}^{(k+1)};$$

Дискретные уравнения АД (8), как и (5) для СМ, позволяют определить параметры режима АД на шаге интегрирования по параметрам режима сети и представлены в форме, удобной для включения в модель системы.

При наличии периодически изменяющихся индуктивностей в (5), (8) матрицы параметров ЭМ необходимо вычислять и обращать на каждом шаге численного интегрирования. Для повышения эффективности вычислительных процедур матрицы индуктивностей (прямые и обратные) обмоток СМ и АД с помощью формул преобразования Парка-Горева можно представить в аналитической форме.

Переход от исходной матрицы индуктивностей обмоток СГ в фазных координатах

$$[L^F] = \begin{bmatrix} L_{AA} & L_{AB} & L_{AC} & L_{Af} & L_{AD} & L_{AQ} \\ L_{BA} & L_{BB} & L_{BC} & L_{Bf} & L_{BD} & L_{BQ} \\ L_{CA} & L_{CB} & L_{CC} & L_{Cf} & L_{CD} & L_{CQ} \\ \hline L_{fA} & L_{fB} & L_{fQ} & L_f & L_{fD} & 0 \\ L_{DA} & L_{DB} & L_{DC} & L_{Qf} & L_D & 0 \\ L_{QA} & L_{QB} & L_{QC} & 0 & 0 & L_Q \end{bmatrix}$$

выполняется с помощью прямой и обратной матриц преобразования Парка

$$[P] = \begin{bmatrix} \frac{2}{3} \cos \gamma & \frac{2}{3} \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & \frac{2}{3} \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & 0 & 0 & 0 \\ \frac{2}{3} \sin \gamma & \frac{2}{3} \sin \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & \frac{2}{3} \sin \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{3} & \frac{1}{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$[P]^{-1} = \begin{bmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \cos \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & \sin \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \right) & 1 & 0 & 0 & 0 \\ \cos \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & \sin \left(\gamma + \frac{2\pi}{3} \right) & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Для получения матрицы индуктивностей во вращающейся системе координат $[L]^P$ нужно исходную матрицу $[L]^F$ умножить слева на матрицу $[P]$, а справа – на $[P]^{-1}$

$$[L^{\Pi}] = [L^F][L^{\Pi}]^{-1}. \quad (9)$$

Умножение слева матрицы $[L^F]$ на матрицу $[L^{\Pi}]$ и полученной матрицы на $[L^{\Pi}]^{-1}$ дает матрицу индуктивностей в координатах $d, q, 0$:

$$[L^{\Pi}] = \begin{bmatrix} x_d & 0 & 0 & x_{ad} & x_{ad} & 0 \\ 0 & x_q & 0 & 0 & 0 & x_{aq} \\ 0 & 0 & x_0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{3}{2}x_{ad} & 0 & 0 & x_f & x_{ad} & 0 \\ \frac{3}{2}x_{ad} & 0 & 0 & x_{ad} & x_D & 0 \\ 0 & \frac{3}{2}x_{aq} & 0 & 0 & 0 & x_Q \end{bmatrix} \quad (10)$$

Все элементы матрицы $[L^{\Pi}]$ находятся по каталожным данным СГ, поэтому ее можно считать известной. По известной $[L^{\Pi}]$ можно найти, как это следует из (9), матрицу

$$[L^F] = [L^{\Pi}]^{-1}[L^{\Pi}][L^{\Pi}] \quad (11)$$

и ей обратную

$$[L^F]^{-1} = [L^{\Pi}]^{-1}[L^{\Pi}]^{-1}[L^{\Pi}]. \quad (12)$$

$$[L^{\Pi}]^{-1} = \begin{bmatrix} b_d & 0 & 0 & b_{df} & b_{dD} & 0 \\ 0 & b_q & 0 & 0 & 0 & b_{qQ} \\ 0 & 0 & b_0 & 0 & 0 & 0 \\ b_{fd} & 0 & 0 & b_f & b_{fD} & 0 \\ b_{Dd} & 0 & 0 & b_{Df} & b_D & 0 \\ 0 & b_{Qq} & 0 & 0 & 0 & b_Q \end{bmatrix}, \quad (13)$$

где

$$b_d = \frac{x_f x_D - x_{ad}^2}{\Delta d}; \quad b_{df} = \frac{-x_{ad} x_D + x_{ad}^2}{\Delta d};$$

$$b_q = \frac{x_Q}{\Delta q}; \quad b_{qQ} = \frac{-x_{aq}}{\Delta q}; \quad b_0 = \frac{1}{x_0};$$

$$b_{Qq} = -\frac{3}{2} \frac{x_{aq}}{\Delta q}; \quad b_Q = \frac{x_q}{\Delta q};$$

$$b_{fd} = -\frac{3}{2} \frac{x_{ad} x_D - x_{ad}^2}{\Delta d}; \quad b_f = \frac{x_d x_D - \frac{3}{2} x_{ad}^2}{\Delta d}; \quad (14)$$

Выполнив перемножение матриц $[L^{\Pi}]^{-1}$ и $[L^{\Pi}]^{-1}$ а затем умножение произведения $[L^{\Pi}]^{-1}[L^{\Pi}]^{-1}$ на матрицу $[L^{\Pi}]$ слева, получим обратную матрицу индуктивностей обмоток СМ.

Полученные выражения, в отличие от предложенных, например, в [4], не требуют предварительного вычисления элементов обратной матрицы при фиксированных значениях угла γ .

Преобразования Парка для асинхронных двигателей отличаются от преобразований для СМ тем [2], что для перехода от уравнений с периодическими коэффициентами к уравнениям с постоянными коэффициентами может быть выбрана любая система координатных осей, вращающаяся в пространстве с произвольной угловой скоростью.

Полученные аналитические выражения для элементов обратных матриц индуктивностей ЭМ и основанный на них алгоритм исключают

необходимость формирования и обращения матриц $[L(\gamma)^{(k+1)}]$, что во-первых, позволяют снизить трудоемкость получения дискретных моделей и, во-вторых, что более существенно, уменьшить погрешности вычислений, возникающих при многократном повторении операции обращения матриц $[L^F(\gamma)]$, определитель которых имеет порядок $10^{-6} - 10^{-7}$ [10].

ВЫВОДЫ

1. Дифференциальные уравнения элементов ЭСДН и соответствующих трехфазных многополюсников представлены в форме дискретных уравнений, разрешенной относительно токов, что упрощает алгоритмизацию задачи формирования уравнений системы в целом.

2. Получены дифференциальные уравнения силовых трансформаторов в фазных координатах, отражающие все основные особенности их конструктивного исполнения (схему и группу соединения обмоток, режим нейтрали) как в дифференциальной, так и в дискретной форме с использованием методов неявного интегрирования.

3. Дискретизация и алгебраизация компонентных уравнений реактивных элементов позволяет перейти от задачи решения нелинейных интегродифференциальных систем уравнений к многократному решению линеаризованной системы алгебраических уравнений, что соответствует дискретизации математической модели анализируемой системы в отдельных точках рассматриваемой временной области.

4. Полученные с использованием преобразования Парка-Горева аналитические выражения для элементов обратных матриц индуктивностей синхронных и асинхронных двигателей позволяют исключить операции многократного их обращения в ходе численного интегрирования и уменьшить погрешности вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич Ю.Е., Либова Л.Е., Хачатрян Э.А. Устойчивость нагрузки электрических систем. М.: Энергоиздат., 1986.
2. Гамазин С.И., Садыкбеков Г.А. Переходные процессы в системах электроснабжения с двигательной нагрузкой. – Алма-Ата: Гылым, 1991, 301 с.
3. Веприк Ю.Н., Лебедка С.Н., Веприк В.Ю. Математическое моделирование переходных процессов в электрических сетях с изолированной нейтралью в фазных координатах. Электротехника и электромеханика. Ежекварт. Научно-практический журнал. Харьков: НТУ "ХПИ" - 2005. № 3. С. 74-77.
4. Коськин Ю.П., Смирнова Н.Н. Расчёт переходных процессов в автономных электроэнергетических системах. – Электричество, 1987, № 4.

Поступила 28.04.2009

Бондаренко Владимир Емельянович, д.т.н., проф.,

Веприк Владимир Юрьевич, инж.

Национальный технический университет

"Харьковский политехнический институт"

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

кафедра "Передача электрической энергии"

тел. (057) 707-62-46

КОММУТАЦИОННЫЕ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ В ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧЕ 750 кВ

Представлена математична модель електромагнітних перехідних процесів в електричних системах, основана на використанні дискретних вузлових рівнянь в фазних координатах і неявних методів чисельного інтегрування, що дає можливість моделювати перехідні процеси при симетричних та несиметричних комутаціях і пошкодженнях в електричних мережах будь-якої конфігурації.

Представлена математическая модель электромагнитных переходных процессов в электрических системах, основанная на использовании дискретных узловых уравнений в фазных координатах и неявных методов численного интегрирования, позволяющая моделировать переходные процессы при симметричных и несимметричных, одноместных и многоместных коммутациях и повреждениях в электрических сетях произвольной конфигурации.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

В условиях эксплуатации электрические сети подвержены целому ряду управляющих и возмущающих воздействий, в числе которых значительную долю составляют коммутации – плановые (включения, отключения) и аварийные (КЗ, отключения КЗ, АПВ, ОАПВ). Элементы системы характеризуются наличием электростатического и электромагнитного влияния, в связи с чем любой электрической системе потенциально присущи колебательные свойства, и все коммутации (плановые, аварийные, возмущающие) сопровождаются переходными процессами колебательного характера, в течение которых, при переходе от режима, предшествующего коммутации, к новому установившемуся напряжению и токи, как правило, превышают установившиеся значения. Коммутационные перенапряжения в переходных режимах, воздействующие на изоляцию, могут превышать допустимые значения и быть причиной повреждений элементов. Поэтому переходные процессы выдвигают целый ряд дополнительных, специфических требований к оборудованию, схемам и режимам электрических систем, и требуемые показатели функционирования могут быть обеспечены только на основе расчетов коммутационных перенапряжений с применением возможно более полных и точных математических моделей.

АНАЛИЗ ПУБЛИКАЦИЙ

В учебной, научной и нормативной литературе [1, 2] для оценки максимальных напряжений переходного процесса при коммутациях пользуются выражениями следующего вида:

$$U_{\max} = K_{\text{уд}} \cdot U_{\text{уст}} = K_{\text{уд}} \cdot K_{\text{уст}} \cdot U_{\phi} = K_{\text{п}} \cdot U_{\phi}, \quad (1)$$

где $K_{\text{уд}}$ – ударный коэффициент (отношение максимального напряжения переходного процесса к вынужденной составляющей), $K_{\text{уст}}$ – отношение вынужденной составляющей перенапряжения (установившегося режима) к рабочему напряжению. Коэффициентом

$$K_{\text{п}} = K_{\text{уд}} \cdot K_{\text{уст}} \quad (2)$$

определяется кратность коммутационных (внутренних) перенапряжений. Величина ударного коэффициента в (2) зависит от ряда факторов: частоты и декремента затухания свободных колебаний, начальных и

граничных условий, характеристик выключателей, выполняющих коммутации.

Выражения вида (1) для численных значений кратностей перенапряжений при применении к реальным схемам можно рассматривать как оценочные, так как они получены на основе аналитических решений, для простых схем (как правило, однофазных) и для конкретных видов коммутаций (включение, отключение фазы линии, отключение КЗ, отключение ненагруженного трансформатора и т. д.). При переходе к реальным системам к перечисленным факторам добавляется еще ряд факторов, не учитываемых в (2) и усложняющих задачу: более сложные схемы, наличие трех фаз, связанных взаимным влиянием, несимметрия как параметров элементов, так и параметров режима фаз.

Постановка задачи. Степень достоверности результатов моделирования зависит от того, насколько полно и правильно отражены свойства системы и ее элементов в соответствующих математических моделях. Поэтому разработку математических моделей электрических систем с многоместной несимметрией и в переходных режимах представляется целесообразным выполнять на основе уравнений в фазных координатах.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЕТЕЙ С НЕСИММЕТРИЕЙ В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ

На кафедре "Передача электрической энергии" НТУ "ХПИ" разработана такая модель [3], в основу которой положены следующие основные положения:

- Уровень декомпозиции. В качестве элементов сети рассматриваются не двухполюсники с параметрами R , L , C , а трехфазные многополюсники, параметрами которых являются матрицы $[R]$, $[L]$, $[C]$, отражающие параметры фаз и их взаимное влияние. Так, для участка трехфазной линии электропередачи уравнения в фазных координатах можно представить в виде

$$\begin{aligned} [L]_{ij}^F \frac{d}{dt} [i]_{ij}^F + [R]_{ij}^F [i]_{ij}^F &= [u]_i^F - [u]_j^F \\ [C]_{i0}^F [u]_i^F + [G]_{i0}^F [u]_i^F &= [i]_{i0}^F \end{aligned} \quad (3)$$

или, в форме Коши

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [i]_{ij}^F &= [L]_{ij}^{F-1} [\Delta u]_{ij}^F - [L]_{ij}^{F-1} [R]_{ij}^F [i]_{ij}^F \\ \frac{d}{dt} [u]_i^F &= [C]_{i0}^{F-1} [i]_{i0}^F - [C]_{i0}^{F-1} [G]_{i0}^{F-1} [u]_i^F \end{aligned} \quad (4)$$

- Метод численного интегрирования дифференциальных уравнений переходных процессов. Переходные процессы в электрических системах с индуктивными и емкостными элементами характеризуются наличием колебательных составляющих с существенно различающимися постоянными времени, что может приводить к неустойчивости вычислительных процессов. Устойчивость вычислений достигается применением неявных методов интегрирования. Выполнив линейно-разностную аппроксимацию (4) и разрешив относительно токов фаз

$$[i]_{ij}^{(k+1)}, [i]_{i0}^{(k+1)}, \text{ получим} \\ [i]_{ij}^{(k+1)} = h([L]_{ij} + h[R]_{ij})^{-1} [\Delta u]_{ij}^{(k+1)} + ([L]_{ij} + h[R]_{ij})^{-1} [L]_{ij} [i]_{ij}^{(k)} \quad (5)$$

$$[i]_{i0}^{(k+1)} = \frac{1}{h} ([C]_{i0} + h[G]_{i0})^{-1} [u]_{i0}^{(k+1)} - \frac{1}{h} [C]_{i0} [u]_{i0}^{(k)}$$

или, в более краткой форме,

$$\begin{aligned} [i]_{ij}^{(k+1)} &= [Y]_{ij} [i]_{ij}^{(k+1)} + [J]_{ij}^{(k)} \\ [i]_{i0}^{(k+1)} &= [Y]_{i0} [\Delta u]_{i0}^{(k+1)} + [J]_{i0}^{(k)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $[Y]_{ij}, [Y]_{i0}$ - матрицы, определяемые соответственно продольными и поперечными параметрами участка трехфазной линии, $[J]_{ij}^{(k)}, [J]_{i0}^{(k)}$ - векторы, зависящие от токов индуктивных и напряжений емкостных ветвей, определяемые на предыдущем шаге интегрирования.

- Метод формирования систем дифференциальных уравнений. При включении в модель системы как индуктивных, так и емкостных элементов уравнения переходных процессов становятся интегродифференциальными, задачи составления уравнений и представления их в конечно-разностной форме усложняются. Преодоление сложности этого этапа моделирования обеспечивается тем, что в дискретной форме представляются сначала дифференциальные уравнения трехфазных многополосников, а затем выполняется формирование системы конечно-разностных уравнений на шаге.

Составив уравнения баланса токов для всех независимых трехфазных узлов сети, получим систему уравнений

$$\begin{aligned} [y_{11}] [u_1]^{k+1} + [y_{12}] [u_2]^{k+1} + \dots + [y_{1i}] [u_i]^{k+1} + \dots + [y_{1n}] [u_n]^{k+1} &= [j_1]^k \\ [y_{21}] [u_1]^{k+1} + [y_{22}] [u_2]^{k+1} + \dots + [y_{2i}] [u_i]^{k+1} + \dots + [y_{2n}] [u_n]^{k+1} &= [j_2]^k \end{aligned} \quad (7)$$

$$\dots$$

$$[y_{i1}] [u_1]^{k+1} + [y_{i2}] [u_2]^{k+1} + \dots + [y_{ii}] [u_i]^{k+1} + \dots + [y_{in}] [u_n]^{k+1} = [j_i]^k$$

$$\dots$$

$$[y_{n1}] [u_1]^{k+1} + [y_{n2}] [u_2]^{k+1} + \dots + [y_{ni}] [u_i]^{k+1} + \dots + [y_{nn}] [u_n]^{k+1} = [j_n]^k$$

Элементы вектора-столбца $[J]^k$ в правой части полученной системы уравнений зависят от токов индуктивных и напряжений емкостных элементов на предыдущем (к-м) интервале времени и изменяются от шага к шагу. Элементы блоков матрицы $[y_{ij}]$ определяются параметрами R, L, G, C элементов системы и при постоянном шаге интегрирования остаются неиз-

менными. Решение системы (8) позволяет по параметрам режима схемы на предыдущем шаге определить параметры режима на очередном интервале времени.

- При математическом моделировании сложных систем трудоемкость работы по подготовке данных, расчету параметров элементов в фазных координатах, составлению систем уравнений соизмерима с трудоемкостью решения систем уравнений. Поэтому формализованные процедуры разработаны не только для решения систем дифференциальных уравнений, но и для расчета параметров элементов и формирования систем уравнений.

Расчет переходного процесса при использовании неявных методов и представлении трехфазных элементов на шаге интегрирования дискретными моделями (7) позволяет свести решение системы дифференциальных уравнений к многократному формированию и решению системы алгебраических уравнений.

Разработанная модель реализована в виде программы ANFAZ2 на языке программирования DELPHI для ПЭВМ, и предназначена для моделирования электромагнитных переходных процессов в электрических сетях уравнениями в фазных координатах. Программа позволяет на основе метода фазных координат выполнять расчеты переходных процессов при симметричных и несимметричных коммутациях в электрических сетях произвольной конфигурации и с несимметричными элементами с представлением результатов расчета как в графической (в виде кривых изменения токов и напряжений), так и в численной (в виде массивов) форме, как в точке повреждения, так и в любых других элементах электрической сети (токи в ветвях схемы), напряжения, емкостные и индуктивные токи в узлах.

С применением разработанной программы. выполнено исследование электромагнитных переходных процессов и сопровождающих их перенапряжений при коммутациях ВЛ 750 кВ Курская АЭС – ПС Североукраинская. Расчетная схема электропередачи, принятая в расчетах, представлена на рис. 1. Для определения напряжений в промежуточных точках ВЛ, она разбита на 24 участка длиной 8.1 км.

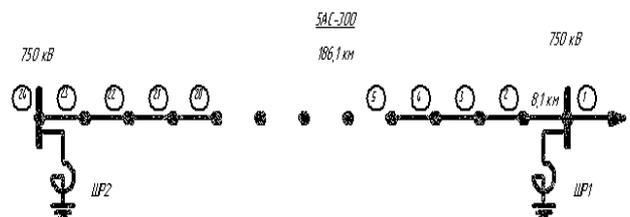


Рис. 1. Расчетная схема электропередачи

Характер переходных процессов и сопровождающих их перенапряжений при рассмотренных коммутациях (включении ВЛ на холостой ход, отключении фазы, ОАПВ) иллюстрируют цифrogramмы, представленные на рис. 2 – 5.

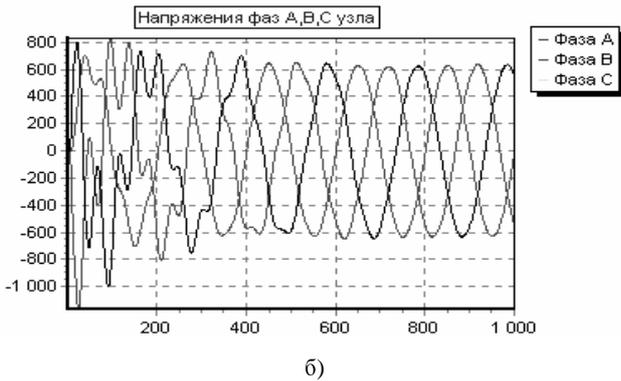
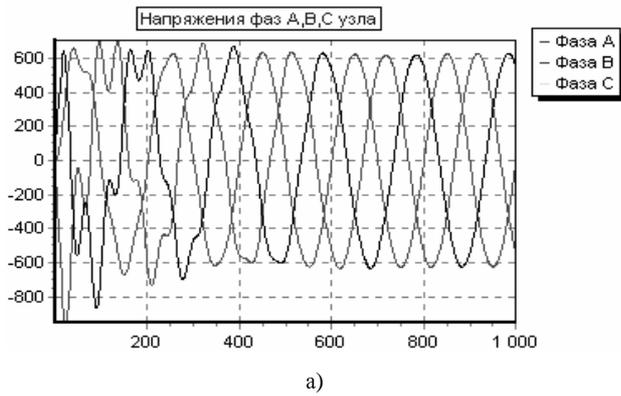


Рис. 2. Напряжения фаз в начале (а) и конце (б) ВЛ при включении на XX

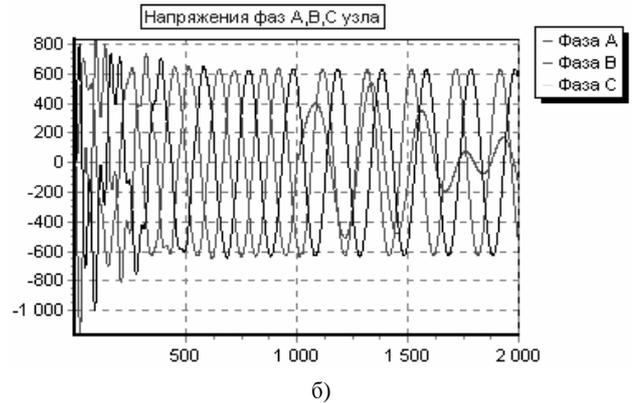
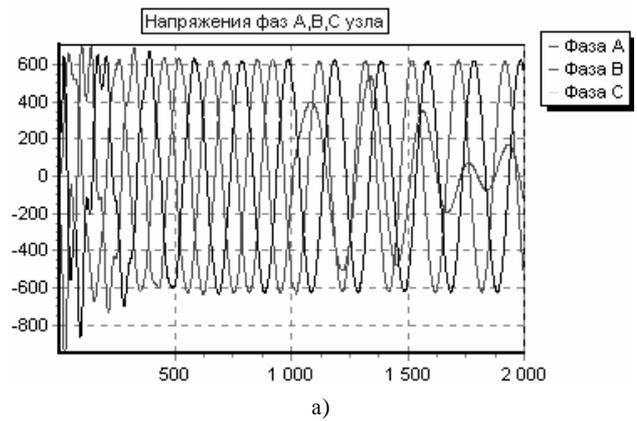


Рис. 3. Напряжения фаз в начале (а) и конце (б) ВЛ на XX при отключении фазы

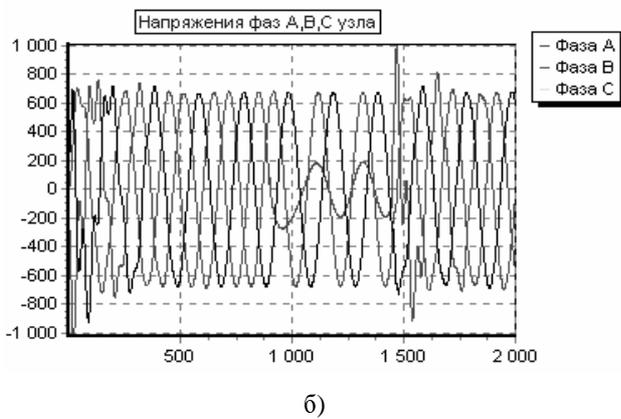
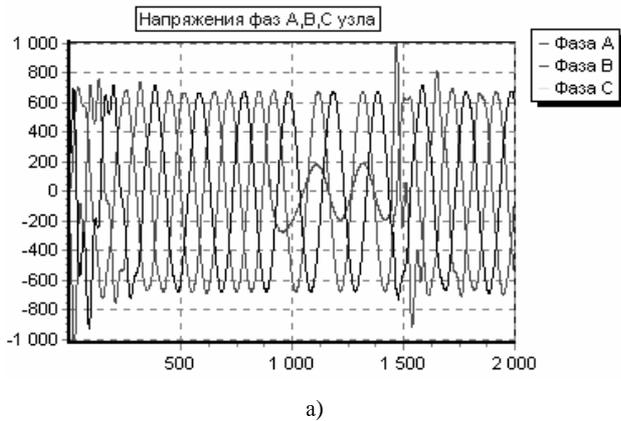


Рис. 4. Напряжения фаз в начале (а) и конце (б) ВЛ при ОАПВ (P=150 мВт)

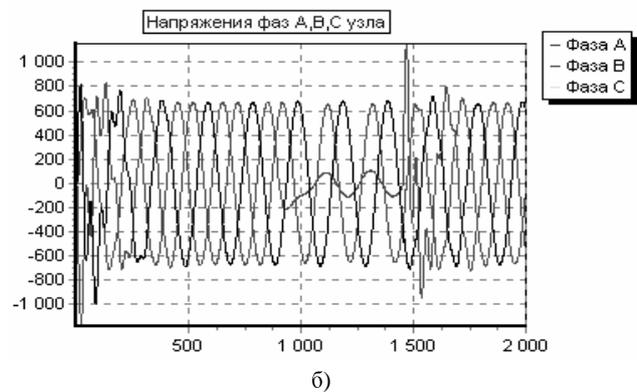
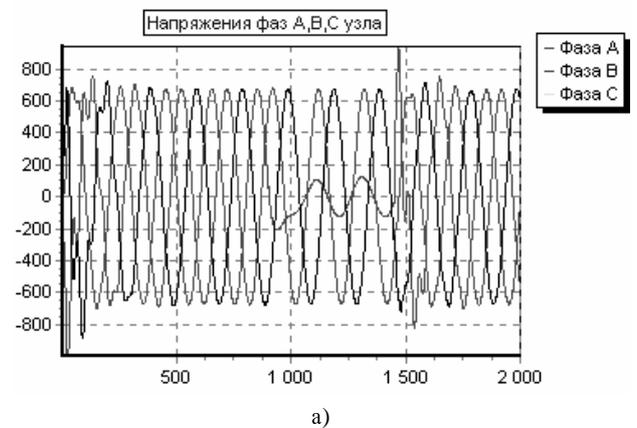


Рис. 5. Напряжения фаз в начале (а) и конце (б) ВЛ при ОАПВ (P=300 мВт)

На цифrogramмах напряжения фаз (кВ) представлены в зависимости от номера шага интегрирования, шаг интегрирования $h=0.0001$ с. Перенапряжения в цикле ОАПВ зависят от параметров ШР и электропередачи, от передаваемой мощности и параметров режима электропередачи в момент повторного включения. В расчетах электромагнитных переходных процессов, возникающих в цикле ОАПВ исследуемой электропередачи, варьировались передаваемая мощность и время бестоковой паузы.

Программа позволяет не только исследовать характер изменения мгновенных значений напряжений и токов $u(t)$, $i(t)$ в элементах сети, но и воспроизводить волновые процессы в электропередаче. На рис. 6 представлены цифrogramмы распространения волн напряжения фаз по участкам ВЛ (24 участка) с шагом по времени 0.0001 с. при включении ВЛ, из которых видно, что максимальные напряжения переходного процесса наступают в момент наложения падающей и отраженной волн в конце ВЛ.

ВЫВОДЫ

Приведенные результаты расчетов электромагнитных переходных процессов при рассмотренных вариантах коммутаций ВЛ показывают, что:

- разработанная модель электромагнитных переходных процессов в электрических системах, основанная на использовании дискретных узловых уравнений в фазных координатах и неявных методов численного интегрирования, позволяет моделировать переходные процессы при симметричных и несимметричных, одноместных и многоместных коммутациях и повреждениях в электрических сетях произвольной конфигурации;

- электромагнитные переходные процессы в электропередачах 750 кВ могут приводить к перенапряжениям, превышающим допустимые значения для электрооборудования ПС (силовых трансформаторов, шунтирующих реакторов), что может служить одной из причин высокой аварийности ШР;

- при включении ВЛ 750 кВ КАЭС-Североукраинская на холостой ход кратности перенапряжений в конце линии составляют 1.63-1.75;

- при отключении ненагруженной фазы перенапряжения в конце ВЛ имеют величину 1.63-1.64, под нагрузкой ($P=150$ мВт) – 1.31;

- перенапряжения в цикле ОАПВ зависят от передаваемой мощности и при $P=150$ мВт составляют 1.63, при $P=300$ мВт – 1.878;

- на ПС Североукраинская реакторное присоединение защищено разрядником с пробивным напряжением $2,1U_{\phi}$. Таким образом, разрядник РВМК-750 не срабатывает при перенапряжениях $1,878U_{\phi}$ в цикле ОАПВ, и изоляция шунтирующего реактора попадает под влияние перенапряжения $1,878U_{\phi}$, что может служить одной из причин аварийности ШР;

- для ограничения перенапряжений на шунтирующем реакторе целесообразно заменить защитные аппараты в цепях шунтирующих реакторов с РВМК-750 на ОПН-750, так как ограничитель перенапряжений ОПН-750 имеет уровень ограничения перенапряжений $1,8U_{\phi}$ вместо $2,1U_{\phi}$ у РВМК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Техника высоких напряжений: Учебное пособие для вузов И.М. Богатенков, Г.М.. Иманов, В.Е. Кизеветтер и др.; Под ред. Г.С. Кучинского. – СПб: Изд. ПЭИПК 1998. – 700 с.: ил.;
2. Богатенков И.М., Михайлов Ю.А., Халилов Ф.Х. Коммутационные перенапряжения / Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Электрические станции и сети. – 1990. – Том 16. – 114 с.
3. Веприк Ю.Н. Дискретная математическая модель электромагнитных переходных процессов в электрической сети // Вестник ХПИ. – 1992. – № 286. – С. 17-20.

Поступила 28.04.2009

Веприк Юрий Николаевич, к.т.н.,
Минченко Анатолий Андреевич, к.т.н.
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",
кафедра "Передача электрической энергии"
тел. (057) 707-62-46

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСТАНОВИВШЕГОСЯ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ОБМОТКЕ РОТОРА С УЧЕТОМ ВЫТЕСНЕНИЯ ТОКА В ПАЗУ АСИНХРОННОГО ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯ С КОРОТКОЗАМКНУТЫМ РОТОРОМ

З використанням теорії електромагнітного поля для плоскої лінійної поляризованої хвилі, приводяться аналітичні дослідження розподілу температури в обмотці ротора асинхронних електродвигунів в стаціонарних режимах з урахуванням витіснення струму.

С использованием теории электромагнитного поля для плоской линейной поляризованной волны, приводятся аналитические исследования распределения температуры в обмотке ротора асинхронных электродвигателей в стационарных режимах с учетом вытеснения тока.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно [1] у асинхронных двигателей (АД) в режимах работы S4 температура стержней ротора достигает температуры плавления алюминия еще при номинальной температуре обмотки статора.

В [2] показано, что вследствие высокого нагрева обмотки ротора конвейерных двигателей необходимо ограничить число повторных пусков нагруженного конвейера до двух.

В [3] показано, что к недостаткам литых алюминиевых обмоток следует отнести появление воздушных включений, приводящих к возникновению раковин в пазах и кольцах, утончение и утяжка стержней, недоливы и т.п., что ухудшает параметры и снижает надежность АД. Кроме того, при больших перегрузках или частых пусках происходит выплавление роторных стержней, что приводит к аварии АД. Практически короткозамкнутые обмотки роторов, получаемые путем заливки алюминием, неремонтопригодны.

Вследствие этого, диагностика литых короткозамкнутых обмоток является актуальной задачей.

Особую актуальность приобретает эта задача для обмоток с вытеснением тока, имеющих повышение потерь в обмотке при пуске и неравномерное распределение потерь по сечению обмотки, а, следовательно, повышенный нагрев стержней при пуске.

Однако существующие модели температурных реле [4 - 11] не оценивают температуру роторов АД.

Целью данной работы является исследование распределения температуры в обмотках ротора АД при нестационарных режимах с учетом вытеснения тока.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНАЛИЗ

Влияние поверхностного эффекта на нагрев ротора зависит не только от его геометрии, но и от параметров двигателя в целом. Для анализа эффекта выберем в качестве модели один из наиболее распространенных электродвигателей - 2ЭДКОФ250 мощностью 55 кВт для привода скребкового конвейера.

В конструкциях реальных АД применяется большое разнообразие форм пазов ротора, поэтому для упрощения задачи и получения общих результатов рассмотрена обмотка с прямоугольным алюминиевым стержнем.

Распределение напряженности поля для плоской электромагнитной волны в прямоугольной шине, находящейся в пазу ротора изучено согласно [12].

Начало координат расположено в центре стержня по его ширине в воздушном зазоре между ротором и статором. Ось X направлена вдоль стержня, ось Y – по ширине паза и ось Z – от поверхности ротора ко дну паза (рис. 1).

Положим, что магнитная проницаемость пакета ротора бесконечна ($\mu = \infty$). При этом допущении индукция

в стали пакета будет конечной величиной, а напряженность поля будет стремиться к нулю.

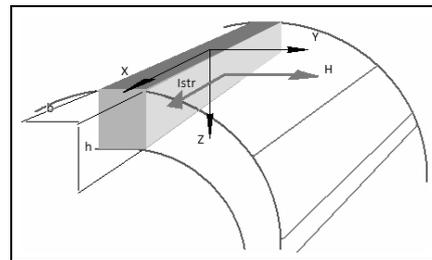


Рис. 1. Система координат

Вектор напряженности поля H направлен по оси Y, ЭДС E – по оси X, вектор Пойнтинга – по оси Z.

Дифференциальное уравнение для плоской электромагнитной волны:

$$\frac{d^2 \underline{H}_z}{dz^2} = j\omega\gamma_e \mu \underline{H}_z, \quad (1)$$

где \underline{H}_z – напряженность поля [А/м], комплексная величина, ω – угловая частота тока ротора, γ_e – электропроводность стержней ротора, [1/(Ом·м)].

Решение уравнения (1) в общем виде:

$$\underline{H}_z = \underline{C}_1 e^{pz} + \underline{C}_2 e^{-pz}, \quad (2)$$

где $p = \sqrt{j\omega\gamma_e \mu}$, μ – магнитная проницаемость [Гн/м].

Подставив это выражение в (3) получим:

$$p_1 = \sqrt{\frac{\omega\gamma_e \mu}{2}} + j\sqrt{\frac{\omega\gamma_e \mu}{2}} = \alpha + j\beta, \quad (5)$$

$$\alpha = \beta = \sqrt{\frac{\omega\gamma_e \mu}{2}}. \quad (6)$$

Постоянные интегрирования \underline{C}_1 и \underline{C}_2 определяют из граничных условий в пазу ротора для проводника прямоугольного поперечного сечения шириной b и высотой h согласно закону полного тока с учетом того, что $\underline{H}_z = \underline{I}_{str}/b$ при $z = 0$, и $\underline{H}_z = 0$ при $z = h$:

$$\underline{C}_1 + \underline{C}_2 = \frac{\underline{I}_{str}}{b}; \quad (7)$$

$$\underline{C}_1 e^{ph} + \underline{C}_2 e^{-ph} = 0, \quad (8)$$

где \underline{I}_{str} – ток в обмотке (стержне) ротора.

Определив \underline{C}_1 и \underline{C}_2 из (7) и подставив их в (2) получим выражение для расчета распределения напряженности поля по высоте паза с учетом вытеснения тока:

$$\underline{H}_z = \frac{\underline{I}_{str}}{b} \frac{\text{Sh}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}[p_1 h]}. \quad (9)$$

Электромагнитная волна проникает из зазора в шину через наружную поверхность стержня в воздушном зазоре машины и по мере проникновения в шину, будет затухать по амплитуде.

Распределение наведенной электромагнитной волной ЭДС по высоте паза ротора:

$$\underline{E}_z = -\frac{1}{\gamma_e} \frac{dH_z}{dz} = \frac{p_1 I_{str}}{\gamma_e b} \frac{\text{Ch}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}(p_1 h)}. \quad (10)$$

Распределение плотности тока по высоте паза:

$$\underline{\delta}_z = \gamma_e \underline{E}_z = \frac{p_1 I_{str}}{b} \frac{\text{Ch}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}(p_1 h)}. \quad (11)$$

В результате расчета по (11) получим комплексное выражение плотности тока.

Для определения действующей величины плотности тока воспользуемся выражением:

$$\delta_z = \sqrt{\delta_{zi} \delta_{zi}'}, \quad (12)$$

где δ_{zi}' – сопряженное комплексное значение плотности тока в стержне полученное из (11) подстановкой вместо p_1 сопряженной ей величины p_2 . После подстановки и преобразования получим:

$$\delta_z = \sqrt{I_{str}^2 \frac{p_1 p_2}{b^2} \left[\frac{\text{Ch}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}(p_1 h)} \cdot \frac{\text{Ch}[p_2(h-z)]}{\text{Sh}(p_2 h)} \right]}. \quad (13)$$

Для определения средней плотности тока можно воспользоваться следующим выражением:

$$\delta_{z, \text{ср.}} = \frac{I_{str}}{hb}. \quad (14)$$

Неравномерность плотности тока приводит к неравномерному распределению потерь по сечению паза.

Для расчета удельных потерь необходимо воспользоваться следующим выражением:

$$q_{str} = \delta_z^2 \rho_e. \quad (15)$$

В результате преобразования (15) получим:

$$q_{str, z} = I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2}{b^2} \left[\frac{\text{Ch}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}(p_1 h)} \cdot \frac{\text{Ch}[p_2(h-z)]}{\text{Sh}(p_2 h)} \right]. \quad (16)$$

Зная распределение удельных объемных потерь по высоте стержня, определена их средняя величина. Средние удельные потери в стержне:

$$q_{str, z} = I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2}{2hb^2} \times \frac{[\text{Sh}(p_2 - p_1)h](p_1 + p_2) - [\text{Sh}(p_2 + p_1)h](p_1 - p_2)}{\text{Sh}(p_1 h) \text{Sh}(p_2 h)(p_2^2 - p_1^2)}. \quad (17)$$

Суммарные потери в стержне:

$$P_{str} = q_{str, \text{ср.}} h b l. \quad (18)$$

Увеличение плотности тока в верхней части паза, приводящее к увеличению потерь в стержне паза, приведет к неравномерному нагреву стержня по высоте и к увеличению среднего нагрева стержня, а, следовательно, к повышению вероятности выплавления обмотки при тяжелых режимах работы двигателя.

В установившемся режиме распределение температур в элементах двигателя описывается уравнением Пуассона, с учетом граничных условий для рассматриваемого тела [13].

Температура стержня обмотки мало отличается от температуры зубца, около 1%, в связи с этим зубцовая зона ротора рассматривается, как стержень обмотки с эквивалентной теплопроводностью $\lambda_{\text{ЭКВ}}$. Тогда задача распределения температуры в стержне с учетом вытеснения тока, приводится к одномерной и для нее получено аналитическое решение.

Для упрощения задачи выполнен переход от цилиндрической системы координат к декартовой, где начало координат – в точке на поверхности ротора в воздушном зазоре.

Уравнение Пуассона в этом случае имеет вид:

$$\frac{d^2 \theta}{dz^2} = -\frac{q_{str, z}}{\lambda_{\text{ЭКВ}}}, \quad (19)$$

$$\lambda_{\text{ЭКВ}} = \frac{\lambda_{Fe} \cdot b_z + \lambda_{Al} \cdot b}{b_z + b}, \quad (20)$$

где b_z – ширина зубца в сечении.

Подстановкой распределения удельных потерь из (16) в (19) получено:

$$\frac{d^2 \theta}{dz^2} = -I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2}{\lambda_{\text{ЭКВ}} b^2} \left[\frac{\text{Ch}[p_1(h-z)]}{\text{Sh}(p_1 h)} \cdot \frac{\text{Ch}[p_2(h-z)]}{\text{Sh}(p_2 h)} \right] \quad (21)$$

При этом градиент температуры будет равен:

$$\frac{d\theta}{dz} = s\Theta_z = \int q_{str, z} dz + s\Theta \cdot h. \quad (22)$$

Постоянная интегрирования $s\Theta_z$ определена при допущении, что отток тепла со дна паза ротора в спинку отсутствует. В этом случае при $z = h$ получим:

$$s\Theta_z = s\Theta_h + I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2 (p_1 - p_2)}{2\lambda_{\text{ЭКВ}} b^2} \times \frac{\text{Sh}(p_2 - p_1)(h-z)(p_1 + p_2) - \text{Sh}(p_2 + p_1)(h-z)(p_1 - p_2)}{\text{Sh}(p_1 h) \text{Sh}(p_2 h)(p_2^2 - p_1^2)}. \quad (23)$$

Подставив эти данные в (22) получим, что $s\Theta_h = 0$.

Распределение температуры в стержне с учетом вытеснения тока определено из выражения:

$$\Theta_z = \int s\Theta_z dz + \Theta_0 = \Theta_{z1} + \Theta_0. \quad (24)$$

Подстановкой из (22) производной от температуры в (24) определено превышение температуры в любой точке стержня относительно температуры стержня в воздушном зазоре:

$$\Theta_{z1} = I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2 (p_1 - p_2)^2}{2\lambda_{\text{ЭКВ}} b^2} \times \frac{\text{Sh}(p_2 - p_1)(h-z)(p_1 + p_2)^2 - \text{Sh}(p_2 + p_1)(h-z)(p_1 - p_2)^2}{\text{Sh}(p_1 h) \text{Sh}(p_2 h)(p_2^2 - p_1^2)}. \quad (25)$$

Постоянная интегрирования Θ_0 определена при $\Theta_z = 0$ при $z = 0$:

$$\Theta_0 = -I_{str}^2 \frac{\rho_e p_1 p_2 (p_1 - p_2)^2}{2\lambda_{\text{ЭКВ}} b^2} \times \frac{\text{Sh}(p_2 - p_1)h(p_1 + p_2)^2 - \text{Sh}(p_2 + p_1)h(p_1 - p_2)^2}{\text{Sh}(p_1 h) \text{Sh}(p_2 h)(p_2^2 - p_1^2)}. \quad (26)$$

Окончательная формула расчета распределения температуры стержня обмотки ротора с учетом вытеснения тока в пазу:

$$\Theta_z = \Theta_{z1} + \Theta_0, \quad (27)$$

где Θ_{z1} определено по (24), а Θ_0 – по (26).

Для анализа влияния вытеснения тока на температуру стержня аналогично определена температура стержня при равномерном распределении потерь по сечению, а именно в первую очередь градиент температуры:

$$s\Theta_{0z} = \int \frac{-q_0}{\lambda_{\text{ЭКВ}}} dz = \frac{-q_0}{\lambda_{\text{ЭКВ}}} z + s\Theta_{00}, \quad (27)$$

где q_0 – удельные потери в стержне обмотки ротора без вытеснения тока.

Положим, что при $z = h$ будут иметь место ра-

венства: $s\Theta_{0z} = 0$ и $s\Theta_{00} = q_0 \cdot h / \lambda_{\text{эКВ}}$. Тогда:

$$s\Theta_{0z} = \frac{q_0}{\lambda_{\text{эКВ}}} (h - z). \quad (28)$$

Распределение температуры по высоте стержня определено из выражения:

$$\Theta_{0z} = \int \frac{q_0(h-z)}{\lambda_{\text{эКВ}}} dz = \frac{q_0(2h-z)}{2\lambda_{\text{эКВ}}} z + \Theta_{00}, \quad (29)$$

Исходя из условия $\Theta_z=0$ при $z=0$, $\Theta_{00}=0$, имеем:

$$\Theta_{0z} = \frac{q_0(2h-z)}{2\lambda_{\text{эКВ}}} z. \quad (30)$$

Средняя температура стержня при равномерном распределении:

$$\Theta_{0z,\text{ср.}} = \frac{1}{h} \int_0^h \Theta_{0z} dz = \frac{h^2}{3} \frac{q_0}{\lambda_{\text{эКВ}}}. \quad (31)$$

Распределение по высоте стержня установившегося превышения эквивалентной температуры в стержне обмотки ротора над температурой поверхности ротора при установившемся токе короткого замыкания стержня 4213 А и частоте 50 Гц, с вытеснением и без вытеснения, приведено на рис. 2. Кривая $\Theta_z(z)$ – с учетом вытеснения тока, $\Theta_{0z}(z)$ – без вытеснения тока.

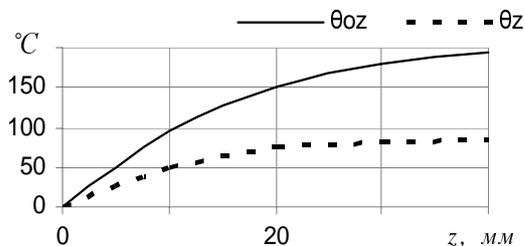


Рис. 2. Распределения температуры по высоте стержня с учетом и без учета вытеснения

Среднее превышение температуры стержня без вытеснения $\Theta_{0z,\text{ср.}} = 128$ °С. Среднее превышение температуры стержня с вытеснением $\Theta_{z,\text{ср.}} = 62$ °С.

Максимальное превышение температуры стержня без вытеснения на дне паза 193 °С. Максимальное превышение температуры стержня с вытеснением на дне паза 78 °С.

Тепловые сопротивления, от точки в стержне со средней температурой до точки на поверхности ротора для равномерного распределения потерь в стержне:

$$R_{str_0} = h / (3 \cdot b \cdot l \cdot \lambda_{\text{эКВ}}) = 0,04.$$

Для стержня с вытеснением тока:

$$R_{str} = \Theta_{\text{ср.}} / P_{\text{ср.}} = 0,02.$$

ВЫВОДЫ

Вытеснение тока в стержне обмотки ротора АД вызывает явления, зависящие от частоты тока в стержне. В частном случае при $f_2 = 50$ Гц:

1. Неравное распределение плотности тока, а, следовательно, удельных потерь по высоте стержня.

2. Неравномерное распределение плотности потерь по высоте стержня и температурного поля стержня.

3. Поскольку температура стержня обмотки мало отличается от температуры зубца, зубцовая зона ротора рассматривается, как стержень обмотки, имеющий эквивалентную теплопроводность. Тогда, распределение температуры в стержне ротора АД с учетом вытеснения тока, описываемое уравнением Пуассона, можно привести к одномерной и получить для нее аналитическое решение.

4. Неравномерное распределение плотности тока, а, следовательно, удельных потерь по высоте стержня,

а именно приближение максимальных потерь к поверхности ротора, приводит к уменьшению теплового сопротивления стержня от его среднего значения в 2 раза в точке на поверхности ротора. Во столько же раз снижается при постоянных суммарных потерях и средняя температура стержня.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ткачук А.Н., Аниканов А.И. Влияние повышения энерговооруженности скребковых конвейеров на аварийность их приводных электродвигателей. // Взрывозащищенное электрооборудование.- Сборник научных трудов УкрНИИВЭ.- 2003.- С. 126-134.
2. Шейко В.Г., Гармаш О.Н., Шейко С.Г. Влияние пуска двигателей 2ЭДКОФ250LD4 и 2ЭДКЛОФЛВ4 в приводе конвейера на температуру стержней ротора. // Взрывозащищенное электрооборудование.- Сборник научных трудов УкрНИИВЭ.- 2003.- С. 88-93.
3. Аниканов А.И., Каика В.В., Ткачук Н.Н., Ткачук А.Н., Кондратьев А.Е., Кирьянов В.В. Конструкция и технология изготовления роторных стержневых обмоток. // Взрывозащищенное электрооборудование.- Сборник научных трудов УкрНИИВЭ.- 2005.- С. 213-223.
4. Беспалов В.Я., Мошинский Ю.А., Цуканов В.И. Упрощенная математическая модель нестационарного нагрева и охлаждения обмотки статора асинхронного двигателя. // "Электричество", 2003, №4, С. 20-26.
5. Бирг А.Н., Дмитриев В.Н., Надель Л.А. Реле защиты двигателя на базе однокристалльной микро-ЭВМ КМ1813ВЕ1 // Материалы семинара "Микропроцессоры и средства вычислительной техники в новых разработках". Чебоксары, 1989.
6. Бугаев Г.А., Леонтьев А.И., Ерохин Е.Ю. Павлов Д.А. / Математические модели нагрева и охлаждения асинхронных двигателей для микропроцессорного реле тепловой защиты.- Электротехника. 2001, №2. С. 51-54.
7. Вареник Е.А., Федоров М.М., Денник В.Ф. Прогнозирование теплового состояния обмоток выпускаемых асинхронных двигателей в повторнократковременных режимах работы. // Взрывозащищенное электрооборудование.- Сборник научных трудов УкрНИИВЭ.- 2004.- С. 179-183.
8. Егоров Е.Г., Гений В.С., Михайлов Н.М., Яковлев С.К. Микропроцессорное реле тепловой защиты асинхронных двигателей с короткозамкнутым ротором // Электротехника. №1. 1997, С. 53—55.
9. Момот В.Е., Михайлов С.Л., Осадчук Ю.Г. Построение адаптивных систем защиты электрических машин при аномальных режимах работы // Днепрпетровск. Сборник научных трудов РИК НГА Украины. 2001. №11. Том. 2. с. 254.
10. Синчук О.Н., Чумак В.В., Михайлов С.Л. Тепловая модель кранового АД для диагностирования и настройки цифровой защиты от перегрузок. / Электротехника. 2003, №3. С. 61-65.
11. Федоров М.М., Малеев Д.М. Применение микропроцессорных систем для контроля и прогнозирования теплового состояния асинхронных двигателей // Збірник наукових праць ДонДТУ, серія "Електротехніка і енергетика", вип. 21, Донецьк –2000, С. 133-136.
12. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. - "Гардарика", М.: 2003. 316 с.
13. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. Энергия. М.: 1975. С. 486.

Поступила 11.05.2009

Гусаров Алексей Андреевич, аспирант,

Ковалев Евгений Борисович, д.т.н., проф.

Донецкий национальный технический университет

Украина, 83001, Донецк, ул. Артема, 58, ДонНТУ,

кафедра "Электромеханики и ТОЭ", тел. (062) 301-03-29.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ВЕНТИЛЬНЫХ ИНДУКТОРНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

Запропоновано методику розрахунку вентильних індукторно-реактивних двигунів, що враховує зміну напруги на конденсаторі випрямляча, коливання моменту, насичення магнітопроводу, збільшення магнітного потоку в спинках статора й ротора при парній комутації, з елементами оптимізації магнітопроводу, з використанням деталей і вузлів, що виготовляють для, асинхронних двигунів.

Предложена методика расчета вентильных индукторно-реактивных двигателей, учитывающая изменение напряжения на конденсаторе выпрямителя, колебания момента, насыщение магнитопровода, увеличение магнитного потока в спинках статора и ротора при парной коммутации, с элементами оптимизации магнитопровода с использованием изготавливаемых деталей и узлов асинхронных двигателей.

ВВЕДЕНИЕ

Вентильные индукторно-реактивные двигатели надежны в эксплуатации, имеют высокий пусковой момент, высокий коэффициент полезного действия. Это определяет целесообразность их использования в промышленности, особенно при необходимости регулировки скорости. У вентильных индукторно-реактивных двигателей [1] могут быть различными числа фаз и зубцов статора и ротора, а также числа полюсов в фазе и схемы соединения обмоток и различные схемы коммутаторов [2]. Геометрия сердечников, обмоточные данные, свойства используемых материалов оказывают существенное влияние на параметры и характеристики двигателя. Все это делает задачу проектирования вентильных индукторно-реактивных двигателей очень сложной и трудоёмкой. Существует много различных методик и программ расчета вентильных индукторно-реактивных двигателей не увязанных с производственными узлами, деталями и технологическими процессами. Например [7-10]. Цель статьи состоит в том, чтобы развить методику проектирования вентильных индукторно-реактивных двигателей, максимально адаптировав её к типовым существующим производственным конструкциям узлов и деталей и технологическим процессам и описать созданную программу для её реализации.

РАСКРОЙ ЛИСТОВ СТАТОРА И РОТОРА

Для снижения затрат по подготовке производства вентильных индукторно-реактивных двигателей рекомендуется наружный диаметр статора принимать таким же как в соответствующей высоте оси вращения у асинхронных двигателей. Величины наружных диаметров в зависимости от высоты оси вращения приведены в табл. 1.

Таблица 1

$H, \text{мм}$	56	63	71	80	90	100	112
$D, \text{мм}$	89	110	116	131	149	168	186
$\delta, \text{мм}$	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,3	0,3
$P, \text{кВт}$	0,12	0,25	0,55	1,1	2,2	3	4

Продолжение таблицы 1.

$H, \text{мм}$	132	160	180	200	225	250	280
$D, \text{мм}$	210	260	295	327	368	420	480
$\delta, \text{мм}$	0,35	0,4	0,45	0,5	0,6	0,7	0,7
$P, \text{кВт}$	7,5	18,5	22	37	45	55	90

Для получения максимально высоких энергетических характеристик величина воздушного зазора вентильных индукторно-реактивных двигателей должна быть как можно меньшей. Но исходя из технологических возможностей она для каждой из высот вращения не может быть меньше тех величин, которые можно обеспечить на существующем оборудовании. На асинхронных двигателях с числом полюсов 8 и более величины зазора обусловлены технологическими возможностями и они больше величин, при которых имеют место наиболее высокие энергетические характеристики. Следовательно, для вентильных индукторно-реактивных двигателей должны быть приняты величины зазоров δ восьмиполюсных асинхронных двигателей [11] (табл. 1).

При принятых наружном диаметре и величине воздушного зазора необходимо выбрать такие геометрические размеры листов статора и ротора, при которых будут наилучшими энергетические показатели двигателя. Прежде всего, следует выбрать соотношение чисел зубцов ротора и статора. С одной стороны, чем больше число зубцов статора, т.е. чем больше число фаз тем меньше величина пульсаций момента, с другой стороны чем больше число зубцов и статора и ротора, тем выше частота изменения магнитного потока и тем больше величина потерь в стали.

Материалы многочисленных публикаций по вентильным индукторно-реактивным двигателям позволяют заключить, что наиболее широко используется соотношение между числами и зубцов статора и ротора 8/6. Также, часто применяются трехфазные и четырехфазные двигатели с удвоенным числом зубцов статора и ротора 12/8 и 16/12 (четырёхполюсные двигатели). В этих двигателях магнитный поток проходит через воздушный зазор не 2 (как в двигателях не с удвоенным числом зубцов), а 4 раза. Это обуславливает необходимость увеличения намагничивающей силы обмотки, что ухудшает энергетические характеристики. Кроме того, удвоение числа зубцов приводит, при неизменной скорости вращения, к удвоению частоты изменения магнитного потока и соответствующему увеличению потерь в стали и в силовых элементах коммутатора.

При выбранном соотношении чисел зубцов опделение геометрических размеров базируется на получении максимальной энергии магнитного поля в

воздушном зазоре [3,4] либо максимального магнитного потока, приходящегося на единицу намагничивающей силы.

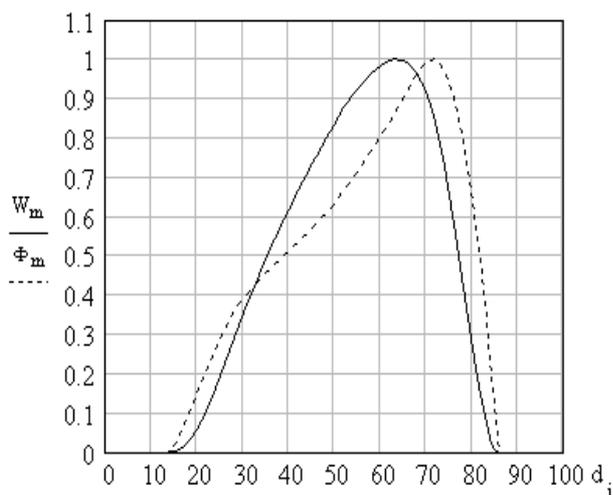


Рис. 1. Относительные зависимости энергии магнитного поля в воздушном зазоре (сплошная кривая – за базовую единицу принята максимальная энергия) и магнитного потока (пунктирная кривая – за базовую единицу принят максимальный магнитный поток) от диаметра расточки статора при наружном диаметре статора 131 мм

Как видно из рис. 1, диаметр расточки статора, соответствующий максимальной энергии магнитного поля – 63 мм в зазоре меньше диаметра, соответствующего максимальному магнитному потоку приходящемуся на единицу намагничивающей силы – 72 мм. Окончательный выбор критерия раскроя определяется результатами электромагнитного расчета. При диаметрах расточек, соответствующих вышеприведенным критериям были посчитаны двигатели на 6000 об/мин мощностью 1,5 и 132 кВт с соотношением чисел пазов статора и ротора 8/6 (табл. 2).

Таблица 2

P_2 кВт	D_n мм	d_i мм	L мм	I А	η %	G_a кг	G_m кг
1,5	131	64	100	3,308	83,3	8,135	0,894
1,5	131	71	100	3,146	84,8	8,496	0,688
132	480	239	247	267	93	301	54,57
132	480	310	242	229	95,8	300	10,73

В табл. 2 выделены данные, полученные на раскрой по критерию максимального магнитного потока в расточке при предельно допустимой плотности тока в обмотке $j = 6 \text{ A/mm}^2$. Из таблицы видно, что именно при использовании этого критерия для раскроя по сравнению с данными, полученными по критерию максимума энергии магнитного поля в зазоре, получается более высокий на $1,5 \div 2,8\%$ КПД, меньший вес меди на $23 \div 80\%$ при неизменном заготовительном весе стали, меньший ток на $4,9 \div 14,2\%$, удельный момент меньше на $19,8 \div 40\%$. На двигателе мощностью 132 кВт ввиду малого количества витков обмотки $W = 13$ при использовании критерия раскроя по максимуму энергии магнитного поля в воздушном зазоре для получения заданной скорости вращения пришлось пакет сердечника удлинить на 5 мм, т.е. на

2%. Причина указанных различий обусловлена тем, что коэффициент насыщения при раскрое по критерию максимального магнитного потока находится в интервале $1,1 \div 1,286$, а при раскрое по критерию максимальной энергии магнитного поля в зазоре $1,1 \div 3,5$ (рис. 2).

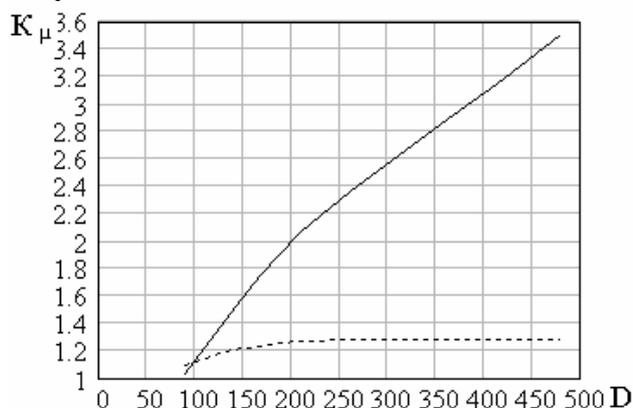


Рис. 2. Зависимость коэффициента насыщения от наружного диаметра сердечника статора раскроенного по критерию максимальной энергии магнитного поля в зазоре – сплошная кривая и по критерию максимального магнитного потока – пунктирная кривая

Это приводит к тому, что для создания соответствующего магнитного потока, для получения максимальной энергии магнитного поля в воздушном зазоре, требуется очень большая намагничивающая сила и большой ток. Причем большая часть намагничивающей силы идет на намагничивание сердечника. При этом магнитная индукция в зазоре и в сердечнике рис. 3 доходит до $2,25 \text{ Тл}$, что приводит к полному насыщению стали.

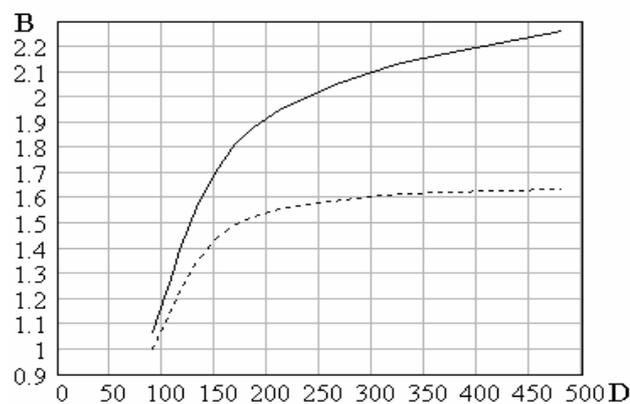


Рис. 3. Зависимость индукции в воздушном зазоре от наружного диаметра сердечника статора раскроенного по критерию максимальной энергии магнитного поля в зазоре – сплошная кривая и по критерию максимального магнитного потока приходящегося на единицу намагничивающей силы – пунктирная кривая

При обеспечении максимального магнитного потока в зазоре, приходящегося на единицу намагничивающей силы индукция в нем не превышает $1,64 \text{ Тл}$, что охватывается нормальным диапазоном рабочих индукций стали. Для определения при проектировании диаметра расточки, обеспечивающего максимальный магнитный поток в зазоре предлагается построенная по результатам расчетов зависимость – рис. 4.

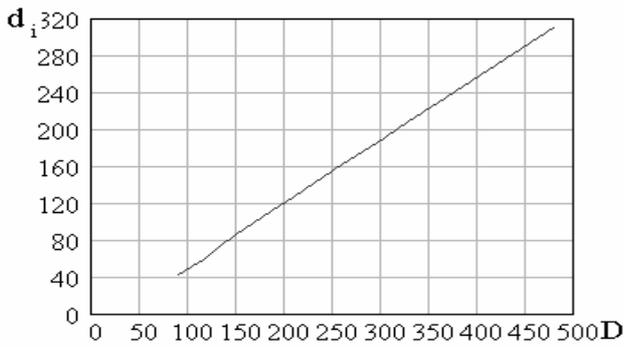


Рис. 4. Зависимость диаметра расточки при максимальном магнитном потоке приходящемся на единицу намагничивающей силы в зазоре от наружного диаметра сердечника статора

Эту зависимость можно представить аналитически:

$$D_i = 0.681 \cdot D - 16.8. \quad (1)$$

В табл. 1 приведены используемые в настоящее время в серии АИР наружные диаметры сердечника статора. Мощности P для скорости 3000 об/мин в соответствующих высотах оси вращения указаны по каталогу фирмы Siemens. По данным расчетов вентильных индукторно-реактивных двигателей можно заключить, что для них увязка шкалы мощностей со шкалой установочных размеров по CENEL (Европейский комитет по координации электротехнических стандартов) является более предпочтительной чем по РС3031 (рекомендации СЭВ).

При заданных номинальной мощности P_n и скорости вращения n приведенная к скорости 3000 об/мин мощность:

$$P_{пр} = P_n \cdot \frac{3000}{n}. \quad (2)$$

Округлив приведенную мощность до ближайшей табличной, находим по табл. 1 наружный диаметр D сердечника статора.

Известно [9], что оптимальная ширина зубца ротора

$$b_{z2} = (D_i - 2\delta) \cdot \sin\left(\frac{0.42\pi}{z_2}\right). \quad (3)$$

Для обеспечения максимального значения магнитного потока через зубец статора выбираем максимальное значение центрального угла [3]:

$$\beta_c = \pi / 2 \cdot m, \quad (4)$$

где m – число фаз двигателя.

И, соответственно, ширина зубца статора

$$b_{z1} = D_i \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4m}\right). \quad (5)$$

При известных величинах (1) – (5) все остальные поперечные размеры определяются по [4]. По наружному диаметру статора рис. 3 определяется магнитная индукция в сердечнике B_δ и необходимая намагничивающая сила F . Номинальный ток:

$$I_n = \frac{P_n}{U \cdot \eta}. \quad (6)$$

Предварительное значение числа витков обмотки

$$W = \frac{F}{I_n \cdot k_I}, \quad (7)$$

где k_I – коэффициент, учитывающий превышение мак-

симального тока над номинальным, заранее оно неизвестно, начальное его значение можно принять равным 1,3.

Уравнение электрического равновесия обмотки может быть представлено в виде:

$$U = ri + \frac{d\Psi}{dt}, \quad (8)$$

где Ψ – потокосцепление; r – активное сопротивление обмотки.

Падение напряжения на активном сопротивлении в номинальном режиме ничтожно мало и им можно пренебречь. Тогда можно записать

$$\Psi = \int U dt = Ut, \quad (9)$$

т.е. потокосцепление является линейной функцией времени и оно будет максимально в момент отключения обмотки при значении γ_{off} угла поворота ротора в электрических радианах, а включение происходит при значении угла γ_{on} . Время пребывания обмотки во включенном состоянии при заданных углах включения и отключения

$$t_B = \frac{\gamma_{off} - \gamma_{on}}{\omega} = \frac{(\gamma_{off} - \gamma_{on}) \cdot 30}{\pi \cdot N_p \cdot n}, \quad (10)$$

где N_p – число зубцов ротора.

Таким образом, максимальное потокосцепление

$$\Psi_{max} = U \cdot t_B. \quad (11)$$

Магнитный поток

$$\Phi = \frac{\Psi_{max}}{W}. \quad (12)$$

Длина сердечника

$$l = \frac{\Phi}{b_{z1} \cdot B_\delta \cdot k_{Fe}}, \quad (13)$$

где k_{Fe} – коэффициент заполнения.

Рассчитанные геометрические размеры сердечников статора и ротора и число витков обмотки завершают перечень исходных данных, необходимых для расчета энергетических характеристик. Расчеты производятся с использованием программы, осуществляющей аппроксимацию кривых намагничивания [6] и решение системы дифференциальных уравнений [5]. При расчете номинального режима в блоке программы решающей системой дифференциальных уравнений в качестве начального условия задается угловая скорость. В результате получаем зависимость $\omega(t)$ рис. 5.

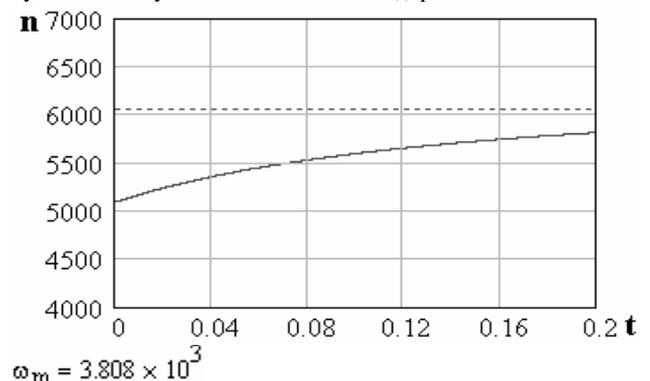


Рис. 5. Зависимость скорости вращения от времени в переходном режиме – сплошная кривая и в установившемся режиме – пунктирная прямая

В нижнем левом углу рисунка программно выводится величина угловой скорости в конечной точке. Если установившийся режим не достигнут, то это новое значение вводится в решающий блок программы и расчет ведется заново. Указанная процедура повторяется до достижения установившегося режима. В установившемся режиме может оказаться, что скорость вращения не соответствует требуемой, указанной в исходных данных. В этом случае в программе выводятся две величины:

$$l_{np} = l \cdot \frac{n}{n_m} \quad (14)$$

- новая длина пакета магнитопровода и

$$W_{pn} = W \cdot \left(\frac{n}{n_m} \right)^a \quad (15)$$

- новое число витков обмотки. $a = 0,5$ для нормально насыщенного двигателя и $a=1$ для сильнонасыщенного двигателя. Это объясняется тем, что при неизменном токе обмотки при изменении числа витков нормально насыщенного двигателя соответственно изменяется магнитный поток и изменение потокосцепления обусловлено как изменением магнитного потока, так и числа витков обмотки. На сильнонасыщенном двигателе магнитный поток, практически, не меняется и изменение потокосцепления обусловлено только изменением числа витков. Если в обмотке большое число витков и изменение их относительно предыдущей величины сравнительно мало, то заданием нового числа витков будет получено соответствующее изменение скорости вращения. Если же число витков обмотки мало (у двигателей большой мощности, например 8), а новое число 8,5 то, т.к. число витков не может быть дробным следует принять целое число витков и, следовательно, заданная скорость не будет получена. Формула (15) не учитывает изменение насыщения при изменении числа витков обмотки, поэтому для достижения заданной скорости указанная процедура повторяется несколько раз. Когда заданная скорость достигнута и получены расчетные значения магнитной индукции в зазоре и коэффициента насыщения, которые, как правило, отличаются от ранее определенных, следует изменить длину пакета магнитопровода и число витков обмотки для достижения ранее принятых значений указанных величин.

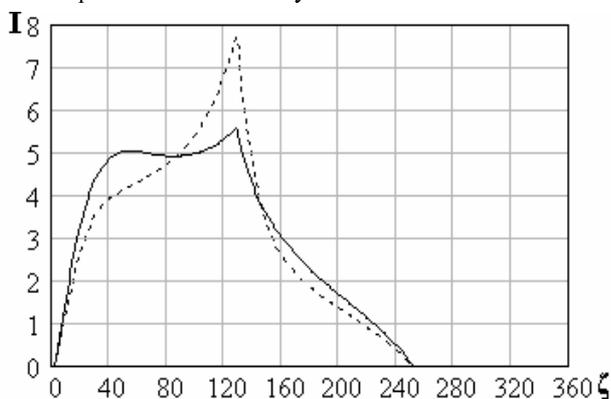


Рис. 6. Зависимость тока обмотки от угла поворота ротора для нормально насыщенного двигателя – сплошная кривая и для сильнонасыщенного двигателя – пунктирная кривая

Как видно из рис. 6. в сильнонасыщенном двигателе максимальное значение тока в 1,42 раза превышает максимальное значение тока нормально насыщенного двигателя. Это превышение может достигать и больших величин, что чревато выходом из строя силовых элементов коммутатора либо их существенным удорожанием. Рост максимального тока обусловлен резким снижением индуктивности обмотки при насыщении рис. 7.

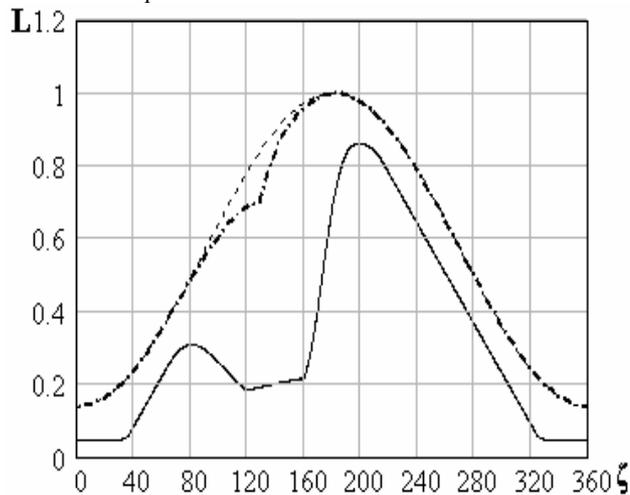


Рис. 7. Характер изменения индуктивности обмотки от угла поворота ротора для ненасыщенной машины – пунктирная кривая, для слабонасыщенной машины – пунктирно-точечная кривая и для сильнонасыщенной машины – сплошная кривая

Скорректированные длина сердечника и число витков рассчитываются по (16), (17):

$$l_{np} = \frac{B_{\delta 1} \cdot K_{\mu 1}}{B_{\delta} \cdot K_{\mu}} \times l, \quad (16)$$

где $B_{\delta 1}$, $K_{\mu 1}$ – расчетные значения магнитной индукции в зазоре и коэффициента насыщения соответственно, те же величины без 1 в индексе – ранее принятые значения. Отношение коэффициентов насыщения в (16) определяет отношение намагничивающих сил и соответственно чисел витков обмотки, а отношение индукций – изменение магнитных потоков.

$$W_{pn} = W_{pn} \frac{K_{\mu}}{K_{\mu 1}}. \quad (17)$$

Корректировка по (16), (17) позволяет за один шаг получить нужные значения индукции и коэффициента насыщения.

Проведя расчет с откорректированными длиной магнитопровода и числом витков обмотки, представляется возможным произвести уточнение высота спинки статора.

По полученным кривым изменения фазных токов и суммы токов рис. 8 можно задать мгновенные значения фазных токов в точке, где их сумма максимальна. Максимальна сумма токов в точке, в которой максимален ток какой-либо фазы.

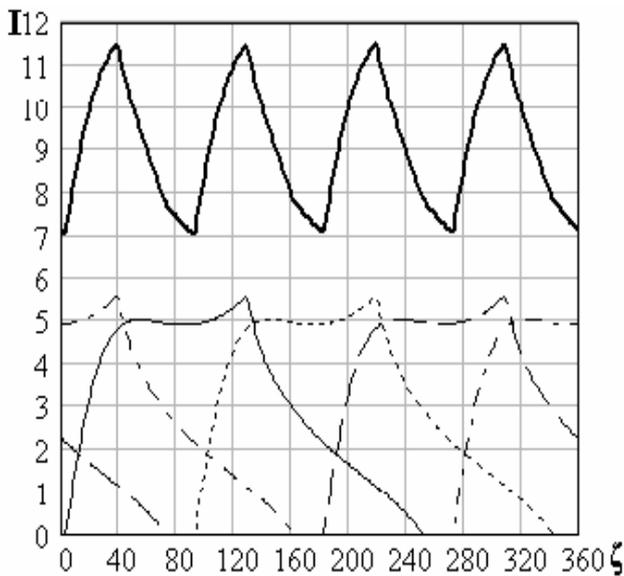


Рис. 8. Зависимость фазных токов и суммарного тока от угла поворота ротора

Токи всех фаз в этой точке определяют соответствующие намагничивающие силы, по которым производится расчет поля (рис. 9 и 10). (Расчет поля может быть произведен с помощью любой из известных программ, например ELCUT, ANSYS, femm и т.п.)

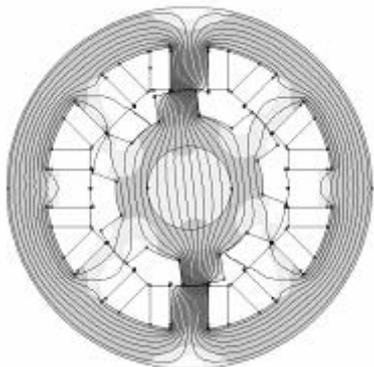


Рис. 9. Расчетная картина поля при встречном включении всех обмоток

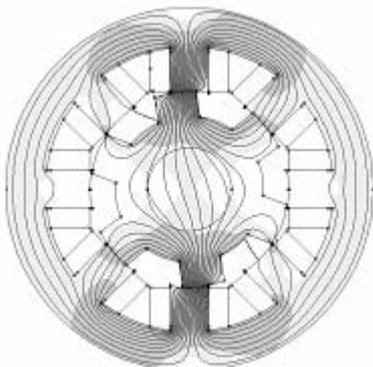


Рис. 10. Расчетная картина поля при согласованном включении обмоток (полюса по окружности чередуются)

По [3] предпочтение следует отдавать согласованному включению обмоток, так как при согласованном включении момент получается больше за счет

суммирования магнитных потоков соседних обмоток. Но это имеет место не всегда, так как с ростом двигательного момента увеличивается и тормозной момент соседней фазы (рис. 10 правая фаза относительно вертикальной оси). На испытанном двигателе, экспериментально, больший момент получен при встречном включении рис. 9). Если расчетная индукция в спинке статора отличается от ранее принятой, то высоту спинки статора необходимо изменить:

$$h_{a1н} = h_{a1р} \cdot \frac{B_{a1н}}{B_{a1р}}, \quad (18)$$

где $h_{a1р}$ и $B_{a1р}$ - ранее принятые значения высоты спинки статора и индукции в ней соответственно; $h_{a1н}$ и $B_{a1н}$ - значения указанных величин, полученные при расчете поля.

При новом значении высоты спинки статора расчет следует повторить.

После определения окончательных геометрических размеров статора и ротора и обмоточных данных представляется возможным определение оптимальных углов включения, отключения и закорачивания обмотки. Если при совмещении оси зубца статора с осью зубца ротора ток в обмотке на зубце статора не равен нулю, то возникает тормозной момент. Но, учитывая то, что зависимость магнитного потока от угла поворота ротора представляет собой равнобедренный треугольник соблюдение этого условия возможно только при одиночной коммутации с интервалом коммутации тока секции до 90 электрических градусов. При симметричной и несимметричной коммутации и интервале коммутации тока превышающем 90 электрических градусов габаритная мощность двигателя увеличивается. Это обусловлено двумя факторами:

- на участках одновременной работы нескольких фаз увеличивается момент двигателя;
- в определенном интервале углов коммутации, превышающем 90 электрических градусов разность двигательной и тормозной мощностей с ростом интервала коммутации растет, а потом уменьшается.

Произведя расчеты с малым изменением интервала коммутации можно определить его величину, при которой полезная мощность двигателя будет максимальной (рис. 11).

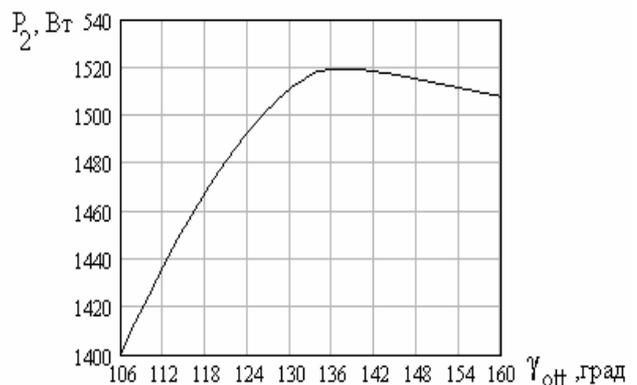


Рис. 11. Зависимость полезной мощности от угла отключения (противовключения) обмотки

Большое влияние на характеристики двигателя оказывает интервал углов коммутации, при котором обмотка находится в закороченном состоянии. На рис. 12 представлены зависимости величины пульсации момента (в % относительно среднего значения) от величины угла закорачивания обмотки и от угла включения обмотки.

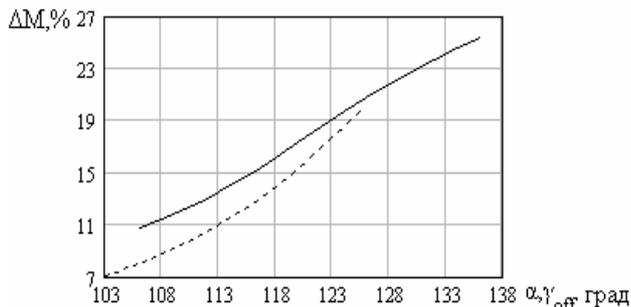


Рис. 12. Зависимость величины пульсации момента двигателя от угла включения обмотки – сплошная кривая и от угла закорачивания обмотки – пунктирная кривая

Подбором угла включения и угла закорачивания обмотки можно существенно снизить пульсации момента. На рис. 13 показан характер изменения момента без закорачивания обмотки – сплошная кривая, при этом пульсация момента составляет 23% и при значении угла закорачивания обмотки 104 электрических градуса (пунктирная кривая) – при этом пульсация момента составляет 7,08%.

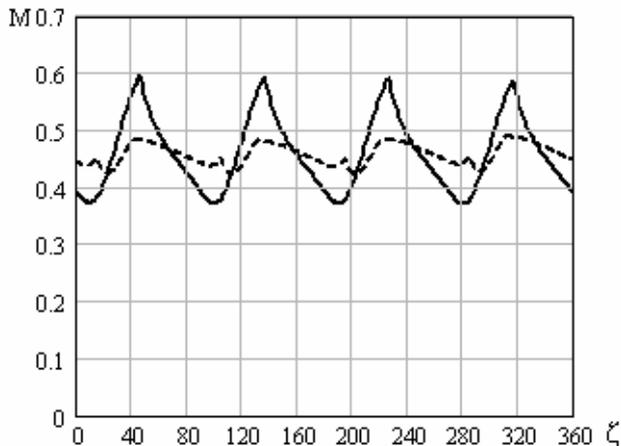


Рис. 13. Характер изменения момента в Нм от угла поворота ротора в электрических градусах при отсутствии закорачивания обмотки (сплошная кривая) и при закорачивании обмотки (пунктирная кривая)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наилучшие энергетические и массогабаритные показатели вентильных индукторно-реактивных двигателей имеют место при раскрое листов статора и ротора по критерию максимального магнитного потока, приходящегося на единицу тока.

Величины воздушных зазоров вентильных индукторно-реактивных двигателей следует принимать по восьмиполюсным асинхронным двигателям соответствующих высот осей вращения.

Оптимальные значения индукции в зазоре и диаметр расточки статора могут быть определены при

этом по рис. 3 и (1) соответственно.

Для вентильных индукторно-реактивных двигателей наиболее целесообразной привязкой мощности к высотам осей вращения является привязка по CENEL.

Предпочтительное подключение обмоток к источнику питания в каждом конкретном случае должно определяться на базе полевых расчетов.

Путем многократных расчетов с малым изменением интервала коммутации могут быть определены оптимальные углы включения, противовключения и закорачивания обмотки из условий получения максимальной габаритной мощности и минимальной пульсации момента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T.J.E. Miller: Optimal Design of Switched Reluctance Motors. - IEEE Transactions on Industrial Electronics, Vol. 49, No. 1, February 2002.
2. M. Barnes, C. Pollock: Power Electronic Converters for Switched Reluctance Drives. - IEEE Transactions on Power Electronics, Vol. 13, No. 6, November 19.
3. Голландцев Ю.А. Вентильные индукторно-реактивные двигатели. Санкт-Петербург: 2003. – 149 с.
4. Зинченко Е.Е., Финкельштейн В.Б. Раскрой листов магнитопровода вентильных индукторно-реактивных двигателей // Электротехника і електромеханіка. – 2008. - №5. – С. 16-19.
5. Зинченко Е.Е. Математическая модель вентильного индукторно-реактивного двигателя питающегося от выпрямителя // Технічна електродинаміка. – 2009. - №4 – С. 23-28.
6. Зинченко Е.Е., Финкельштейн В.Б. Методика аппроксимации кривых намагничивания вентильных индукторно-реактивных двигателей // Электротехніка і електромеханіка. – 2009. - №1. – С. 13 – 16.
7. Мнускин Ю.В. Вентильный реактивный двигатель с программным формированием выходных характеристик. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук по специальности 05.09.01 – Электрические машины и аппараты. ДонНТУ. Донецк, 2005.
8. Рымша В.В. Математическое моделирование линейных вентильно-реактивных двигателей // Электротехніка і електромеханіка, 2003. - №4. – С. 72 – 76.
9. Ткачук В.І. Електромеханотроніка. – Львів: видавництво Національного університету "Львівська політехніка", 2006.- 440 с.
10. A. Matveev, J. Peter van Duijsen: Novel Caspos-based for Multilevel Simulation of Switched Reluctance Drives.
11. Бойко Е.П., Гаинцев Ю.В., Ковалев Ю.М. и др. Асинхронные двигатели общего назначения. – М.: Энергия, 1980. – 488 с.

Поступила 26.03.2009

Зинченко Елена Евгеньевна
Украинская государственная академия железнодорожного транспорта
Украина, 61050, Харьков, пл. Фейербаха, 7,
кафедра электротехники и электрических машин.
тел. (057) 730-19-96

Финкельштейн Владимир Борисович, д.т.н.
Харьковская национальная академия городского хозяйства
Украина, 61002, Харьков, ул. Революции, 12,
кафедра теоретической и общей электротехники.
тел. (057) 731-95-28, e-mail: final@kharkov.ukrpack.net

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТА БЛИЗОСТИ В ИНДУКЦИОННО-ДИНАМИЧЕСКОМ ПРИВОДЕ С ВИТОЙ КАТУШКОЙ

Виконано якісний аналіз ефекту близькості в індукційно-динамічному приводі з витою катушкою. Проведено оцінку коефіцієнта заповнення катушки та запропоновано рекомендації до її виконання.

Выполнен качественный анализ эффекта близости в индукционно-динамическом приводе с витой катушкой. Проведена оценка коэффициента заполнения катушки и предложены рекомендации по ее выполнению.

ВВЕДЕНИЕ

Индукционно-динамические приводы находят все более широкое применение в быстродействующих коммутационных аппаратах и применяются как для непосредственного воздействия на контакты, так и в качестве расцепителей. Основными элементами конструкции известного привода являются цилиндрическая катушка, проводящий диск, располагаемый симметрично вблизи торцевой поверхности катушки, конденсаторная батарея и система управления, обеспечивающая ее предварительный заряд и последующий разряд на катушку в аварийном режиме. Принцип действия привода основан на отталкивании проводящего диска от торцов катушки в момент начала аварийного процесса. В этот момент системой управления обеспечивается подключение катушки к батарее. В процессе ее разряда в диске наводятся вихревые токи. Электродинамические усилия, характеризующие взаимодействие токов катушки и диска, отталкивают диск от неподвижной катушки и приводят в действие механизм отключения быстродействующего коммутационного аппарата.

Основные направления совершенствования конструкции индукционно-динамического привода связаны с оптимизацией параметров напряжения и емкости конденсаторной батареи системы управления [1]. Как показано в [1], при этом на второй план выносятся задачи уменьшения времени срабатывания индукционно-динамического привода.

Анализ процессов срабатывания индукционно-динамического привода показывает [1], что токи в катушке при разряде конденсаторной батареи являются импульсными, и характеризуются широким спектром гармоник. В этом случае важно оценить влияние поверхностного эффекта и эффекта близости катушки и диска индукционно-динамического привода. Из теории поверхностного эффекта известно, что характер распределения переменного тока по сечению проводника неравномерен и зависит от нескольких факторов [2]. Кроме того, при разряде конденсатора на катушку индукционно-динамического привода возникает переходный процесс, обусловленный проникновением электромагнитного поля в проводники. При расчетах индукционно-динамического привода необходимо учитывать зависимость электрического сопротивления проводников с токами от взаимного расположения токопроводящих элементов, частотного спектра токов, пространственного перераспределения плотностей токов в проводниках в зависимости от

частоты и близости расположения элементов с токами. В индукционно-динамическом приводе рассматривался эффект близости катушки и диска [3]. Основное практическое значение этого эффекта связано с ограничением высоты катушки, плотность тока в которой существенна. В работе [4] рассмотрены физические основы поверхностного эффекта в массивных проводниках с импульсным электрическим током в случае действия импульса тока очень большой амплитуды. Теоретические исследования нестационарного линейного и нелинейного поверхностного эффекта, касающиеся в основном плоских конструкций проводников с неограниченными толщинами их стенки, приведенные в работах [5-11]. В данной статье рассматривается распределение плотности тока в многослойной катушке при действии импульса тока с амплитудой, ограниченной сопротивлением материала катушки.

Цель работы – качественный анализ эффекта близости при взаимодействии токов слоев катушки индукционно-динамического привода.

Задачи исследования. Оценка коэффициента заполнения катушки индукционно-динамического привода, качественный анализ эффекта близости при взаимодействии токов слоев катушки.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для анализа эффекта близости используется геометрическая модель электропроводных элементов индукционно-динамического привода с учетом технологических условий изготовления катушки. На рис. 1 приведен вид индукционно-динамического привода с витой катушкой.

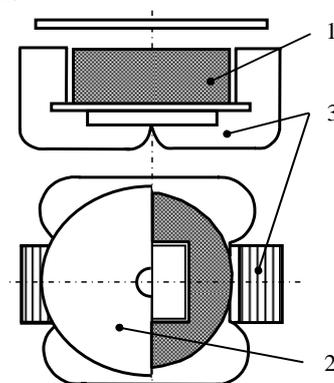


Рис. 1

Обозначения на рис. 1: 1 – катушка; 2 – диск; 3 – магнитная система. Катушка 1 выполнена из медной ленты, навиваемой на квадратный каркас по технологии, обеспечивающей наибольший коэффициент заполнения с учетом жесткости ленты. Диск 2 выполнен сплошным с отверстием небольшого диаметра для крепления к подвижной рейке индукционно-динамического привода (на рис. 1 не показана). Магнитная система 3 выполнена из листов электротехнической стали, набранных в два U-образных магнитопровода одинакового сечения, с общей стороной внутри катушки.

На рис. 2 показаны геометрические размеры модели.

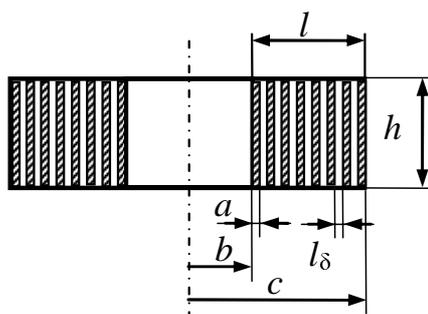


Рис. 2

Основные геометрические размеры: h – высота ленты катушки; a – толщина ленты; l_δ – расстояние между слоями; l – толщина обмотки; b , c – внутренний и наружный (габаритный) размеры катушки.

На основании геометрической модели определяется коэффициент k заполнения катушки и среднее расстояние l_δ между ее слоями.

Соотношение для определения расстояния между слоями катушки может быть представлено в виде

$$l_\delta = \frac{S_1 - S_{c1}}{h \cdot w} = \frac{S_1(1-k)}{h \cdot w}; \quad (1)$$

где S_1 – сечение катушки; S_{c1} – сечение меди; w – число витков катушки; $k = S_{c1}/S_1$ – коэффициент заполнения катушки.

КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ

Кроме указанного вида эффекта близости необходимо рассмотреть и второй вид – перераспределение плотности тока в слоях катушки индукционно-динамического привода. На рис. 3 показана схема расположения слоев витой катушки.

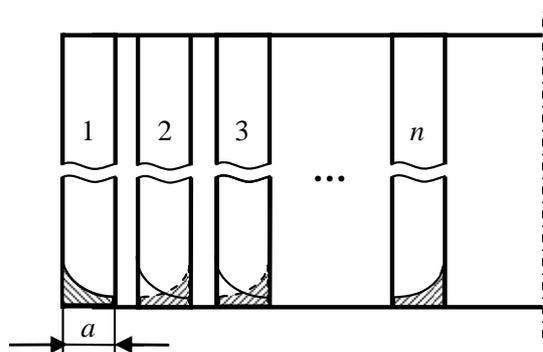


Рис. 3

При проведении качественного анализа эффекта близости при взаимодействии токов слоев катушки индукционно-динамического привода используются следующие допущения:

- рассматривается взаимодействие токов только пар соседних проводников;
- электромагнитные процессы рассматриваются в пределах проводников постоянного объема;
- принимается, что слои располагаются симметрично оси катушки.

Пусть имеется индукционно-динамический привод с катушкой, содержащей v слоев ($v = \overline{1, n}$). Слои катушки рассматриваются как близко расположенные параллельные проводники прямоугольного сечения, по которым протекают переменные токи в одном направлении. Ток в сечении разбивается на линии тока с плотностью γ . В соответствии с принятым допущением, величина плотности тока в слое зависит от величины поля, действующего от соседнего слоя. Для качественного анализа рассматриваются токи и поля для одной частоты. При этом для их описания можно воспользоваться комплексными величинами.

Если предположить, что пара слоев ленты витой катушки находятся на значительном расстоянии друг от друга, то величина плотности тока в направлении по толщине слоя ленты определяется на основании закона Ома в дифференциальной форме и может быть представлена в виде [5]:

$$\underline{\delta}(x) = \gamma \underline{E}(x) = \frac{\underline{I}}{2a} p \frac{\text{ch} px}{\text{sh} p(h/2)}, \quad (2)$$

где x – переменная координата по толщине ленты, отсчитываемая от оси слоя; $\underline{\delta}(x)$ – комплексная амплитуда плотности тока слоя катушки; $\underline{E}(x)$ – комплексная амплитуда напряженности электрического поля; \underline{I} – комплексная амплитуда тока; p – параметр, определяющий гармонический характер электромагнитного процесса; a , h – толщина и высота сечения слоя.

Результаты расчета модуля комплексной величины плотности тока, соответствующие соотношению (2), приведены в виде двух графиков на рис. 4.

На рис. 4,а приведен график зависимости плотности тока по толщине ленты $\delta = |\underline{\delta}(x)|$, построенный по результатам расчета в математической системе Maple V для участка $0 \leq x \leq a$. График представлен множеством кусочно-линейных отрезков. Поскольку при расчетах в математической системе Maple V применяется метод конечных элементов, при малых величинах толщины ленты проявляется дискретный характер результатов расчета для отдельных конечных элементов, чем объясняется ступенчатый характер этой зависимости. На рис. 4,б показана сглаженная кривая этой зависимости, которая качественно совпадает с зависимостью, приведенной в [12].

С учетом зависимости плотности тока на рис. 4,б и попарного влияния слоев катушки на рис. 3 построены качественные зависимости, характеризующие распределение плотности тока по слоям катушки.

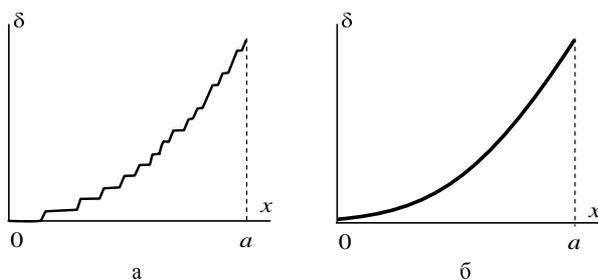


Рис. 4

В случае, когда толщина ленты a и расстояние l_δ между ее слоями, определяемое соотношением (1), сравнимы по величине, в полной мере проявляется эффект близости. В этом случае напряженность электрического поля определяется соотношением [5]:

$$\underline{E}(x) = -\frac{Ip}{h\gamma(e^{2pa} - 1)} \left\{ e^{p \left[2a - \left(x - \frac{l_\delta}{2} \right) \right]} + e^{p \left(x - \frac{l_\delta}{2} \right)} \right\}. \quad (3)$$

При подстановке выражения для напряженности электрического поля (3) в соотношение (2) может быть получена величина комплексной амплитуды плотности тока в одном из слоев. В качественном отношении величина этой плотности тока характеризует эффект близости в направлении толщины слоев. Расчеты показывают, что характер зависимости плотности тока в направлении координаты толщины слоя остается таким же, как и на рис. 4,б. Отличия связаны с начальной и конечной величиной плотности тока на краях слоя, которые зависят от расстояния между слоями. В свою очередь, как было показано ранее, эта величина зависит от коэффициента заполнения катушки.

На рис. 3 в нижней части каждого слоя условно показаны кривые, характеризующие распределения плотности тока при наличии эффекта близости пар соседних слоев. Как видно на рис. 3, эффект близости проявляется только у крайних слоев катушки, а в средних слоях плотности тока выравниваются. Практическое значение имеет положение о том, что с увеличением числа витков катушки расстояние между слоями уменьшается, а плотности токов – увеличиваются. Вследствие этого ожидается и увеличение электродинамической силы отброса диска индукционно-динамического привода. Для окончательного заключения требуется проведение экспериментальных исследований, подтверждающих это положение.

ВЫВОДЫ

1. Выполнена оценка коэффициента заполнения при изготовлении витой катушки из ленты. При увеличении количества витков катушки коэффициент заполнения увеличивается, и в этой связи рекомендуется выполнять катушку многослойной.

2. Проведена качественная оценка распределения плотности тока по слоям катушки с учетом эффекта близости. Как показывает анализ, с увеличением коэффициента заполнения выравнивается плотность тока по сечению ленты.

3. Установлено, что эффект близости в многослойной витой катушке проявляется только у крайних слоев катушки, а в средних слоях происходит выравнивание плотности тока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Серeda А.Г. Оптимизация индукционно-динамического расцепителя с целью повышения токоограничивающей способности быстродействующих автоматических выключателей: автореф. дис. на соискание ученой степени канд. техн. наук. – Харьков 2001. – 20 с.
2. Калантаров П.Л. Расчет индуктивностей: Справочная книга / Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 11 с.
3. Балтаханов А.М. Расчет электромагнитных и электромеханических процессов в индукционно-динамических системах / Балтаханов А.М., Бондалетов В.Н. // Электричество. – 1981. – №2. – С. 64-67.
4. Баранов М.И. Избранные вопросы электрофизики: Монография в 2-х томах. Том 2, Кн. 1: Теория электрофизических эффектов и задач. – Харьков: Изд-во НТУ "ХПИ", 2009. – 384 с.
5. Михайлов В.М. О распространении импульсного электромагнитного поля в системе "индуктор-обрабатываемая деталь" // Вестник Харьков. политехн. ин-та "Магнитно-импульсная обработка металлов". – 1971. – № 53. – Вып. № 1. – С. 15 – 23.
6. Михайлов В.М. Анализ электромагнитных процессов в разрядном контуре конденсатора с учетом поверхностного эффекта // Теоретическая электротехника. – 1974. – Вып. № 17. – С. 74 – 80.
7. Витков М.Г. Проникновение импульсного магнитного поля внутрь цилиндрического экрана // Журнал технической физики. – 1965. – Том 35. – Вып. № 3. – С. 410 – 413.
8. Подольцев А.Д., Пигнастый С.С. Влияние скин-эффекта на энергетические показатели импульсного безжелезного трансформатора // Электричество. – 1985. – № 7. – С. 56 – 59.
9. Чабан В.И. Расчет переходного нелинейного скин-эффекта // Известия ВУЗов. – Энергетика – 1974. – № 10. – С. 24 – 30.
10. Рыгов С.М. Расчет скин-эффекта методом возмущений // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1940. – Том 10. – Вып. № 2. – С. 180-189.
11. Новгородцев А.Б., Шнеерсон Г.А. Переходные процессы и электродинамические усилия в системе соленоид-замкнутый экран // Труды Ленинград. политехн. ин-та. – 1966. – № 273. – С. 139 – 151.
12. Говорков В.А. Электрические и магнитные поля. – М.: Энергия, 1968. – 488 с.

Поступила 31.03.2009

Литвиненко Виктория Владимировна, аспирант
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
кафедра "Электрические аппараты"
ул. Фрунзе, 21, Харьков, Украина, 61002
тел. (057) 707-68-64, e-mail: lupikov@kpi.kharkov.ua

ПРИНЦИПЫ ПОЛНОФАКТОРНОГО ЧИСЛЕННО-ПОЛЕВОГО АНАЛИЗА РЕЖИМА НАГРУЗКИ ТУРБОГЕНЕРАТОРА

Викладений принцип чисельного розрахунку магнітного поля в режимі навантаження турбогенератора, одним з результатів якого є струм збудження при заданих параметрах на виході обмотки статора. Магнітне поле в режимі навантаження розраховується в поперечному перерізі турбогенератора, але при цьому враховуються активний опір обмотки статора і індуктивний опір її лобового розсіяння.

Изложен принцип анализа режима нагрузки турбогенератора посредством численного расчета магнитного поля. Одним из результатов этого является ток возбуждения при заданных параметрах на выходе обмотки статора. Магнитное поле в режиме нагрузки рассчитывается в поперечном сечении турбогенератора, но при этом учитываются активное сопротивление обмотки статора и индуктивное сопротивление ее лобового рассеяния.

ВВЕДЕНИЕ

Уже многократно показана эффективность численных расчетов магнитных полей электрических машин разных типов [1-3]. Методическую основу этого обеспечил сначала метод конечных разностей [4], а затем, все в большей степени, – метод конечных элементов [5]. Явный же прогресс в распространенности численных расчетов полей произошел после ввода в оборот специальных программных комплексов, таких как FEMM, MATLAB-FEMLAB, ANSYS и других.

Несмотря на универсальность разработанных программ, их приложение к конкретным электрическим машинам требует индивидуальной методической подготовки, когда речь идет о расчете конкретных режимов их работы и решении конкретных задач. В этом направлении уже проведена значительная работа, как по классическим типам машин [1, 3, 6-8], так и по специальным [2, 9, 10], хотя эти ссылки, конечно, далеко не исчерпывают всего перечня. Первый и необходимый шаг решения задачи расчета магнитного поля во всех случаях – формирование расчетной геометрии конструкции конкретной машины: отображение структуры и размеров активной части – ферромагнитных сердечников и токонесущих структур.

В тех случаях, когда токи в обмотках пространственно жестко позиционированы, например, как в машинах постоянного тока [6] или в вентильно-реактивных двигателях [2], задача расчета магнитного поля оказывается относительно простой. Достаточно задать в обмотках конкретные значения токов, а при необходимости – варьировать эти значения.

В машинах переменного тока, таких как асинхронные и синхронные, задача оказывается не столь предопределенной. Здесь сами значения токов в обмотках и их пространственное распределение должны быть найдены в процессе решения полевой задачи. Принципы решения таких задач по асинхронным двигателям и для синхронных машин на примере турбогенератора (ТГ) нашли отражение в [1, 3, 7, 8] и иных работах этих и других авторов.

Однако цикл работ по ТГ, отраженный в [1] и последующих работах, еще не завершен. Во-первых, задаваемые для конкретного режима нагрузки величины после расчета магнитного поля оказывались иными [7], и, во-вторых, расчеты поля проводились в поперечном сечении ТГ без учета влияния на результирующие параметры лобовых частей и активного сопротивления обмотки статора в целом.

Целью данной работы является представление принципов полнофакторного расчета режима нагрузки синхронных машин на основе численных расчетов магнитных полей в этом и сопутствующих режимах. Это проводится на примере ТГ, причем одной из главных целей является определение тока возбуждения I_f при заданных выходных параметрах ТГ. Ими

являются фазные ток I_s и напряжение U_s обмотки статора и фазовый сдвиг ϕ_s между ними, а значит и отдаваемая активная мощность P_a . Нахождение комплекса сопутствующих электромагнитных параметров ТГ, как это представлено, например, в [1], уже не будет составлять существенной проблемы.

Для иллюстраций проводимых исследований будем использовать конструкцию ТГ с номинальными параметрами: мощность $P_{aN}=200$ МВт; фазные напряжение $U_{sN}=9093$ В и ток $I_{sN}=8625$ А; коэффициент мощности $\cos\phi_{sN}=0,85$; частота $f=50$ Гц. Из параметров конструкции отметим: число фаз $m_s=3$, число пар полюсов $p=1$, немагнитный зазор $\delta=0,1$ м; активная длина $l_a=5,286$ м; диаметр ротора $d_r=1,075$ м; относительное укорочение обмотки статора – $4/5$; числа витков фазной обмотки статора $N_s=10$, обмотки ротора $N_f=180$. Электромагнитная система такого ТГ дана на рис.1. Здесь показаны фазные зоны обмотки статора $A-A'$, $B-B'$ и $C-C'$, которые выделены различным изображением заполнения пазов.

ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для реальных конструкций основных типов электрических машин в большинстве случаев для получения практически приемлемых результатов достаточно двумерной постановки полевых задач. При этом магнитное поле в поперечном сечении электрических машин описывается дифференциальным уравнением в полярной системе координат (r, φ) :

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

где A_z , J_z – аксиальные составляющие векторного магнитного потенциала (ВМП) и плотности тока; ν – удельное магнитное сопротивление.

В данной работе будем считать, что расчет магнитного поля в поперечном сечении ТГ обеспечивается уже имеющимися средствами: либо МКР [4] по собственной программе, либо МКЭ по общедоступной программе FEMM [11] с ее усовершенствованиями [6]. В любом случае результатом расчета является дискретное распределение ВМП в узлах сеточной или конечно-элементной структуры.

Главной особенностью численного анализа электромагнитных параметров ТГ является уход от традиционного рассмотрения магнитных полей в зазоре и условно выделяемых полей рассеяния. Основой является оперирование с магнитными потокоцеплениями (МПС) фазной обмотки статора, определяемыми по полному магнитному полю в конкретно рассматриваемом режиме возбуждения ТГ [1, 7].

Само МПС фазной обмотки вычисляется после расчета магнитного поля по распределению ВМП [1, 7] на основе численной реализации выражения:

$$\Psi = I_a \left(\frac{1}{\sum_{k=1}^{N_s} S_{k,p}} \sum_{k=1}^{N_s} \int A_z dS - \frac{1}{\sum_{k=1}^{N_s} S_{k,n}} \sum_{k=1}^{N_s} \int A_z dS \right), \quad (2)$$

где интегрирование проводится по поперечным сечениям $S_{k,p}$ и $S_{k,n}$ сторон всех N_s катушек (витков) фазной обмотки с положительными (p) и отрицательными (n) направлениями токов, соответственно.

Заметим, что программная реализация выражения (2) в дискретных сеточной или конечно-элементной структурах, соответствующих численным методам, является достаточно тривиальной.

В процессе проводимого анализа отсчет углов φ будем вести, как показано на рис. 1. Угловое положение фазной обмотки статора определяется положением ее оси, перпендикулярной усредненной плоскости конкретной фазной обмотки. Так фазная обмотка $A-A'$ лежит в плоскости, перпендикулярной оси ротора, и, значит, здесь оси этой обмотки и ротора предполагаются совпадающими (положение $\varphi=0$).

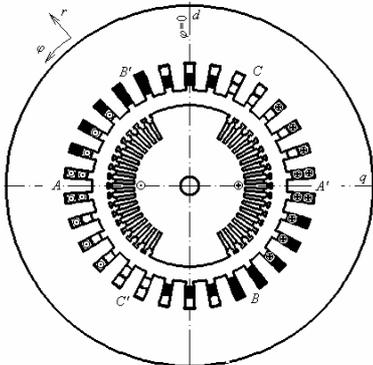


Рис.1. Электромагнитная система ТГ

Если после расчета магнитного поля в каком-либо режиме найти МПС по (2) для фазной обмотки $A-A'$, находящейся в позиции, соответствующей рис.1, то это будет только некоторое мгновенное значение МПС. Но в процессе работы ТГ его ротор со своим полем, как и магнитное поле обмотки статора, вращаются, и в каком-то из их положений у неподвижной фазной обмотки МПС будет максимальным. Для того, чтобы найти это положение (что даст возможность определить физическую ось намагничивания ТГ в конкретном режиме), а также найти амплитуду МПС, применим следующий подход на основе [7].

При фиксированной структуре рассчитанного магнитного поля будем располагать условно фазную обмотку статора (структуру ее секций) в разных угловых позициях φ относительно ротора, определяя каждый раз МПС по формуле (2). В условиях конструкции на рис. 1 на двух полюсных делениях τ_p следует размещать ее в 30-ти позициях со сдвигами друг относительно друга на зубцовое деление. Так получится зависимость МПС $\Psi(\varphi)$ на полном периоде, которую можно разложить в гармонический ряд Фурье [1, 7]:

$$\Psi = \sum_{k=1,3,5,\dots}^{15} \Psi_{m,k} \cos(k\varphi + \zeta_k). \quad (3)$$

Здесь, при условии $\Psi(\varphi) = -\Psi(\varphi + \tau_p)$, присутствуют только нечетные гармоники и высшая из них ограничена числом имеющихся точек на полупериоде, т.е. в данном случае (рис.1) 15-ью.

Ориентируясь далее на основную – первую гармоническую составляющую этой функции, по ее на-

чальной фазе ζ_1 можно установить непосредственно направление оси намагничивания ТГ. Она будет сдвинута относительно начала отсчета $\varphi=0$ на угол:

$$\varphi = \zeta_1/p. \quad (4)$$

По амплитуде первой гармоники МПС находится достаточно просто действующее значение ЭДС фазной обмотки [1]:

$$E = \sqrt{2} \cdot \pi f \Psi_{m,1}. \quad (5)$$

ПРИНЦИПЫ РАСЧЕТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАДАННЫХ РЕЖИМАХ

Конкретный вариант режима нагрузки ТГ предопределяется уже упомянутой совокупностью электрических параметров обмотки статора ($U_s, I_s, \cos \varphi_s$). Этому должен соответствовать конкретный ток возбуждения I_f , а значит МДС обмотки ротора F_f .

Распределение мгновенных значений токов по фазным обмоткам при симметричной нагрузке ТГ проводится на основе выражений:

$$i_A = I_m \cos \beta; i_B = I_m \cos(\beta - 2/3\pi); i_C = I_m \cos(\beta + 2/3\pi), \quad (6)$$

где $I_m = \sqrt{2} I_s$ – амплитуда фазного тока; β – начальная фаза, причем условно-положительные направления токов – "к нам" в зонах A, B, C (рис.2).

Величина β предопределяет угловое положение оси, по которой ориентируется результирующая МДС трехфазной обмотки статора F_a .

Для наглядного проявления фазовых соотношений величин в ТГ в режиме нагрузки воспользуемся векторной диаграммой. Она построена на рис. 2 по известным правилам [7, 12, 13], но с некоторыми уточнениями. Векторы $\underline{U}_s, \underline{I}_s$ и угол между ними φ_s уже названы, а остальное представим подробнее.

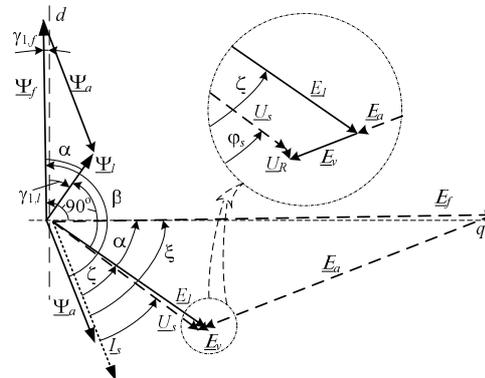


Рис. 2. Векторная диаграмма ТГ

МПС Ψ_f, Ψ_a, Ψ_l фазной обмотки статора определяются на ее активной длине по расчету магнитного поля в поперечном сечении ТГ: Ψ_f – от обмотки ротора, Ψ_a – от трехфазной обмотки статора, $\Psi_l = \Psi_f + \Psi_a$ – суммарное, причем Ψ_a совпадает по фазе с \underline{I}_s . Векторы МПС построены на фоне продольной d и поперечной q осей ТГ, так как временные фазы МПС соответствуют их пространственной ориентации (4). Принцип определения ориентации векторов МПС, и, соответственно, начальных фаз $\gamma_{1,f}$ и $\gamma_{1,l}$ МПС Ψ_f и Ψ_l уже объяснен в [7] и исходит из результатов разложения по (3). ЭДС E_f, E_a и E_l вызваны МПС Ψ_f, Ψ_a и Ψ_l , соответственно, и каждая отстает по фазе от своего на 90° . Вектор \underline{U}_R –

падение напряжения на активном сопротивлении R_s фазной обмотки (величина U_R в крупных ТГ обычно пренебрежимо мала по сравнению с U_s и представленными ЭДС, но здесь U_R сохраняем для изложения полнофакторного подхода), вектор \underline{E}_v – ЭДС рассеяния лобовой части обмотки статора (вектор \underline{U}_R параллелен вектору \underline{I}_s , \underline{E}_v отстает от \underline{I}_s на 90°).

Используя векторную диаграмму и дополнительную информацию, представим методическую основу расчета магнитного поля в режиме нагрузки с выходом на заданные значения U_s , I_s , φ_s . Дополнительно будем считать заданными активное сопротивление обмотки статора R_s и индуктивное сопротивление рассеяния ее лобовой части X_v , которые определяются классическим методом расчета [13]. Последнее позволяет определить уже представленные величины:

$$U_R = R_s I_s; \quad E_v = X_v I_s. \quad (7)$$

Тогда из геометрических соотношений на рис.2 активная и реактивная составляющие ЭДС E_b , ее действующее значение и фазовый сдвиг относительно вектора тока \underline{I}_s :

$$E_{l,a} = U_s \cos \varphi_s + U_R; \quad E_{l,r} = U_s \sin \varphi_s + E_v; \quad (8)$$

$$E_l = \sqrt{E_{l,a}^2 + E_{l,r}^2}; \quad \zeta = \arctg \left(\frac{E_{l,r}}{E_{l,a}} \right). \quad (9)$$

Следующим шагом является определение ЭДС E_a через расчет магнитного поля трехфазной обмотки статора. В этом случае, чтобы поле было направлено по продольной оси d , необходимо в (6) задать $\beta = 0$ и таким образом распределить фазные токи по своим обмоткам. При этом желательно подобрать такое значение $I_{s,a}$ тока I_s , при котором после расчета магнитного поля определенная по (5) ЭДС, а в данном случае это будет ЭДС E_a , окажется равной E_l из (9). Тогда насыщение магнитной системы ТГ будет близко к тому, которое затем возникнет и в режиме нагрузки. Картина магнитного поля трехфазной обмотки статора представлена на рис. 3.

После этого ЭДС E_a при заданном значении тока I_s определится прямой пропорцией:

$$E_a = E_l \frac{I_s}{I_{s,a}}. \quad (10)$$

Теперь по данным (10) и (8) и из геометрических соотношений на рис.2 определяется ЭДС:

$$E_f = \sqrt{(E_a + E_{l,r})^2 + E_{l,a}^2}, \quad (11)$$

которую должно обеспечить поле обмотки ротора, а также находятся соответствующие фазовые сдвиги между векторами \underline{E}_f и \underline{I}_s :

$$\xi = \arctg \left(\frac{E_{l,r} + E_a}{E_{l,a}} \right) \quad (12)$$

и между векторами \underline{E}_f и \underline{E}_l :

$$\alpha = \xi - \zeta. \quad (13)$$

Чтобы определить ток возбуждения I_f , обеспечивающий E_f , надо провести расчеты магнитного поля в режиме холостого хода. При этом надо подобрать такое значение тока возбуждения $I_{f,o}$, при котором по (5) фазная ЭДС окажется равной E_l . Это, как уже отмечено, будет предполагать, что в данном режиме было примерно такое насыщение магнитопровода ТГ, как потом будет в режиме нагрузки. В итоге ток возбуж-

дения для получения найденного по (11) значения E_f определится прямой пропорцией:

$$I_f = I_{f,o} \frac{E_f}{E_l}. \quad (14)$$

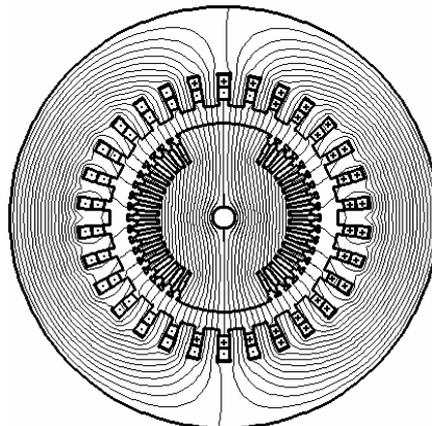


Рис. 3. Картина магнитного поля обмотки статора

Еще по расчету магнитного поля в режиме холостого хода из (3) выявляется начальная фаза $\gamma_{1,f}$ первой гармоники МПС Ψ_f . Несовпадение вектора $\underline{\Psi}_f$ с осью d , несмотря на симметрию магнитного поля относительно этой оси, объясняется тем, что двухслойная укороченная фазная обмотка статора несимметрична относительно той же оси. Рассчитанная картина магнитного поля показана на рис. 4.

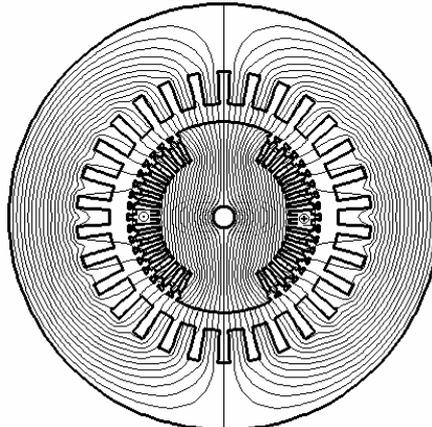


Рис. 4. Магнитное поле ТГ в режиме холостого хода

Чтобы обеспечить при расчете магнитного поля необходимый фазовый сдвиг между векторами МПС $\underline{\Psi}_f$ и $\underline{\Psi}_s$, надо задать в формулах (6) соответствующий угол:

$$\beta = \zeta + \alpha + 90^\circ. \quad (15)$$

Остается по (6) вычислить с учетом заданного значения I_s фазные токи и распределить их по своим фазным обмоткам, а в обмотке ротора задать ток I_f из (14). С этими токами и проводится расчет магнитного поля в режиме нагрузки.

В результате этого расчета по (3) определяется МПС Ψ_l и его начальная фаза $\gamma_{1,l}$. На основе амплитуды МПС $\Psi_{m,l}$ определяется по (5) ЭДС E_l режима нагрузки, а также фазовый сдвиг (рис.2):

$$\zeta = \beta - (\gamma_{1,f} - \gamma_{1,l}) - 90^\circ. \quad (16)$$

Из геометрических соотношений на рис.2 активная и реактивная составляющие напряжения U_s , его действующее значение и фазовый сдвиг относительно

вектора тока \underline{I}_s :

$$U_{s,a} = E_l \cos \zeta - U_R; U_{s,r} = E_l \sin \zeta - E_v; \quad (17)$$

$$U_s = \sqrt{U_{s,a}^2 + U_{s,r}^2}; \quad \varphi_s = \arctg\left(\frac{U_{s,r}}{U_{s,a}}\right). \quad (18)$$

Опыт практических расчетов показал, что полученные в результате значения E_l и ζ , и, следовательно, связанные с ними тесно значения U_s и φ_s отличаются от заданных для рассчитываемого режима нагрузки значений, что будет проиллюстрировано далее.

Это происходит из-за изменения насыщения магнитопровода, которое все-таки отличается от тех вариантов, которые получались при отдельных расчетах полей обмотки возбуждения и обмотки статора. Несмотря на стремление обеспечить одинаковое значения МПС обмотки статора, структура магнитного поля в разных режимах ТГ оказывается разной.

Очевидно, что полученные результаты являются первым приближением, а чтобы удовлетворить исходным данным ТГ (U_s, I_s, φ_s) в режиме нагрузки, следует подобрать соответствующие значения тока возбуждения обмотки ротора I_f , а для обмотки статора – угла β . Одним из архаичных вариантов такого подбора является метод последовательных приближений. А именно, полученные после расчета магнитного поля очередные значения E_l и ζ сравниваются с изначально рассчитанными по (9). По результатам сравнения производится целенаправленная корректировка значений I_f и β . Проводится новый расчет магнитного поля и все опять повторяется до сходимости значений E_l и ζ с желаемой точностью. Автоматически найденные по (18) значения U_s и φ_s сойдутся с заданными для данного расчетного режима. Последнее перед схождением значение I_f и является необходимым током возбуждения для этого режима.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ

Проиллюстрируем конкретными числовыми значениями процесс расчета для ТГ с уже представленными основными исходными данными, к которым добавим еще $U_R=11$ В, $E_v=362$ В, $\varphi_s=31,79^\circ$.

Представленный полевой метод может, естественно, отработать любой режим нагрузки, но в данном случае ограничимся номинальным режимом.

На основе исходных данных по (9) получаем $E_l=9298$ В, $\zeta=33,65^\circ$.

Расчетом магнитного поля обмотки статора (рис.3) было выявлено, что такое значение ЭДС E_s , при его определении по (5), обеспечивается током $I_{s,a}=5160$ А. Тогда по (10) имеем $E_a=15543$ В, а затем по (11), (12), (13) и (15) $E_f=22096$ В, $\xi=69,49^\circ$, $\alpha=35,84^\circ$ и $\beta=159,49^\circ$. Именно такие представленные значения положены в основу построения диаграммы на рис.2. Показанная выше и далее точность подачи результатов для практических целей может быть излишней, но здесь сохраняется для того, чтобы показать уровень внутренней чисто расчетной сходимости результатов представляемого полевого метода расчета.

При расчете магнитного поля обмотки ротора (рис.4) выявилось, что необходимое значение ЭДС $E_l=9298$ В при ее определении по (5) обеспечивается при $I_{f,o}=745$ А, что дает по (14) $I_f=1770$ А.

Подготовленные исходные данные, обозначенные

как режим Р1, представлены в таблице, где МДС обмотки ротора F_f^* дана в относительных единицах – по отношению к МДС, которая в режиме холостого хода дает номинальное напряжение U_{SN} .

Определенный предварительный ток возбуждения для режима нагрузки был задан в обмотке ротора, а в обмотке статора фазные токи, найденные по (6), составили: $i_A=-11424$ А; $i_B=9413$ А; $i_C=2011$ А.

На представленной основе был проведен расчет магнитного поля в режиме нагрузки. После этого по полученным результатам было проведено разложение МПС в гармонический ряд (3). Для первой составляющей получена начальная фаза $\gamma_{1,l}=-33,24^\circ$, а затем по (16) фазовый сдвиг ζ , а также на основе (15) угол $\alpha=\gamma_{1,f}-\gamma_{1,l}$. По (5) определена также для первой гармоники ЭДС, которая и в данном случае является ЭДС E_l , а по (18) найдены U_s и φ_s .

Все числовые результаты, полученные после первого расчета магнитного поля в режиме нагрузки, даны в таблице в строке расчетного режима Р2. Отличие от исходных параметров очевидно. Если через них взять активную электрическую мощность ТГ:

$$P_a = m_s U_s I_s \cos \varphi_s, \quad (19)$$

то в исходном варианте Р1 $P_a=200000$ кВт, а в режиме Р2 имеем 182685 кВт, т.е. погрешность 8,66%.

Далее выход на заданный режим обеспечивается итерационным процессом изменения I_f и β . Направление их изменения подсказывает сравнение значений E_l и ζ в таблице, где указанные их значения для режима Р1 являются обязательными. Поэтому, чтобы значение E_l из режима Р2 увеличилось, надо (см. рис.2) увеличить ЭДС E_f , что обеспечивается увеличением тока I_f , а значение ζ надо уменьшить, поэтому надо уменьшить β . При этом, конечно, надо учитывать, что имеется менее очевидное влияние β на E_l и I_f на ζ .

Таблица

Электрические и фазовые параметры ТГ в процессе расчета режима нагрузки

Режим	F_f^*	β , град.	E_l , В	ζ , град.	U_s , В	φ_s , град.	α , град.
Р1	2,447	159,49	9298	33,65	9093	31,79	35,84
Р2	2,447	159,49	8669	35,35	8456	33,39	34,14
Р3	2,532	157,21	9298	33,65	9093	31,79	33,56

Последовательными итерациями удалось выйти на заданные значения E_l и ζ , а значит и на U_s и φ_s . Сопутствующий комплекс значений параметров представлен как режим Р3 в таблице. Соответствующее значение мощности P_a составило 199990 кВт, что фактически равно заданному значению.

Расчитанное итоговое магнитное поле в режиме нагрузки представлено картиной на рис. 5. На рис. 6 на векторной диаграмме показана совокупность векторов для режимов Р2 и Р3. При построении фиксированным принято направление вектора \underline{E}_f , как и на рис. 2. Векторы \underline{E}_l и \underline{I}_s построены (в масштабе) с использованием определенных в таблице углов ζ и α . Вектор \underline{E}_a состыкован с вектором \underline{E}_l и проведен перпендикулярно вектору \underline{I}_s . Пересечение \underline{E}_a и \underline{E}_f определяет их длины. Все продлено одинаково для режимов Р2 и Р3, только для Р2 векторы \underline{E}_l , \underline{I}_s и \underline{E}_a изображены пунктиром, для режима Р3 – сплошными линиями.

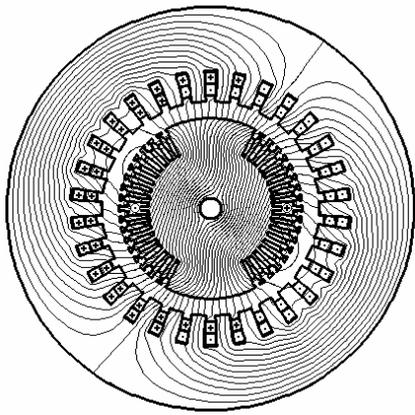


Рис. 5. Картина магнитного поля ТГ в режиме нагрузки

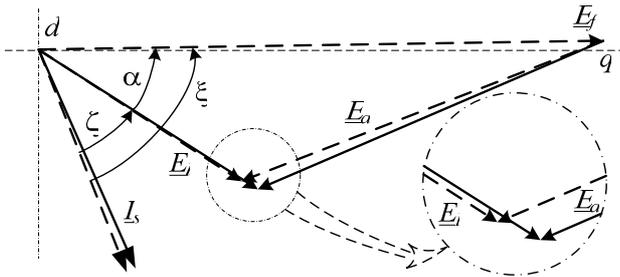


Рис. 6. Векторная диаграмма электрических величин в процессе расчета магнитного поля в режиме нагрузки ТГ

Отличие режимов P2 и P3 очевидно. Изменения возникли, как уже отмечалось, из-за изменения уровня и характера распределения насыщения магнитопровода ТГ в режиме нагрузки по сравнению с режимом холостого хода. Сравнивая рис. 4 и рис. 5, можно видеть, что в режиме нагрузки основная часть магнитного потока замыкается не только по большому зубу ротора, но и по обычным его зубцам, которые сильнее насыщаются и требуют повышенной МДС для проведения такого же магнитного потока, как и в режиме холостого хода.

Надо еще заметить, что выделение ЭДС E_a и E_f , как и вызывающих их МПС Ψ_a и Ψ_f (рис. 2) из результирующего магнитного поля, представленного МПС Ψ_l , является не строгой условностью, как и сохранение тех же направлений Ψ_f и E_f , что и в режиме холостого хода. Поэтому на рис. 6 для двух режимов вектор E_f получился одинаковым, а в реальности это оказывается не так, что является предметом дополнительного анализа. Важным же является то, что в итоге расчетов получен ток возбуждения, который обеспечивает заданный режим нагрузки ТГ. Этот ток, судя по величине F_f^* (режим P3 в таблице), в 2,532 раза больше, чем в режиме холостого хода при том же самом напряжении U_s . Этот ток составляет 1886 А, что фактически соответствует установленному значению 1890 А в условиях предприятия изготовителя ТГ рассматриваемого типа.

ВЫВОДЫ

1. Представленный принцип расчета магнитного поля в режиме нагрузки ТГ выводит на одну из важных величин – ток возбуждения в этом режиме, обеспечивающий заданные выходные параметры: ток, напряжение и фазовый сдвиг между ними.

2. Численно-полевому расчету непосредственно режима нагрузки предшествуют обеспечивающие это раздельные расчеты поля обмотки ротора и обмотки статора. Это позволяет избежать многих условностей классических методов расчета, в частности использования комплекса индуктивных сопротивлений, как основных, так и рассеяния.

3. Единственной условностью проведенных расчетов магнитного поля в поперечном сечении ТГ является косвенный учет индуктивного сопротивления рассеяния лобовой части обмотки статора, которое определяется приближенным классическим методом расчета. В остальном представленные расчеты практически лишены сколько-нибудь существенных погрешностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Рымша В.В., Радимов И.Н., Баранцев М.В. Технология расчета трехмерного стационарного магнитного поля в вентильно-реактивных электродвигателях на платформе ANSYS WORKBENCH. // *Электротехника і електромеханіка*.-2006.-№6. - С. 25-32.
3. Васильковский Ю.М. Польовий аналіз електричних машин: К.: НТУУ "КПІ", 2007.- 192 с.
4. 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.
5. 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.
6. 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 // *Электротехника і електромеханіка*. - 2004.-№3.- С. 38-43.
7. Милых В.И., Полякова Н.В. Анализ фазовых соотношений электромагнитных величин в турбогенераторе на основе численных расчетов магнитных полей. // *Электротехника і електромеханіка*.-2003.-№4.-С. 59-64.
8. Васильковский Ю.М., Гайдено Ю.А., Нацик О.В. Дослідження методами теорії поля характеристик асинхронних двигунів при несиметрії параметрів ротора // *Электротехніка і електромеханіка*.-2007.-№3.-С. 19-32.
9. Милых В.И., Ткаченко С.В. Силовые взаимодействия в линейном электродвигателе для источников сейсмических колебаний. // *Электротехніка і електромеханіка*.-2008.-№6.-С. 36-39.
10. Голенков Г.М., Бондар Р.П., Макогон С.А., Подольцев А.Б., Богаенко М.В., Попов В.С. Численный расчет магнитного поля и основных характеристик электровибратора на основе коаксиально-линейного двигателя с постоянными магнитами // *Электротехніка і електромеханіка*.-2007.-№1.-С. 8-12.
11. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.0. User's Manual, January 26, 2004 // <http://femm.berlios.de>, 2003.
12. Вольдек А.И. Электрические машины. -Л.: Энергия,-1978. - 832 с.
13. Титов В.В., Хуторецкий Г.М. и др. Турбогенераторы. -Л.: Энергия,-1967. - 895 с.

Поступила 27.02.2009

Милых Владимир Иванович д.т.н., проф.,
Бадковский Владимир Александрович
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Фрунзе, 21,
НТУ "ХПИ", кафедра "Электрические машины"
тел. (057) 707-65-14, e-mail: mvikpi@kpi.kharkov.ua

РАСЧЁТ КОММУТАЦИОННЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ В ГИБРИДНЫХ КОНТАКТОРАХ ПОСТОЯННОГО ТОКА И СПОСОБЫ ИХ ОГРАНИЧЕНИЯ

Проведено аналіз способів обмеження комутаційних перенапруг, що прикладаються до силових напівпровідникових приладів напівпровідникових ключів гібридних контакторів при комутації кіл постійного струму. Було запропоновано методику розрахунку параметрів обмежувачів перенапруг для цих кіл.

Проведен анализ способов ограничения коммутационных перенапряжений, прикладываемых к силовым полупроводниковым приборам полупроводниковых ключей гибридных контакторов при коммутации цепей постоянного тока. Предложена методика расчёта параметров ограничителей перенапряжений для этих цепей.

ВВЕДЕНИЕ

При отключении электрических цепей гибридными контакторами к силовым полупроводниковым приборам (СПП) их полупроводниковых ключей (ПК) в момент выключения прикладываются коммутационные перенапряжения. В гибридных контакторах постоянного тока, как и переменного, коммутационные перенапряжения обусловлены запасённой энергией в индуктивностях сети и нагрузки на момент коммутации. Однако, в связи с тем, что этот контактор отключает цепь при полном токе нагрузки, причём практически мгновенно, запасённая энергия будет существенно больше, и шунтировать её будет сложнее.

АНАЛИЗ СПОСОБОВ ОГРАНИЧЕНИЯ КОММУТАЦИОННЫХ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ В ЦЕПЯХ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Анализ различных способов демпфирования коммутационных перенапряжений в цепях силовых коммутационных аппаратов постоянного тока, представленных в [1 - 3], показал, что в гибридных контакторах постоянного тока, выполненных с использованием полностью управляемых СПП, для ограниче-

ний перенапряжений до уровня, установленного для этого класса аппаратов (не более $2,5U_{\text{ном}}$), энергию, запасённую в индуктивности нагрузки, наиболее целесообразно рассеивать с помощью обратного диода, включенного параллельно нагрузке, а энергию, запасённую в индуктивности сети – на энергоёмких варисторах, включенных на входе контактора. Использование для этих цепей конденсаторов с большой ёмкостью не вполне приемлемо из-за их больших габаритов, высокой стоимости и низкой надёжности [1, 2].

Схема включения указанных ограничителей перенапряжений (ОП) приведена на рис. 1.

Параметры $L_{\text{Э}}$ и $R_{\text{Э}}$ выбираются в режиме предельного тока К.З. в цепи контактора.

$$R_{\text{Э}} = \frac{U_{\text{ном}} \cdot 1,1}{I_{\text{К.З. max}}}, \quad L_{\text{К.З}} = L_{\text{Э}} = \tau R_{\text{Э}}, \quad (1)$$

где $U_{\text{ном}}$ – номинальное напряжение сети; $I_{\text{К.З. max}}$ – максимально допустимый ток К.З.; $L_{\text{К.З}}$ – индуктивность; τ – постоянная времени цепи К.З. ($\tau = 0,015$ с).

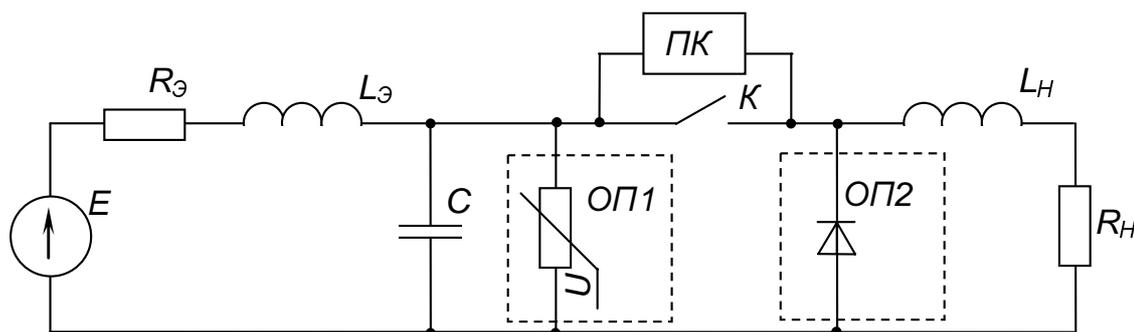


Рис. 1. Эквивалентная схема включения ограничителей перенапряжений ($L_{\text{Н}}, R_{\text{Н}}$ – индуктивность и активное сопротивление нагрузки, $L_{\text{Э}}$ и $R_{\text{Э}}$ – эквивалентные индуктивность и активное сопротивление сети)

Параллельно ОП1 (далее просто ОП) в этой схеме подключен конденсатор C , который ограничивает скорость нарастания коммутационного перенапряжения на СПП полупроводникового ключа (ПК) в момент разрыва тока нагрузки. Величина ёмкости этого конденсатора определяется из выражения

$$C = \frac{I_{\text{max}}}{\left(\frac{du_{\text{T}}}{dt}\right)_{\text{крит}}}, \quad (2)$$

где I_{max} – максимально допустимый коммутируемый ток в режиме редких коммутаций контактора (как

правило $I_{\max} = 4I_{\text{ном.р}}$); $I_{\text{ном.р}}$ – номинальный рабочий ток (как правило $I_{\text{ном.р}} = 0,6I_{\text{ном}}$); $\left(\frac{du_T}{dt}\right)_{\text{крит}}$ – максимально допустимая скорость нарастания напряжения на СПП.

Параметры варисторов, используемых в ОП должны удовлетворять неравенствам

$$\begin{cases} W_{\text{ст.мах}} < W_{\text{ст.доп}} \\ I_{\text{ст.мах}} < I_{\text{ст.доп}} \\ t_{\text{сп}} < t_{\text{доп}} \\ U_{\text{кл}} \geq \frac{U_{\text{ном}}}{0,85} \cdot 1,1 \end{cases}, \quad (3)$$

где $I_{\text{ст.доп}}$, $t_{\text{доп}}$ – допустимые амплитуда и длительность импульса тока варистора, при которых его энергия $W_{\text{ст}}$ не превышает допустимую $W_{\text{ст.доп}}$; $W_{\text{ст.мах}}$ – максимальная энергия, выделяемая в варисторе; $I_{\text{ст.мах}}$ – максимальный ток варистора; $t_{\text{сп}}$ – время протекания тока через варистор (время спада); $U_{\text{кл}}$ – классификационное напряжение варистора.

Для реальных параметров контура коммутации гибридного контактора постоянного тока величины $I_{\text{ст}}$ и $W_{\text{ст}}$ могут значительно превысить допустимые $I_{\text{ст.доп}}$ и $W_{\text{ст.доп}}$. Например, для контактора на $I_{\text{ном}} = 630$ А, максимальный коммутируемый ток $I_{\text{ком}}$ в цепи в режиме редких коммутаций равен $4I_{\text{ном.р}}$, поэтому при $I_{\text{ном.р}} = 0,6I_{\text{ном}}$, $L_{\text{Э}} = 0,5$ мГн запасённая энергия в сети $\frac{L_{\text{Э}}I_{\text{ком}}^2}{2} = 571$ Дж, в то время, как у варисторов серии СН2-2 $W_{\text{ст.доп.}} \leq 150$ Дж, а у ВС2-2 $W_{\text{ст.доп.}} = 350$ Дж [2].

Для увеличения допустимой энергии ОП предлагается использовать последовательно-параллельное соединение варисторов [1]. Такой ОП (рис. 2) содержит n параллельных ветвей, каждая из которых состоит из m последовательно соединённых варисторов $R_1 - R_m$ и одного балластного резистора $R_{\text{б}}$, выравнивающего токи в параллельных ветвях.

Расчёт максимальной энергии $W_{\text{ст.мах}}$, выделяемой в одном варисторе ОП на рис. 2, а, выполняется для предельного случая неравномерности токораспределения в параллельных ветвях, которому соответствует установка в $(n-1)$ -ой ветви элементов с максимальными значениями параметров, а в оставшейся n -той ветви – с минимальными. При этом токи в $(n-1)$ -ой ветви будут минимальны, а ток в оставшейся n -ой ветви – максимальным. Очевидно, что и энергия, выделяемая в одном варисторе, пропорциональная квадрату тока [1, 2], будет максимальной для варистора, установленного в n -той ветви с максимальным током.

Расчётная схема замещения контура коммутации с ОП (рис. 2, а), имеющим заданное токораспределение, на стадии ограничения перенапряжения имеет вид (без учёта тока конденсатора C ОП, который из-за

малой величины его ёмкости практически не влияет на токораспределение в ОП), приведенный на рис. 2, б, где $L_{\text{Э}}$ – эквивалентная индуктивность контура коммутации ($L_{\text{Э}} = L_{\text{к.з.}}; R_{\text{Э}} \approx 0$);

$R_{\text{Эмах}} = mR_{\text{д.мах}} + R_{\text{б.мах}}$, $U_{\text{Эмах}} = mU_{\text{ст.мах}}$ – эквивалентные максимальные сопротивление и напряжение $(n-1)$ -ой ветви с минимальными токами $i_{\text{ст.мин}}$; $R_{\text{Эмин}} = mR_{\text{д.мин}} + R_{\text{б.мин}}$, $U_{\text{Эмин}} = mU_{\text{ст.мин}}$ – эквивалентные минимальные сопротивление и напряжение стабилизации n -той ветви с максимальными токами $i_{\text{ст.мах}}$; $R_{\text{дмах}}, R_{\text{дмин}}$ – максимальное и минимальное динамические сопротивления варисторов; $U_{\text{ст.мах}}, U_{\text{ст.мин}}$ – максимальное и минимальное напряжения стабилизации варисторов; $R_{\text{б.мах}}, R_{\text{б.мин}}$ – максимальное и минимальное сопротивления балластного резистора; K – ключ, имитирующий работу ОП (отключает ветви с токами $i_{\text{с.мин}}$ при спаде напряжения на ОП $u_{\text{оп}}$ ниже $U_{\text{Эмах}}$, т.е. в момент времени $t_{\text{з.к}}$).

Условие перетекания тока в ОП является нарастание напряжения $u_{\text{оп}}$ до величины $U_{\text{Эмин}}$, а условие замкнутого состояния ключа K и протекания тока во всех n ветвях является выполнение неравенства

$$I_{\text{ком}} > (U_{\text{Эмах}} - U_{\text{Эмин}}) / R_{\text{Эмин}}. \quad (4)$$

Опыт эксплуатации варисторов СН2-2 при расщеплении в них большой энергии, что и имеется в нашем случае, показал, что значение напряжения варистора $U_{\text{ст}}$ целесообразно выбирать по его ВАХ при токе $I_{1,0} = 1$ А, при этом его динамическое сопротивление находится из выражения

$$R_{\text{д}} = \frac{U_{\text{в100}} - U_{\text{ст}}}{I_{100}}, \quad (5)$$

где $U_{\text{в100}}$ – напряжение на варисторе при токе $I_{100} = 100$ А,

а напряжение на варисторе – из выражения

$$U_{\text{в}} = U_{\text{ст}} + I_{\text{в}}R_{\text{д}}, \quad (6)$$

где $I_{\text{в}}$ – ток варистора.

При выполнении неравенства (4) процесс, протекающий в схеме замещения (рис. 2, б) с замкнутым в интервале времени $0 \leq t \leq t_{\text{з.к}}$ (рис. 2, в) ключом K описывается системой уравнений

$$\begin{cases} E = L_{\text{Э}} \frac{di}{dt} + u_{\text{оп}} \\ u_{\text{оп}} = U_{\text{Эмин}} + i_{\text{ст.мах}}R_{\text{Эмин}} = U_{\text{Эмах}} + i_{\text{ст.мин}}R_{\text{Эмах}} \\ i = i_{\text{ст.мах}} + (n-1)i_{\text{ст.мин}} \end{cases} \quad (7)$$

где $E = kU_{\text{ном}}$ – максимально допустимая э.д.с. сети ($k = 1,1$).

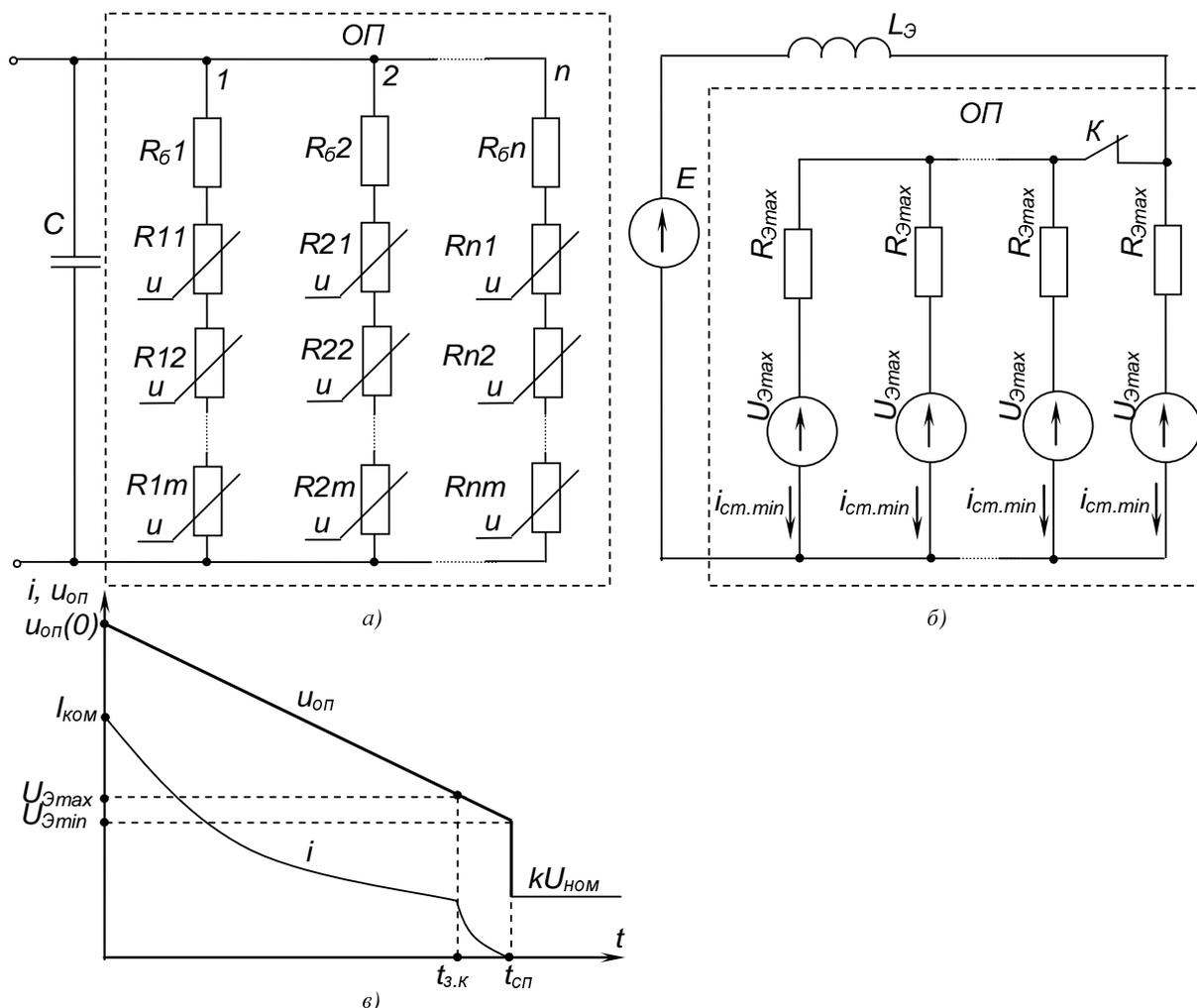


Рис. 2. Ограничитель перенапряжений с параллельно-последовательным соединением варисторов (а), расчётная схема замещения контура коммутации с ограничителем перенапряжений (б) и диаграмма её работы (в)

Решение с начальным условием $i(0) = I_{\text{ком}}$:

$$i_{\text{ст. min}} = \rho i_{\text{ст. max}} - I_{\text{н.б}}, \quad (8)$$

$$i = [1 + \rho(n-1)]i_{\text{ст. max}} - (n-1)I_{\text{н.б}}, \quad (9)$$

$$i_{\text{ст. max}} = Ae^{-t/\tau_{\text{з.к}}} - I_*, \quad (10)$$

где $\rho = \frac{R_{\text{Э min}}}{R_{\text{Э max}}}$; $I_{\text{н.б}} = (U_{\text{Э max}} - U_{\text{Э min}})/R_{\text{Э max}}$ – ток небаланса;

$$I_* = \frac{U_{\text{Э min}} - E}{R_{\text{Э min}}}; \quad U_{\text{Э min}} > E;$$

$$A = I_* + \frac{[I_{\text{ком}} + I_{\text{н.б}}(n-1)]}{1 + \rho(n-1)}; \quad \tau_{\text{з.к}} = \frac{[1 + \rho(n-1)]L_{\text{Э}}}{R_{\text{Э min}}}.$$

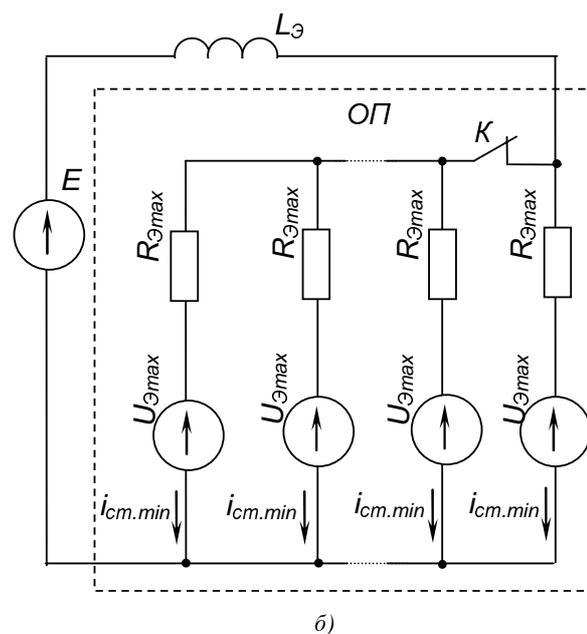
Амплитуда максимального тока варистора
 $I_{\text{ст. max}} = i_{\text{ст. max}}(0) = [I_{\text{ком}} + (n-1)I_{\text{н.б}}]/[1 + \rho(n-1)]. \quad (11)$

Амплитуда ограниченного ОП напряжения на входе контактора

$$U_{\text{в. max}} = u_{\text{оп}}(0) = R_{\text{Э min}}I_{\text{ст. max}} + U_{\text{Э min}} \leq 2,5U_{\text{ном}}. \quad (12)$$

Длительность замкнутого состояния ключа K найдём из решения уравнения $u_{\text{оп}} = U_{\text{Э max}}$,

$$t_{\text{з.к}} = \tau_{\text{з.к}} \ln \frac{\rho A}{I_{\text{н.б}} + \rho I_*}. \quad (13)$$



В интервале времени $0 \leq t \leq t_{\text{з.к}}$ (рис. 2, в) ключ K в схеме замещения разомкнут и ток i спадает до нуля. При этом процесс, протекающий в схеме замещения, описывается уравнениями [4]:

$$E = L_{\text{Э}} \frac{di}{dt} + u_{\text{оп}}, \quad u_{\text{оп}} = R_{\text{Э min}}i + U_{\text{Э min}}.$$

Решение с начальным условием $i(0) = \frac{I_{\text{н.б}}}{\rho}$:

$$i = -I_* + Be^{-t/\tau_{\text{р.к}}}, \quad (14)$$

где $B = I_* + \frac{I_{\text{н.б}}}{\rho}$, $\tau_{\text{р.к}} = \frac{L_{\text{Э}}}{R_{\text{Э min}}}$.

Время разомкнутого состояния ключа K найдём из решения уравнения $i = 0$;

$$t_{\text{р.к}} = \tau_{\text{р.к}} \ln(1 + \frac{I_{\text{н.б}}}{\rho I_*}). \quad (15)$$

Время протекания тока через ОП

$$t_{\text{сп}} = t_{\text{з.к}} + t_{\text{р.к}}. \quad (16)$$

Максимальная энергия $W_{\text{ст. max}}$, выделяемая в одном варисторе n -той ветви с током $i_{\text{ст. max}}$

$$W_{ст. max} = \int_0^{t_{3,к}} i_{ст. max} (U_{ст. min} + R_{д. min} i_{ст. max}) dt + \int_0^{t_{р,к}} i (U_{ст. min} + R_{Э. min} i) dt, \quad (17)$$

или

$$W_{ст. max} = \int_0^{t_{3,к}} (Ae^{-t/\tau_{3,к}} - I_*) (U_{ст. min} + R_{д. min} (Ae^{-t/\tau_{3,к}} - I_*)) dt + \int_0^{t_{р,к}} (-I_* + Be^{-t/\tau_{р,к}}) (U_{ст. min} + R_{Э. min} (-I_* + Be^{-t/\tau_{р,к}})) dt. \quad (18)$$

Максимальная энергия $W_{б. max}$, выделяемая в балластном сопротивлении той же ветви

$$W_{б. max} = \int_0^{t_{3,к}} (Ae^{-t/\tau_{3,к}} - I_*)^2 R_{б. min} dt + \int_0^{t_{р,к}} (-I_* + Be^{-t/\tau_{р,к}})^2 R_{б. min} dt. \quad (19)$$

Минимальная энергия $W_{ст. min}$, выделяемая в варисторе ($n-1$)-ой ветви с током $i_{ст. min}$

$$W_{ст. min} = \int_0^{t_{3,к}} \left[(Ae^{-t/\tau_{3,к}} - I_*) \cdot \rho - I_{н.б} \right] \cdot \left[U_{ст. max} + R_{д. max} \cdot (Ae^{-t/\tau_{3,к}} - I_*) \right] dt. \quad (20)$$

Расчёт параметров ОП (рис. 2, а) производится с учётом выполнения ограничений (3) при работе гибридного контактора в режиме редких коммутаций и при максимально допустимом токе К.З. равном 10 кА (худший случай).

МЕТОДИКА РАСЧЁТА ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЙ

В табл. 1 приведены значения параметров ОП, рассчитанные на основании следующей методики:

1. Предварительно выбирается тип варистора, используемого в ОП, основные параметры которого отвечают ограничениям (3), а также с помощью выражения (2) определяем величину ёмкости, шунтирующего ОП конденсатора.

2. Рассчитываем параметры, необходимые для расчёта ОП, при условии, что отклонение параметров $U_{ст.}$, $R_{д.}$ и $R_{б.}$ лежит в диапазоне $\pm 5\%$, $R_{б.} \approx R_{д.}$.

3. С помощью выражения (12) определяем $I_{ст. max} \leq I_{ст. доп}$ (для варистора СН2-2 $I_{ст. доп} \leq 120 A, W_{ст. доп} \leq 150 Дж$).

4. С помощью выражения (11) по известным $I_{ст. max}$ и $I_{ком} = 4I_{ном,р}$ находим количество параллельно включенных варисторов n , при этом n округляется в сторону большего целого числа. Уточняем $I_{ст. max}$ и $U_{в. max}$.

5. С помощью выражений (13), (15) и (16) определяем время протекания тока через варистор (время спада) $t_{сп.}$.

6. С помощью выражения (18) находим максимальную энергию, выделяемую в варисторе.

7. Если какой-либо параметр варистора не удовлетворяет принятым ограничениям, расчёт повторяется до тех пор, пока все параметры варистора не будут удовлетворять указанным ограничениям (3) и (12).

Анализ основных расчётных параметров, приведенных в табл. 1, показывает, что применение недорогих и малогабаритных энергоёмких варисторов типа СН2-2 при создании ОП позволяет ограничить уровень коммутационных перенапряжений до уровня ниже $2,5U_{ном}$ при коммутации гибридными контакторами постоянного тока предельных токов, равных $4I_{ном,р}$. При этом даже в самом напряжённом (по воздействию на ОП запасённой энергии в сети) контакторе на $I_{ном} = 630 A$ максимальная энергия, выделяемая в самом нагруженном варисторе, втрое меньше допустимой, а масса комплектующих изделий, входящих в этот ОП, составляет менее 0,1 кг при их цене порядка 85 грн.

В качестве примера отметим, что в ранее разработанном гибридном контакторе КП81-39 ($I_{ном} = 630 A$) его резистивно-ёмкостной ОП включает 14 параллельно включенных конденсаторов типа К75-17 (1000 В, 50 мкФ, масса 1,25 кг) [1]. Соответственно масса такого ОП составляет не менее 17,5 кг при стоимости 1330 грн., т.е. на несколько порядков по основным показателям превосходит рассмотренный нами варисторный ОП. Следует также добавить, что уровень ограничения перенапряжений этим ОП достигает $4,5U_{ном}$, т.е. превышает допустимый для коммутационных аппаратов уровень.

Расчётные значения параметров ОП, выполненного на базе варисторов СН2-2-330 В при $R_6=0,68$ Ом

Номинальный ток контактора $I_{ном}$, А	Максимальный коммутируемый ток $I_{ком}$, (в режиме редких коммутаций)	Количество параллельно включенных варисторов, шт.	Максимальный ток варистора $I_{ст.маx}$, А	Максимальное коммутационное перенапряжение $\frac{U_{в.маx}}{U_{ном}}$	Энергия в варисторе		Длительность протекания тока через варистор $t_{сп}$, мс	С, мкФ
					$W_{ст.мин}$, Дж	$W_{ст.маx}$, Дж		
100	$4 \cdot 0,6 I_{ном}$	3	103,60	2,22	3,71	6,94	0,32	1,0
160		5	105,32	2,23	6,33	11,56	0,50	1,6
250		7	117,21	2,30	11,38	19,43	0,75	2,2
400		12	113,37	2,07	17,90	30,97	1,20	3,0
630		18	118,81	2,31	29,90	50,34	1,85	3,9

В рассматриваемом варисторном ОП могут применяться не только варисторы типа СН2-2, но и варисторы других фирм, которые удовлетворяют условиям (7), например, перспективными в этом плане являются варисторы типов SKP6,5...110СА и ВУЗ50А22...50К39 фирмы "Semicon". Так как они рассчитаны на $U_{кл} = 6,5-110$ В в ОП их необходимо включать последовательно-параллельно, при этом варистор, находящийся в самых неблагоприятных условиях работы, должен отвечать ограничениям (3).

ВЫВОДЫ

Таким образом, предложенный авторами ОП с последовательно-параллельно включенными варисторами является высоконадёжным устройством, эффективно обеспечивающим ограничение коммутационных перенапряжений в цепях гибридных контакторов постоянного тока до уровня ниже $2,5U_{ном}$, и существенно превосходит по массогабаритным и стоимостным показателям ранее применяемые в гибридных контакторах резистивно-емкостные ограничители перенапряжений. Кроме того, они позволят понизить класс управляемых СПП, применяемых в ПК гибридных контакторов, с 10-го, что было ранее, до 6-го при применении контактора в сетях с напряжением 220 В.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сосков А.Г., Соскова И.А. Полупроводниковые аппараты: коммутация, управление, защита. Учебник (под ред. А.Г.Соскова). – К: Каравелла, 2005. – 344 с.
2. Могилевский Г.В. Гибридные электрические аппараты низкого напряжения. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 252 с.
3. Дикань С.В., Намитоков К.К. Аппараты систем бесперебойного электроснабжения. – К.: Техника, 1989. – 174 с.
4. Зевеке Г.В., Ионкин П.А., Нетушил А.В., Страхов С.В. Основы теории цепей. – 5 изд. перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 528 с.

Поступила 09.02.2009

Сосков Анатолий Георгиевич, д.т.н.,
Сабалаева Наталья Олеговна, аспирант
Харьковская национальная академия городского хозяйства
Украина, 61002, Харьков, ул. Революции, 12, ХНАГХ,
кафедра теоретической и общей электротехники
тел.(057) 707-31-11

УЗАГАЛЬНЕНА СТАТИЧНА ХАРАКТЕРИСТИКА ПОЛЯРИЗОВАНОГО ДВИГУНА ГРЕБІНЦЕВОГО ТИПУ З ДИСИМЕТРИЧНОЮ СТРУКТУРОЮ

Установлено залежності, що описують статичну характеристику поляризованого електродвигуна з гребінцевою дисиметричною структурою і є базою методики вибору його головних розмірів.

Установлены зависимости, которые описывают статическую характеристику поляризованного электродвигателя с гребенчатой дисимметричной структурой и являются базой методики выбора его главных размеров.

ВСТУП

У сучасних гідросистемах керування літальними апаратами, металообробними верстатами, оптичними телескопами та антенами широко застосування знайшли поляризовані двигуни (ПД), які є магнітоелектричними перетворювачами вхідного електричного сигналу в обмежене пропорційне переміщення вихідного елемента [1]. Вдале поєднання їхніх позитивних якостей як виконавчих елементів (швидкодія, високий коефіцієнт віддачі), так і метрологічних перетворювачів (лінійність та симетрія характеристик, мала зона нечутливості) гарантують перспективність подальшого застосування поляризованих двигунів як звичайної кільцевої конструкції, так і конструкцій з гребінцевою структурою.

Узагальнена статична характеристика ПД кільцевої конструкції як функція величин $i_{m\delta}$, $i_{k\delta}$ (м.р.с. постійного магніту та обмотки керування, що припадають на повітряний проміжок), параметрів магнітного кола ζ_m , ζ_c і $f(\alpha)$ визначається [2]:

$$M_e = \lambda_0 \cdot \frac{(1 + \zeta^2 \cdot f^2(\alpha)) \cdot i_{m\delta} \cdot i_{k\delta} - f(\alpha) (\zeta_c^2 i_{m\delta}^2 + \zeta_m^2 i_{k\delta}^2)}{(1 - \zeta^2 \cdot f^2(\alpha))^2} \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}, \quad (1)$$

де $\zeta_c = \frac{c^*}{c^* + 1}$; $\zeta_m = \frac{m^*}{m^* + 1}$; $\zeta = \sqrt{\zeta_m \cdot \zeta_c}$ – середньо-геометрична величина між ζ_m та ζ_c ; λ_0 – магнітна провідність між парою зубців у нейтральному положенні ротора; $f(\alpha)$ – функція, що описує зміну магнітних провідностей міжзубцевого проміжку від кута повороту α ; c^* , m^* – відносні величини магнітних опорів кола керування та постійного магніту у частках базового магнітного опору повітряного проміжку в нейтральному положенні ротора.

Вираз (1) покладено в основу аналітичного дослідження залежності метрологічних показників ПД від інтенсивності джерел поляризації та керування (м.р.с. i_m та i_k відповідно), параметрів магнітного кола та конфігурації зубцевої активної зони, що описується функцією $f(\alpha)$ та її похідною за кутом $\frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}$.

Ця публікація має на меті встановлення аналогічної залежності для поляризованого двигуна з гребінцевою дисиметричною структурою [3, 4].

УЗАГАЛЬНЕНА СТАТИЧНА ХАРАКТЕРИСТИКА ПД З ГРЕБІНЦЕВИМИ ЗОНАМИ

Рівняння для узагальненої статичної характеристики ПД з гребінцевими зонами можна отримати як

$$M(i_m, i_c, \alpha) = \frac{\partial W'}{\partial \alpha}, \quad (2)$$

де

$$W' = \int_0^{i_m} \int_0^{i_c} \sum_{i=m}^{i=c} \Psi_i(i_m, i_c, \alpha) di_i = \frac{1}{2} (\Psi_m \cdot i_m + \Psi_c \cdot i_c) \quad (3)$$

магнітна коенергія джерел намагнічувальних сил.

З врахуванням величин поточкозчеплень контурів поляризації Ψ_m та керування Ψ_c , визначених з системи рівнянь, що описують стан магнітного кола [3], отримуємо

$$W' = \frac{1}{2(1 - \zeta_m \zeta_c k f^2(\alpha))} \cdot (1 - \zeta_c k f^2(\alpha)) \cdot \frac{i_m^2}{m + r_m} + (1 - \zeta_m k f^2(\alpha)) \cdot \frac{i_c^2}{c + r_c} - 2r_{mc} \cdot \frac{i_m}{m + r_m} \cdot \frac{i_c}{c + r_c} \cdot f(\alpha), \quad (4)$$

де $k = \frac{1}{\sigma} \cdot \left(\frac{q^2}{s+q} - \frac{t^2}{n+t} \right)$ коефіцієнт глибини модуляції

сумарної провідності кола магнітного потоку поляризації; $\sigma = n + t + q + s$; s, n, t і q – параметри, що характеризують структуру гребінцевих зон (t і q – еквівалентні кількості активних зон гребінцевої структури, а s і n – еквівалентні кількості зубців пасивних зон); c, m – магнітні опори кола керування та постійного магніту.

Зважаючи на те, що при довільних m та c , а також довільних параметрах зубцевої структури s, n, t і q завжди $\zeta_m \leq 1$; $\zeta_c \leq 1$ і $k \leq 1$, в області малих значень відносної величини α , коли $f^2(\alpha) \ll 1$ при нехтуванні малими величинами четвертого порядку з достатньою для інженерних розрахунків точністю можемо записати

$$\frac{1 - \zeta_c k f^2(\alpha)}{1 - \zeta_m \zeta_c k f^2(\alpha)} \approx 1 - \zeta_c \cdot (1 - \zeta_m) \cdot k f^2(\alpha) = 1 - \zeta_c \cdot \xi_m \cdot k f^2(\alpha); \quad (5)$$

$$\frac{1 - \zeta_m k f^2(\alpha)}{1 - \zeta_m \zeta_c k f^2(\alpha)} \approx 1 - \zeta_m \cdot (1 - \zeta_c) \cdot k f^2(\alpha) = 1 - \zeta_m \cdot \xi_c \cdot k f^2(\alpha), \quad (6)$$

$$\xi_m = 1 - \zeta_m = \frac{r_m^* - \Delta m^*}{m^* + r_m^*} = \frac{r_m - \Delta m}{m + r_m};$$

$$\xi_c = 1 - \zeta_c = \frac{r_c^* - \Delta c^*}{c^* + r_c^*} = \frac{r_c - \Delta c}{c + r_c},$$

$$\Delta m^* = r_m^* \frac{k_m}{k}; \quad \Delta c^* = r_c^* \frac{k_c}{k} - \text{деякі фіктивні магнітні}$$

опори, внесені у коло постійного магніту та коло керування відповідно, внаслідок дисиметрії структур гребінцевих зон; k_m, k_c – коефіцієнти, що залежать від параметрів структури гребінцевих зон,

$$k_m + k_c = \left(\frac{t - q}{s + q + n + t} \right)^2.$$

З урахуванням (5) і (6) вираз для коенергії (4) запишемо як

$$W' = \frac{1}{2} (1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)) \cdot \frac{i_m^2}{m + r_m} + \frac{1}{2} (1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)) \cdot \frac{i_c^2}{c + r_c} - \frac{r_{mc}}{1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)} \cdot \frac{i_m}{m + r_m} \cdot \frac{i_c}{c + r_c} \cdot f(\alpha). \quad (7)$$

Відкинувши у (7) складові коенергії, які не залежать від кута повороту α , отримаємо

$$W' = \frac{1}{2} \left(\zeta_c \xi_m \cdot \frac{i_m^2}{m + r_m} + \zeta_m \xi_c \cdot \frac{i_c^2}{c + r_c} \right) \cdot k f^2(\alpha) - \frac{r_{mc}}{1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)} \cdot \frac{i_m}{m + r_m} \cdot \frac{i_c}{c + r_c} \cdot f(\alpha). \quad (8)$$

Відповідно до (2) і (8) узагальнена статична характеристика (функційна залежність електромагнітного моменту ПД від i_m, i_c та α) визначається формулою

$$M = \left(r_{mc} \cdot \frac{i_m}{m + r_m} \cdot \frac{i_c}{c + r_c} \cdot \frac{1 + \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)}{(1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha))^2} - \left(\zeta_c \xi_m \cdot \frac{i_m^2}{m + r_m} + \zeta_m \xi_c \cdot \frac{i_c^2}{c + r_c} \right) \cdot k f(\alpha) \right) \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (9)$$

Для зручності в (9) порівняно з (8) знак струму керування i_c змінено на протилежний.

Для інженерних розрахунків вираз (9) спрощено, нехтуючи малими величинами третього порядку, прийнявши

$$\frac{1 + \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)}{(1 - \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha))^2} \approx 1 + 3 \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha),$$

тоді

$$M = \left(r_{mc} \cdot (1 + 3 \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)) \cdot \frac{i_m}{m + r_m} \cdot \frac{i_c}{c + r_c} - \left(\zeta_c \xi_m \cdot \frac{i_m^2}{m + r_m} + \zeta_m \xi_c \cdot \frac{i_c^2}{c + r_c} \right) \cdot k f(\alpha) \right) \times \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (10)$$

Вираз (10) записано у термінах еквівалентних намагнічувальних сил i_m та i_c , хоча в інженерній практиці їх доцільніше мати у термінах відповідних

магнітних потоків у повітряних проміжках, як величин більш наперед детермінованих. Зважаючи, що

$$\Phi_m = \frac{i_m}{m + r_m} \quad \text{і} \quad \Phi_c = \frac{i_c}{c + r_c}, \quad (11)$$

де Φ_m та Φ_c – магнітні потоки у повітряних проміжках активної зони кіл поляризації та керування при нейтральному положенні ротора ПД, можна записати

$$M = \left(r_{mc} (1 + 3 \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)) \cdot \Phi_m \Phi_c \right) \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} \times \left(\zeta_c \cdot (r_m - \Delta m) \cdot \Phi_m^2 + \zeta_m (r_c - \Delta c) \cdot \Phi_c^2 \right) \cdot k f(\alpha). \quad (12)$$

При аналізі окремих характеристик ПД, зокрема тягової, інколи доцільно описувати коло поляризації у термінах магнітного потоку Φ_m , а коло керування - у термінах струму керування i_c , тоді вираз для електромагнітного моменту ПД матиме вигляд

$$M = \left(\frac{r_{mc}}{c + r_c} \cdot (1 + 3 \zeta_m \xi_c k f^2(\alpha)) \cdot \Phi_m \cdot i_c - \left(\zeta_c \cdot (r_m - \Delta m) \cdot \Phi_m^2 + \zeta_m \cdot \xi_c \cdot i_c^2 \right) \cdot k f(\alpha) \right) \times \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (13)$$

АНАЛІЗ УЗАГАЛЬНЕНОЇ СТАТИЧНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА ЇЇ ПАРАМЕТРІВ

Як і можна було передбачити, вираз $M(i_m, i_c, \alpha)$ є симетричним відносно індексів m і c , тобто він не змінюється при їхній перестановці, що пояснюється мостовою заступною схемою магнітного кола.

Окремими характеристиками ПД, що використовуються в експериментальній практиці є:

– механічна або зовнішня характеристика $M(\alpha)$ при $i_c = 0$

$$M(\alpha, i_c = 0) = -\frac{1}{2} \zeta_c \cdot (r_m - \Delta m) \cdot \Phi_m^2 \cdot k \frac{\partial f^2(\alpha)}{\partial \alpha}; \quad (14)$$

– моментна або тягова характеристика $M(i_c)$ при $\alpha = 0$

$$M(i_c, \alpha = 0) = \frac{r_{mc}}{c + r_c} \cdot \Phi_m \cdot i_c \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}, \quad (15)$$

а також параметри цих характеристик;

– коефіцієнт крутизни механічної характеристики (жорсткість "магнітної пружини" ПД)

$$K_m = \left. \frac{\partial M}{\partial \alpha} \right|_{i_c=0} = -\frac{1}{2} \zeta_c \cdot (r_m - \Delta m) \cdot \Phi_m^2 \cdot k \frac{\partial^2 f^2(\alpha)}{\partial \alpha^2}; \quad (16)$$

– коефіцієнт крутизни моментної характеристики

$$K_i = \left. \frac{\partial M}{\partial i_c} \right|_{\alpha=0} = \frac{r_{mc} \cdot \Phi_m}{c + r_c} \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} - \zeta_m \cdot \xi_c \cdot i_c \cdot k \frac{\partial f^2(\alpha)}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha=0}. \quad (17)$$

Стосовно ж оцінки енергетичних та нормативних метрологічних характеристик ПД указані коефіцієнти здебільшого визначають при $\alpha = 0$ та $i_c = 0$, тому, відповідно

$$K_{m(0)} = -\frac{1}{2} \zeta_c \cdot (r_m - \Delta m) \cdot \Phi_m^2 \cdot k \frac{\partial^2 f^2(\alpha)}{\partial \alpha^2}; \quad (18)$$

$$K_{i(0)} = \frac{r_{mc}}{c + r_c} \cdot \Phi_m \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (19)$$

З (18) і (19) витікає, що параметрична лінійність коефіцієнтів $K_m(0)$ і $K_i(0)$ може бути забезпечена лише при незалежності магнітного опору c від величини потоку Φ_c , тобто - при ненасиченому стані феромагнітних ділянок кола керування. А оскільки введення у це коло додаткових лінійних магнітних опорів практично неможливе з огляду на особливості конструкції ПД з гребінцевими зонами (та й недоцільне з енергетичної точки зору), то вимушено забезпечується умова $c \rightarrow 0$. При цьому

$$\zeta_c = \frac{c + \Delta c}{c + r_c} \rightarrow \frac{\Delta c}{r_c} = \frac{k_c}{k}; \quad (20)$$

$$\xi_c = \frac{r_c - \Delta c}{c + r_c} \rightarrow 1 - \frac{\Delta c}{r_c} = 1 - \frac{k_c}{k} = 1 - \zeta_c. \quad (21)$$

Відповідно до [3] (20) і (21) запишемо

$$\zeta_c = \frac{k_c}{k} = \frac{1}{k} \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2; \quad \xi_c = 1 - \frac{1}{k} \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2. \quad (22)$$

Оскільки при цьому варіанті внаслідок $k_m=0$ $\Delta m=0$, то

$$\zeta_m = \xi_m = \frac{r_m}{m + r_m} = \frac{1}{1 + m^*}. \quad (23)$$

Перепишемо вираз (12) для дисиметричних гребінцевих зон стосовно цього варіанту з врахуванням

$$\zeta_m \zeta_c \cdot k = \frac{1}{1 + m^*} \cdot \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2;$$

$$r_{mc} = \frac{2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{q}{s+q} + \frac{t}{n+t} \right);$$

$$\zeta_c (r_m - \Delta m) \cdot k = \frac{2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2;$$

$$\begin{aligned} \zeta_m (r_c - \Delta c) \cdot k &= \frac{2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \frac{1}{1 + m^*} \cdot \frac{\sigma^2}{4 \cdot (s+q)(n+t)} \cdot \left(k - \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \frac{1}{1 + m^*} \cdot \frac{\left(q \frac{n+t}{s+q} + t \frac{s+q}{n+t} \right)^2}{4 \cdot (s+q)(n+t)}, \end{aligned}$$

внаслідок чого отримаємо

$$\begin{aligned} M &= \frac{\Phi_m^2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \left(\frac{q}{s+q} + \frac{t}{n+t} \right) \cdot \left(1 + \frac{3}{1 + m^*} \cdot \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2 \cdot f^2(\alpha) \right) \times \\ &\quad \times \Phi_c^* \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} - \frac{\partial f^2(\alpha)}{\partial \alpha} \times \\ &\quad \times \left(\left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2 + \frac{1}{1 + m^*} \cdot \frac{\left(q \frac{n+t}{s+q} + t \frac{s+q}{n+t} \right)^2}{4 \cdot (s+q)(n+t)} \cdot \Phi_c^{*2} \right), \quad (24) \end{aligned}$$

де $\Phi_c^* = \frac{\Phi_c}{\Phi_m}$ - відносна величина потоку керування, виражена у частках потоку поляризації при нейтральному положенні ротора.

Відповідно до (24) коефіцієнти жорсткості "магнітної пружини" та крутизна моментної характеристики набувають вигляд

$$K_m = - \left(\frac{t-q}{\sigma} \right)^2 \cdot \frac{\Phi_m^2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \frac{\partial^2 f^2(\alpha)}{\partial \alpha^2}; \quad (25)$$

$$K_i = \left(\frac{q}{s+q} + \frac{t}{n+t} \right) \cdot \frac{\Phi_m^2}{\lambda_0 \sigma} \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (26)$$

Аналіз (25) і (26) дозволяє зробити висновки про вплив структури гребінцевих зон на параметри статичної характеристики ненасиченого ПД ($c \rightarrow 0$):

- нелінійність нормованого коефіцієнта жорсткості "магнітної пружини" визначається лише властивостями другої похідної від квадрату функції $f(\alpha)$;

- нелінійність нормованого коефіцієнта крутизни моментної характеристики визначається лише властивостями першої похідної від функції $f(\alpha)$;

- при рівних інших умовах коефіцієнт жорсткості "магнітної пружини" пропорційний квадрату відношення $\frac{t-q}{s+n+t+q}$;

- при рівних інших умовах коефіцієнт крутизни моментної характеристики пропорційний величині $\left(\frac{q}{s+q} + \frac{t}{n+t} \right)$.

Два останні висновки свідчать - наявність у гребінцевих структурах зон із пасивними зубцями, магнітна провідність яких не залежить від координати α призводить до зменшення обох коефіцієнтів, а значить - їхнє виконання з практичної точки зору не доцільне. Ефективність використання активного об'єму повітряних проміжків буде найкращою при $n=0$ і $s=0$. При цьому узагальнена статична характеристика й вираз для її коефіцієнтів мають вигляд

$$\begin{aligned} M &= \frac{2\Phi_m^2}{\lambda_0(t+q)} \cdot \left(\left(1 + \frac{3}{1+m^*} \cdot \left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 \cdot f^2(\alpha) \right) \cdot \Phi_c^* - \right. \\ &\quad \left. - \left(\left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 + \frac{1}{1+m^*} \cdot \frac{(t+q)^2}{4qt} \cdot \Phi_c^* \right) \cdot \Phi_c^{*2} \cdot f(\alpha) \right) \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}; \quad (27) \end{aligned}$$

$$K_m = - \left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 \cdot \frac{\Phi_m^2}{\lambda_0(t+q)} \cdot \frac{\partial^2 f^2(\alpha)}{\partial \alpha^2}; \quad (28)$$

$$K_i = \frac{2\Phi_m^2}{\lambda_0(t+q)} \cdot \frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha}. \quad (29)$$

Як впливає з (27) - (29), оптимальною функцією $f(\alpha)$ з точки зору забезпечення лінійності статичної характеристики та її коефіцієнтів є лінійна функція,

для якої $\frac{\partial f(\alpha)}{\partial \alpha} = \text{const}$ і $\frac{\partial f^2(\alpha)}{\partial \alpha} \equiv \alpha$. Для прийнятої

конфігурації зубцевих зон у широкому діапазоні зміни геометричного параметра $\rho = \frac{R}{\delta} \beta$ з достатньою

для інженерних розрахунків точною функція $f(\alpha)$ може бути апроксимована виразом $f(\alpha) = \frac{\chi}{\beta} \alpha$, де R - радіус розточки ПД; δ - величина повітряного проміжку; $\chi=f(\rho)$ - коефіцієнт глибини модуляції магнітної провідності зубця ($\chi < 1$), а β - чверть зубцевої поділки у кутових одиницях.

Підставивши значення похідних у (27), отримаємо

$$M = \frac{2\varphi_m^2}{\lambda_0(t+q)} \cdot \frac{\chi}{\beta} \left(\left(1 + \frac{3}{1+m^*} \cdot \left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 \cdot \alpha^{*2} \right) \cdot \varphi_c^* - \left(\left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 + \frac{1}{1+m^*} \cdot \frac{(t+q)^2}{4qt} \cdot \varphi_c^{*2} \right) \cdot \alpha^* \right), \quad (29)$$

де $\alpha^* = \frac{\chi}{\beta} \alpha$ - безрозмірний кут повороту ($|\alpha^*| < 1$).

Вираз (29) дає можливість оцінити необхідну величину потоку керування $\varphi_{c\max}^*$, який би забезпечував максимальну величину кута повороту α_{\max}^* при $M=0$ як

$$\varphi_{c\max}^* \leq \left(\frac{t-q}{t+q} \right)^2 \cdot \alpha_{\max}^*. \quad (30)$$

ВИСНОВКИ

Досліджено можливість суттєвого впливу на статичну характеристику і її параметри та уникнення нульової жорсткості "магнітної пружини" ПД з гребінцевими зонами не за допомогою введення у коло керування додаткового магнітного опору, а за рахунок внесення дисиметрії взаємної зміни магнітних провідностей гребінцевих зон. Це здійснено шляхом організації на полюсах постійного магніту зон, провідність яких не залежить від кута повороту в межах його робочих переміщень, при збереженні загального характеру залежностей магнітних провідностей гребінцевих зон.

Розроблена математична модель магнітного кола ПД з гребінцевими зонами дозволяє врахувати кількісно вплив такої дисиметрії і з достатньою точністю розраховувати їхні статичні характеристики на етапі проектних робіт.

Установлено залежності, які є основою методики вибору головних розмірів ПД з гребінцевими зонами.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Харчишин Б.М. Синтез генетично модифікованих конструкцій магнітоелектричних перетворювачів // Електротехніка і електромеханіка. – 2003, № 4. – С. 83-86.
2. Харчишин Б.М. Розроблення та дослідження нових конструкцій електромеханічних перетворювачів для пневмо-гідропідсилювачів: автореф. дис. ... канд. техн. наук: 05.09.01 / Богдан Михайлович Харчишин; НУ "Львівська політехніка" – Львів, 2003 – 19 с.
3. Завгородній В.Д., Харчишин Б.М. Математична модель гребінцевих зон магнітоелектричних перетворювачів та їх параметрів. Електроенергетичні та електромеханічні системи. Вісник Національного університету "Львівська політехніка" - Вип. 400. -2000. - С.43 - 48.
4. Харчишин Б.М., Черніков В.І. Вплив дисиметризації структури гребінцевих зон на енергетичні показники магнітоелектричних перетворювачів гідропідсилювачів. // Електроенергетичні та електромеханічні системи. Вісник НУ "Львівська політехніка". Вип. 563. 2006. – С. 140-144.

Надійшла 01.04.2009

Харчишин Богдан Михайлович, к.т.н., п.н.с.
Національний університет "Львівська політехніка"
Україна, 79000, Львів, вул. Ак. Колесси, 2, СКБ ЕМС
тел./факс (032)258-24-41, тел. (032)258-24-31,
e-mail: snt68@polynet.lviv.ua

М.И. Баранов

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ВЗАИМНОГО ФАЗОВОГО СМЕЩЕНИЯ ВОЗБУЖДАЮЩЕГО И ИНДУКЦИОННОГО ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ РАЗЛИЧНОЙ ЧАСТОТЫ В ТОНКИХ И МАССИВНЫХ ПРОВОДНИКАХ

На підставі фундаментальних положень класичної теорії електрики і теоретичних основ електротехніки дано нове наукове пояснення (обґрунтування) спостережуваному в практиці електродинамічної обробки металів тиском сильного імпульсного магнітного поля електрофізичному ефекту взаємного фазового зміщення між первинним (збуджуючим) в індукторі і вторинним (індукційним) в металевій деталі, що деформується, імпульсними струмами, який залежить від частоти струму, глибини проникнення магнітного поля в метал деталі і товщини оброблюваної деталі.

На основании фундаментальных положений классической теории электричества и теоретических основ электротехники дано новое научное объяснение (обоснование) наблюдаемому в практике электродинамической обработки металлов давлением сильного импульсного магнитного поля электрофизическому эффекту взаимного фазового смещения между первичным (возбуждающим) в индукторе и вторичным (индукционным) в деформируемой металлической детали импульсными токами, зависящего от частоты тока, глубины проникновения магнитного поля в металл детали и толщины обрабатываемой детали.

ВВЕДЕНИЕ

Ранее в ряде работ из области прогрессивных электротехнологий [1–3] украинскими учеными был экспериментально установлен и теоретически с позиций теории электромагнитного поля и притяжения весьма сложного математического аппарата в определенной мере обоснован (но не в полной мере) эффект фазового сдвига между первичным (возбуждающим) одновиткового индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и вторичным (индукционным) в плоской металлической детали (заготовке) $i_{\text{дет}}(t)$ импульсными токами, изменяющимися во времени t по закону экспоненциально затухающей синусоиды. При этом было показано, что этот эффект существенно зависит от степени проявления поверхностного эффекта (ПЭ) в металле обрабатываемой детали. Следует заметить, что указанная временная форма импульсного тока гармонического характера в индукторе и металлической детали нашла достаточно широкое практическое применение в технологии магнитно-импульсной обработки металлов (МИОМ) [4–6]. Отметим и то, что для высокочастотной МИОМ уже давно был известен факт фазового сдвига φ_c между указанными токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ для режима резкого проявления ПЭ в стенке хорошо проводящих деталей, приближающийся к углу $\varphi_c \approx \pi$ (случай, когда индукционный ток в проводящей детали является практически зеркальным отображением возбуждающего тока в индукторе) [4]. Авторы же работ [1–3] впервые показали, что этот фазовый сдвиг φ_c при опытной обработке низкочастотными магнитными полями (при частотах их изменения $f = (2\pi)^{-1}\omega$, где ω – круговая частота тока $i_{\text{инд}}(t)$, составляющих порядка единиц килогерц) тонкостенных плохопроводящих металлов (например, стали) сокращается и составляет примерно величину, равную $\pi/2$. Это сокращение фазового сдвига φ_c между возбуждающим током $i_{\text{инд}}(t)$ индуктора и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ проводящей детали и приводит к наличию на первой основной с энергосиловой точки зрения для МИОМ токовой полуволне временного участка с одинаковым направлением протекания возбуждающего в металле индуктора и индукционного в металле детали импульсных токов и соответственно к появлению в электромагнитной системе "индуктор-деталь" соглас-

но фундаментальному в области электричества закону Ампера электродинамических сил притяжения между индуктором и обрабатываемой деталью. Эта проявляющаяся особенность в пространственно-временных распределениях токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ позволяет достичь иногда необходимого в практике технологического применения МИОМ нетрадиционного физико-технического эффекта притяжения обрабатываемой плоской или цилиндрической металлической детали к индуктору высоковольтной электрофизической установки (ВЭФУ) [1–3, 7, 8]. Обратим внимание читателя и на то, что при исследовании этого эффекта на сегодня за "бортом" рассмотрения осталась интересная как для умудренных опытом и научными знаниями специалистов-электротехников, так и начинающих научных работников завуалированная (скрытая и поэтому всегда требующая дополнительного изучения) чисто электротехническая сторона электромагнитных процессов, протекающих при этом вне и внутри металлической макроструктуры обрабатываемой (деформируемой) магнитным полем детали.

Целью настоящего рассмотрения является изложение нового подхода для научного объяснения на понятном и доступном для многих электротехническом "языке" и приемлемого в практике технологии МИОМ обоснования на основе известных положений электродинамики электрофизического эффекта взаимного фазового смещения между импульсными токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$, зависящего от частоты f протекающего в индукторе импульсного тока, соотношения толщины обрабатываемой стенки металлической детали и глубины проникновения в нее внешнего импульсного магнитного поля (ИМП) индуктора.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ИНДУКЦИОННЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ТОКОВ В ПРОВОДНИКАХ

Рассмотрим в цилиндрической системе координат простейшую электромагнитную систему "плоский одновитковый индуктор – плоская проводящая деталь", предназначенную для МИОМ и приведенную на рис. 1. Считаем, что по металлу (шине) индуктора 1 от емкостного накопителя энергии (ЕНЭ) ВЭФУ протекает круговой разрядный импульсный ток $i_{\text{инд}}(t)$, изменяющийся во времени t по затухающей синусои-

де с частотой своего изменения f . Принимаем, что неподвижная листовая металлическая деталь 2 произвольной толщины h выполнена из немагнитного материала и расположена через изоляционный зазор δ , заполненный воздушной средой атмосферного давления или твердой изоляцией, под одновитковым индуктором-инструментом ВЭФУ [4]. Допускаем, что ЕНЭ экспериментальной ВЭФУ может быть выполнен таким модульным образом, что позволяет изменять от разряда к разряду его емкость C и соответственно в разрядном контуре с пренебрежимо малым активным сопротивлением и сосредоточенной индуктивностью L частоту $f = (2\pi)^{-1}(LC)^{-1/2}$ разрядного тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе 1. Воспользуемся допущением того, что уровни круговых электрических токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ позволяют принять количественно произвольную удельную электропроводность материала $\gamma_{\text{дет}}$ детали неизменной во времени t протекания электромагнитных процессов в исследуемой системе, а радиальные размеры индуктора и детали, не имеющей сплошных радиальных разрезов ее стенки толщиной h , значительно превышают их продольные размеры (толщины).

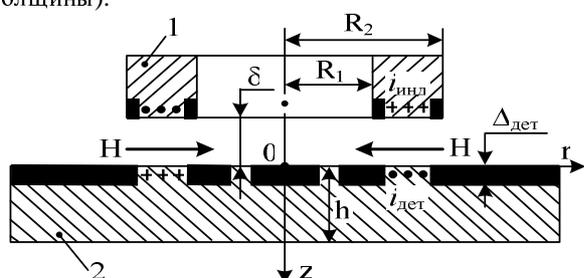


Рис. 1. Исследуемая упрощенная электромагнитная система "одновитковый индуктор – плоская металлическая деталь"

Ограничимся анализом процессов возбуждения индукционных (вихревых) импульсных токов в металлической детали 2 в квазистационарном приближении, в соответствии с которым неустановившимися (нестационарными) процессами диффузии создаваемого индуктором в зазоре δ плоского ИМП с напряженностью $H(t)$ (см. рис.1) в стенку детали толщиной h на первом этапе исследования пренебрегаем. Одним из подтверждений возможности оценочного использования такого допущения применительно к рассматриваемому электрофизическому случаю для МИОМ могут служить результаты работы, приведенные в [9]. Согласно данной работе автора учет нестационарного характера распределения ИМП по толщине плоской (цилиндрической) массивной стенки обрабатываемой детали на участке первой полуволны тока $i_{\text{инд}}(t)$ может в переходном режиме приводить при МИОМ к увеличению до 37% глубины проникновения ИМП $\Delta_{\text{дет}}$ в немагнитный материал детали по сравнению со стационарным (установившимся) режимом возбуждения в нем индукционного тока. Такое изменение величины $\Delta_{\text{дет}}$ будет вызывать соответствующее уменьшение (до 27%) на участке первой полуволны воздействующего от индуктора на деталь ИМП усредненного активного сопротивления детали $R_{\text{дет}}$ и соответствующее увеличение (до 14%) ее усредненной внутренней индуктивности $L_{\text{дет}}$ в переходном режиме по сравнению с установившимся процессом распределения ИМП в стенке металлической детали [9, 10]. Под-

черкнем здесь то, что указанные выше особенности в изменениях $\Delta_{\text{дет}}$, $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$ для проводников при дальнейшем рассмотрении процессов возбуждения и протекания в металле детали индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ будут служить нам вспомогательным физико-техническим материалом.

Требуется с учетом принятых ограничений и привлечения известных положений классической электродинамики дать достаточно простую и ясную электротехническую трактовку процессам возбуждения и протекания индукционного тока в металле обрабатываемой ИМП плоской детали и на ее основе установить изменения взаимного фазового смещения возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционного тока в детали $i_{\text{дет}}(t)$ в зависимости от частоты f воздействующего на деталь ИМП и соотношения таких характерных для нее величин как h и $\Delta_{\text{дет}}$.

2. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ ПОДХОД ДЛЯ ОБЪЯСНЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ФАЗОВОГО СМЕЩЕНИЯ ТОКОВ ИНДУКТОРА И ДЕТАЛИ

Режим возбуждения напряжения в детали. При протекании возбуждающего кругового импульсного тока $i_{\text{инд}}(t)$ по металлу индуктора в неподвижном металле обрабатываемой детали (см. рис. 1) в соответствии с фундаментальным в области электричества законом электромагнитной индукции Фарадея будет индуцироваться электродвижущая сила (ЭДС) $e_{\text{дет}}(t)$, имеющая в классической формулировке Максвелла следующий широко известный вид [11]:

$$e_{\text{дет}}(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (1)$$

где Φ – магнитный поток, радиально проходящий в металле плоской стенки детали и пронизывающий под индуктором ее условный круговой электрический контур текущим радиусом r_k .

Ограничимся рассмотрением возбуждения ЭДС и электрического напряжения в металлической стенке детали в центральной радиальной зоне металлического витка индуктора, имеющей текущий радиус, численно равный $r_k/2$. Тогда $r_k = 0,5(R_1 + R_2)$ и для магнитного потока Φ в стенке детали под серединой проводящего витка принятого индуктора можно записать следующее расчетное соотношение:

$$\Phi = \pi \mu_0 (R_1 + R_2) \Delta_{\text{дет}} \cdot H(t), \quad (2)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [12].

Заметим, что при получении оценочной формулы (2) было использовано известное классическое положение из области электротехники и теории поля, заключающееся в том, что в проводнике основная часть его импульсного тока (внутреннего магнитного потока) сосредоточена в скин-слое толщиной $\Delta_{\text{дет}}$ [9, 11]. Не теряя общности в дальнейших теоретических выкладках, принимаем, что для напряженности ИМП $H(t)$, генерируемой в зазоре δ над обрабатываемой деталью возбуждающим круговым импульсным током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, в соответствии с фундаментальным законом полного тока будет справедливо следующее приближенное выражение:

$$H(t) = (R_2 - R_1)^{-1} \cdot i_{\text{инд}}(t). \quad (3)$$

В (3) для решаемой задачи нас, прежде всего, интересует временная зависимость напряженности ИМП

$H(t)$ в зазоре δ над плоской токопроводящей деталью, которая всегда будет прямо пропорциональна изменению тока $i_{\text{инд}}(t)$ в металле витков индуктора. С учетом (2) и (3) для индуцированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ при МИОМ в стенке металлической детали рассматриваемой электромагнитной системы "индуктор-плоская деталь" в окончательном виде находим:

$$e_{\text{дет}}(t) = - \frac{\pi \mu_0 (R_1 + R_2) \Delta_{\text{дет}}}{(R_2 - R_1)} \cdot \frac{di_{\text{инд}}(t)}{dt} \quad (4)$$

Из выражения (4) видно, что мгновенное значение индуцированной ЭДС в металле детали прямо пропорционально скорости изменения импульсного тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе. Знак "минус" в (4) для индуцированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ свидетельствует о том, что эта ЭДС стремится вызвать в металле детали такие круговые индукционные токи $i_{\text{дет}}(t)$, направление протекания которых будет воспрепятствовать изменению магнитного потока Φ и соответственно изменению возбуждающего тока $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе. Иначе говоря, если ток в индукторе $i_{\text{инд}}(t)$ будет стремиться во времени t возрасти (уменьшиться), то индуцированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в детали и соответственно вызванный ею в детали индукционный ток $i_{\text{дет}}(t)$ будут стремиться во времени t уменьшаться (увеличиваться). Именно это и установленные автором ниже положения обуславливают практически противоположные в традиционной МИОМ ($\Delta_{\text{дет}}/h \ll 1$) направления протекания (полярности) токов $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$. Эту особенность между возбуждающим током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и индукционным током детали $i_{\text{дет}}(t)$ выражает классическое "*правило Ленца*" или сформулированный в области электромагнетизма самим Ленцем фундаментальный "*принцип электромагнитной инерции*" [11, 13].

Из (4) следует, что между кривой временного изменения индуцированной ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в металлической детали и кривой временного изменения возбуждающего тока в индукторе $i_{\text{инд}}(t)$, носящего гармонический характер, взаимный фазовый сдвиг для любых частот f импульсного тока в индукторе, любых немагнитных проводящих материалов детали, любых толщин h стенки детали и любых значений глубины проникновения $\Delta_{\text{дет}}$ внешнего ИМП в материал детали будет всегда составлять величину, равную $\pi/2$. Кроме того, здесь необходимо указать и то, что при этом индуцированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ в металле детали в соответствии с (2)–(4) будет во времени t всегда отставать на указанный угол $\pi/2$ от действующего на нее магнитного потока Φ и соответственно от возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$. В этом, по мнению автора, заключается **первый** теоретически обоснованный важный **результат** данной работы, носящий прикладной характер и полностью согласующийся с классическими положениями теоретической электротехники.

Воспользовавшись известным соотношением из теоретической электротехники, заключающимся в том, что "*напряжение вдоль замкнутого электрического контура равно ЭДС, индуцируемой в этом контуре*" [11], можно в нашем случае твердо и уверенно говорить о следующем положении: напряжение возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металле обрабатываемой ИМП детали будет всегда точно равно индуцированной в нем ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$. Применительно к рассматриваемому случаю амплитудно-временные параметры (АВП)

напряжения возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в обрабатываемой детали могут быть приближенно рассчитаны по формуле (4). При этом величина $\Delta_{\text{дет}}$ в (4) может быть оценена из следующего хорошо известного в электротехнике классического аналитического соотношения [14]: $\Delta_{\text{дет}} = (2 / \omega \mu_0 \gamma_{\text{дет}})^{1/2}$. В том случае, когда $\Delta_{\text{дет}} > h$ в (4) необходимо использовать следующее простое соотношение $\Delta_{\text{дет}} = h$.

Режим протекания индукционного тока в детали. Индуцированная ЭДС $e_{\text{дет}}(t)$ или напряжение возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металлической детали при отсутствии в ней сквозного радиального разреза от ее центра (от центра индуктора) до ее края будет вызывать протекание в детали кругового индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$. АВП такого тока будут определяться как параметрами напряжения возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$, так и электрическими параметрами металлической макроструктуры стенки детали. Под данными параметрами проводящей детали автором понимается как ее активное сопротивление $R_{\text{дет}}$ и внутренняя индуктивность $L_{\text{дет}}$, так и ее внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}}$. Внешняя индуктивность $L_{\text{внеш}}$ проводящей детали в анализируемом случае возбуждения индуктором в ней индукционного тока будет всегда оставаться не зависящей от режима протекания тока $i_{\text{дет}}(t)$ в стенке немагнитной детали, то есть не зависящей от частоты f , глубины $\Delta_{\text{дет}}$ и толщины h . Она будет постоянной величиной при заданной геометрии системы "индуктор-деталь" и не будет превышать в рассматриваемой плоской индукторной системе значения, равного

$$L_{\text{внеш}} = 4\pi \mu_0 \delta [\ln(R_2 / R_1)]^{-1} \quad [15].$$

Влияние $L_{\text{внеш}}$ на фазовый сдвиг между токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ при изменении в индукторной системе таких величин как f , $\Delta_{\text{дет}}$ и h будем учитывать через определяемое ею ($L_{\text{внеш}}$) внешнее реактивное (индуктивное) сопротивление X_{bL} электрического контура детали с индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$. В дальнейшем первоначально остановимся на изучении влияния внутренних электрических параметров металлической стенки детали (величин $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$) на фазовый сдвиг между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t) = e_{\text{дет}}(t)$ в плоской детали и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ в этой детали. Выяснив этот вопрос, а затем и влияние на этот фазовый сдвиг внешней индуктивности $L_{\text{внеш}}$, с учетом уже установленного нами выше фазового сдвига между $u_{\text{дет}}(t)$ и $i_{\text{инд}}(t)$ можно будет обоснованно делать выводы о фазовом сдвиге между интересующими нас импульсными токами индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ и детали $i_{\text{дет}}(t)$ при варьировании в плоской индукторной системе ВЭФУ значений f , $\Delta_{\text{дет}}$ и h .

Выполним вначале количественную оценку величин $R_{\text{дет}}$ и $L_{\text{дет}}$ для тонкой листовой стальной детали применительно к случаю для МИОМ, описанному в [2,3]: $h = 0,75$ мм; $f_1 = 1,33$ кГц; $f_2 = 33$ кГц; $\gamma_{\text{дет}} = 1,33 \cdot 10^6$ См/м. Используя в расчетах известное соотношение $\Delta_{1\text{дет}} = (1 / \pi f_1 \mu_0 \gamma_{\text{дет}})^{1/2}$ [14], для случая низкочастотного тока $i_{\text{инд}}(t)$ и ИМП в индукторной системе ($f_1 = 1,33$ кГц) находим, что $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм. При $f_2 = 33$ кГц толщина скин-слоя в детали численно составит $\Delta_{2\text{дет}} = 2,4$ мм. Видно, что в этих обоих случаях толщины установившихся скин-слоев в материале детали превышают толщину стенки h детали

($h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$; $h/\Delta_{2\text{дет}} = 0,31$). Далее в исследуемой зоне обрабатываемой детали под серединой витка плоского индуктора выберем прямоугольный стальной элемент с такими габаритными размерами (длина $l_{\text{дет}}$ х ширина $b_{\text{дет}}$ х толщина h): $4 \times 3 \times 0,75$ мм³. Выбор такого элемента детали был обусловлен тем, что с него (как с плоского шунта) в [2, 3] снималось падение напряжения для прямого опытного измерения с помощью цифрового осциллографа части индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$. Так как мы сравниваем и анализируем лишь временные зависимости для возбуждающего в индукторе и наведенного в детали импульсных токов, то нас при решении поставленной задачи устраивает и часть индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ и указанный выше стальной элемент детали.

В соответствии с данными, представленными в работе автора [10], при $h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$ (*первый случай*) в рассматриваемом стальном элементе детали его активное сопротивление $R_{1\text{дет}}$ будет практически равно активному сопротивлению данного элемента для постоянного электрического тока [14]:

$$R_{1\text{дет}} = l_{\text{дет}} (b_{\text{дет}} h \gamma_{\text{дет}})^{-1}. \quad (5)$$

Подставив указанные выше линейные размеры стального элемента детали в формулу (5), при $\gamma_{\text{дет}} = 1,33 \cdot 10^6$ См/м находим, что $R_{1\text{дет}} = 1,33$ мОм. Также на основании результатов работы [10] для нашего первого случая ($h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$) следует, что внутренняя индуктивность $L_{1\text{дет}}$ выбранного нами стального элемента обрабатываемой ИМП детали будет практически равна его индуктивности для постоянного электрического тока [14]:

$$L_{1\text{дет}} = (8\pi)^{-1} \mu_0 l_{\text{дет}}. \quad (6)$$

Используя (6) и принятые размеры прямоугольного немагнитного элемента плоской стальной детали, получаем, что в данном случае $L_{1\text{дет}} = 0,2$ нГн. Умножив полученное численное значение для $L_{1\text{дет}}$ на $2\pi f_1$, для внутреннего реактивного (индуктивного) сопротивления X_{1L} исследуемого стального элемента детали в случае внешнего воздействия на него низкочастотного ИМП ($f_1 = 1,33$ кГц) индуктора с током $i_{\text{инд}}(t)$ находим, что $X_{1L} = 1,67 \cdot 10^{-6}$ Ом. Видно, что здесь $R_{1\text{дет}} \gg X_{1L}$ и влиянием внутреннего индуктивного сопротивления детали X_{1L} на электромагнитные процессы в металлической макроструктуре обрабатываемой плоским индуктором ВЭФУ с ЕНЭ детали можно уверенно пренебрегать.

Что касается внешней индуктивности $L_{\text{внеш}}$ рассматриваемого прямоугольного элемента стальной детали, то она в плоской индукторной системе может быть оценена по такой приближенной формуле [16]:

$$L_{\text{внеш}} = 2\mu_0 \delta l_{\text{дет}} (b_{\text{дет}})^{-1}. \quad (7)$$

При $\delta = 1$ мм (наиболее распространенный в МИОМ зазор между индуктором и деталью [4]) и принятых размерах анализируемого металлического элемента детали ($l_{\text{дет}} = 4$ мм; $b_{\text{дет}} = 3$ мм) согласно (7) для его $L_{\text{внеш}}$ получаем численное значение, равное примерно $3,36$ нГн. Умножив данное значение $L_{\text{внеш}}$ на $2\pi f_1$, для внешнего индуктивного сопротивления X_{bL} исследуемого элемента детали при низкочастотном полевым воздействием на стальную деталь ($f_1 = 1,33$ кГц) следует, что оно принимает численное значение около $28 \cdot 10^{-6}$ Ом. Ясно, что здесь и для $L_{\text{внеш}}$ детали имеет

место неравенство $R_{1\text{дет}} \gg X_{bL}$. А раз так, то для этого электрофизического случая ($f_1 = 1,33$ кГц; $h = 0,75$ мм; $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм) электрическое "поведение" и сопротивление плоской стальной детали будет целиком определяться величиной $R_{1\text{дет}}$ и носить чисто омический характер. Поэтому согласно известным положениям из теоретической электротехники в этом первом случае фазового сдвига между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в металле детали и индукционным током $i_{\text{дет}}(t)$ в нем (этом металле) наблюдаться практически не будет ($\varphi_L = 0$). В результате чего в этом случае фазовый сдвиг φ_c между токами $i_{\text{инд}}(t)$ и $i_{\text{дет}}(t)$ будет соответствовать фазовому сдвигу между напряжением возбуждения $u_{\text{дет}}(t)$ в детали и возбуждающим током $i_{\text{инд}}(t)$ в индукторе, составляющему, как мы ранее твердо установили, угол $\pi/2$. В этом и состоит **второй** обоснованный с классических электротехнических позиций научный **результат**, представленный в данной работе электротехнологической направленности. Эти выявленные для первого случая ($f_1 = 1,33$ кГц; $h/\Delta_{1\text{дет}} = 0,063$) особенности электродинамического возбуждения низкочастотным импульсным током индуктора $i_{\text{инд}}(t)$ электрического напряжения $u_{\text{дет}}(t)$ в низкоэлектропроводном металле (стали) детали и протекания индукционного тока $i_{\text{дет}}(t)$ в принятой стальной детали качественно приведены на рис. 2.

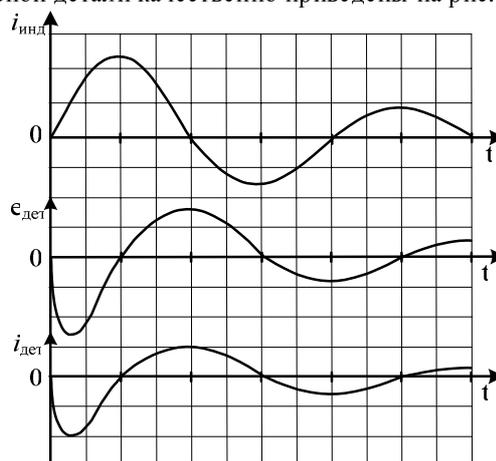


Рис. 2. Временные изменения возбуждающего тока индуктора $i_{\text{инд}}(t)$, напряжения возбуждения стальной детали $u_{\text{дет}}(t) = e_{\text{дет}}(t)$ и индукционного тока детали $i_{\text{дет}}(t)$ при $f_1 = 1,33$ кГц (для детали $h = 0,75$ мм; $\Delta_{1\text{дет}} = 11,9$ мм)

Теперь описанным выше электротехническим приемом проанализируем *второй случай*, когда на выбранный стальной элемент детали от плоского индуктора с гармоническим током $i_{\text{инд}}(t)$ воздействует ИМП частотой $f_2 = 33$ кГц ($h/\Delta_{2\text{дет}} = 0,31$). Здесь также при расчетной оценке активного сопротивления $R_{2\text{дет}}$ исследуемого элемента детали можно использовать соотношение (5) и получить для него значение, равное $R_{2\text{дет}} = R_{1\text{дет}} = 1,33$ мОм. Что касается внутренней индуктивности $L_{2\text{дет}}$ стального элемента детали, то в этом случае на основании [14] целесообразно применить следующую формулу:

$$L_{2\text{дет}} = \mu_0 l_{\text{дет}} h (b_{\text{дет}})^{-1}. \quad (8)$$

После подстановки в (8) заданных исходных данных получаем, что $L_{2\text{дет}} = 1,25$ нГн. Тогда внутреннее реактивное сопротивление индуктивного характера $X_{2L} = 2\pi f_2 \cdot L_{2\text{дет}}$ для рассматриваемого элемента

стальной детали будет равным около 0,26 мОм. Заметим, что в соответствии с [14] для массивного проводника ($h/\Delta_{дет} \gg 1$) в установившемся режиме протекания по нему гармонического тока его усредненное на полуволне тока внутреннее индуктивное сопротивление X_L оказывается точно равным усредненному там же активному сопротивлению проводника $R_{дет}$. Это приводит в таком проводнике к фазовому сдвигу тока (его запаздыванию во времени t) относительно его напряжения на угол $\varphi_L = 0,25\pi$.

Из приведенных оценок видно, что во втором случае ($f_2=33$ кГц) внутреннее индуктивное сопротивление X_{2L} элемента металла детали по своему уровню начинает приближаться к его активному сопротивлению $R_{2дет}$ и его влиянием на фазовый сдвиг между напряжением возбуждения $u_{дет}(t)$ в детали и индукционным током $i_{дет}(t)$ в ней пренебрегать нельзя. Мало того, в этом случае внешнее индуктивное сопротивление стального элемента детали $X_{bL} = 2\pi f_2 \cdot L_{внеш}$ при том же численном значении $L_{внеш} = 3,36$ нГн становится равным 0,696 мОм. В результате суммарное индуктивное сопротивление $X_{\Sigma L}$ рассматриваемого элемента детали становится равным $X_{2L} + X_{bL} = 0,956$ мОм. Такое реактивное сопротивление $X_{\Sigma L}$ металла детали приведет к фазовому сдвигу между напряжением возбуждения $u_{дет}(t)$ в детали и индукционным током $i_{дет}(t)$ в ней на угол, равный $\varphi_L = \arctg(X_{\Sigma L} / R_{2дет})$. В нашем случае при $X_{\Sigma L} = 0,956$ мОм и $R_{2дет} = 1,33$ мОм этот угол в радианах численно составит $\varphi_L = 0,198\pi$. Заметим, что на данный угол φ_L индукционный ток $i_{дет}(t)$ детали будет отставать от временного изменения в детали напряжения возбуждения $u_{дет}(t)$. В итоге фазовый сдвиг между током возбуждения индуктора $i_{инд}(t)$ и индукционным током стальной детали $i_{дет}(t)$ у нас станет составлять величину около $\varphi_c = 0,5\pi + 0,198\pi$.

Внесем в выполненные для второго случая оценки фазового смещения в стальной детали индукционного тока $i_{дет}(t)$ относительно напряжения $u_{дет}(t)$ в ней (угла φ_L) возможные поправки, отражающие нестационарный характер протекания в ее материале (особенно на первой токовой полуволне) электромагнитных процессов. С учетом приведенных ранее данных из [9,10] для $R_{2дет}$ можно ожидать его уменьшение до 20%, что приведет к численному значению активного сопротивления исследуемого стального элемента детали в 1,064 мОм. Величина $L_{2дет}$ может в переходном режиме увеличиться до 10%, что вызывает возрастание внутреннего индуктивного сопротивления элемента детали X_{2L} до величины 0,285 мОм. В итоге величина $X_{\Sigma L}$ может составить 0,981 мОм, что при $R_{2дет} = 1,064$ мОм приведет к возрастанию угла сдвига φ_L до величины 0,237 π . Тогда расчетный суммарный фазовый сдвиг между токами $i_{дет}(t)$ и $i_{инд}(t)$ может принять значение, составляющее $\varphi_c = 0,5\pi + 0,237\pi$. На рис. 3 в качественном виде для второго случая ($f_2=33$ кГц; $h/\Delta_{дет} = 0,31$) отражена картина временного изменения тока индуктора $i_{инд}(t)$, напряжения возбуждения в стальной детали $u_{дет}(t)$ и индукционного тока $i_{дет}(t)$ в ней.

Для сравнения приведенных здесь результатов теоретических исследований с реальными электромагнитными процессами возбуждения плоским индуктором и протекания в листовой детали индукционного тока представляется необходимым привести ниже на рис. 4 из [3] экспериментальные кривые для

импульсных токов $i_{инд}(t)$ и $i_{дет}(t)$ в принятой индукторной системе с тонкой стальной деталью. Анализ данных рис. 2–4 указывает на работоспособность предложенного здесь автором подхода при оценке фазовых сдвигов φ_L (между $u_{дет}(t)$ и $i_{дет}(t)$) и φ_c (между импульсными токами $i_{дет}(t)$ и $i_{инд}(t)$).

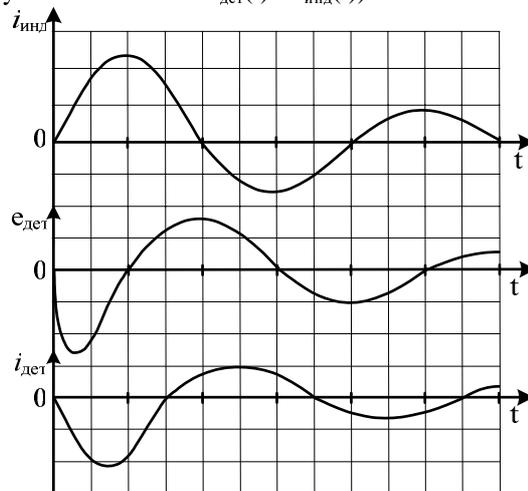
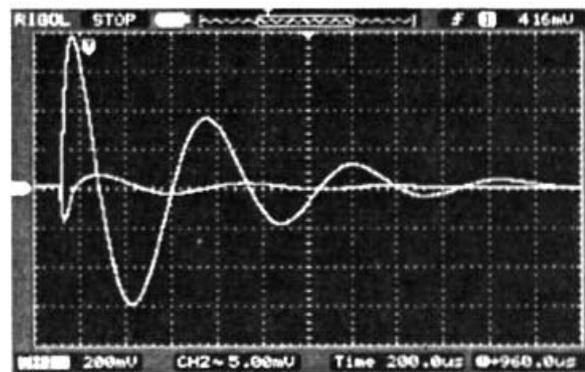
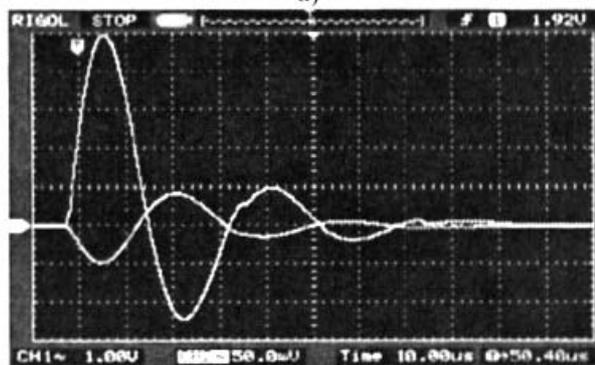


Рис. 3. Временные изменения возбуждающего тока индуктора $i_{инд}(t)$, напряжения возбуждения стальной детали $u_{дет}(t) = e_{дет}(t)$ и индукционного тока детали $i_{дет}(t)$ при $f_2=33$ кГц (для детали $h=0,75$ мм; $\Delta_{дет} = 2,4$ мм)



а)



б)

Рис. 4. Известные осциллограммы возбуждающего тока в индукторе $i_{инд}(t)$ (кривые с первой положительной и большей по амплитуде полуволной) и индукционного тока $i_{дет}(t)$ в обрабатываемой листовой немагнитной стальной детали (кривые с первой отрицательной и меньшей по амплитуде полуволной) в зависимости от частоты изменения f затухающего синусоидального разрядного тока ЕНЭ низковольтного генератора для физического моделирования процессов МИОМ (для варианта а) – $f=1,33$ кГц; для варианта б) – $f=33$ кГц; толщина детали $h=0,75$ мм) [3]

Из представленных на рис. 2 и 3 расчетных оценочных данных явно видно, что при увеличении частоты f разряда ЕНЭ в контуре ВЭФУ с плоским одновитковым индуктором с 1,33 до 33 кГц имеет место существенное возрастание фазового сдвига φ_c между импульсным током индуктора $i_{инд}(t)$ и индукционным током в тонкой стальной детали $i_{дет}(t)$. Основной причиной такого увеличения угла сдвига φ_c , по мнению автора, является не имеющее при этом место изменение характера проявления ПЭ в стенке детали, приводящее к увеличению отношения $h/\Delta_{дет}$ (показателя массивности детали), увеличению активного сопротивления $R_{дет}$ детали прямо пропорционально \sqrt{f} и уменьшению ее внутренней индуктивности $L_{дет}$ обратно пропорционально \sqrt{f} (и одновременно к увеличению внутреннего индуктивного сопротивления X_L детали прямо пропорционально \sqrt{f}), а возрастание прямо пропорционально f внешнего индуктивного сопротивления X_{bL} металлической детали. С увеличением частоты f импульсного тока индуктора для обрабатываемой детали из любого металла происходит возрастание отношения $(X_L + X_{bL})/R_{дет}$, что и обуславливает все возрастающий с ростом f индуктивный характер сопротивления металлической детали. Именно возрастание этого отношения с увеличением f и приводит к возрастанию фазового сдвига φ_L между напряжением возбуждения $u_{дет}(t)$ в детали и ее индукционным током $i_{дет}(t)$, то есть к большему временному отставанию тока детали от его напряжения. В пределе при $f \rightarrow \infty$, то есть при $(X_L + X_{bL})/R_{дет} \rightarrow \infty$, угол фазового сдвига $\varphi_L = \arctg[(X_L + X_{bL})/R_{дет}]$ будет стремиться к величине, равной $\pi/2$. Тогда с учетом изложенного выше материала взаимный фазовый сдвиг φ_c между импульсным возбуждающим током индуктора $i_{инд}(t)$ и импульсным индукционным током детали $i_{дет}(t)$ и будет численно составлять величину, приближающуюся к $\varphi_c = \pi/2 + \varphi_L = \pi$. Вот в этом и состоит **третий** важный прикладной результат проведенного автором и представленного читателю для обсуждения электрофизического исследования электромагнитных процессов в электродинамической системе "плоский индуктор – плоская деталь", широко используемой в технологии МИОМ при энергосиловой обработке сильным ИМП деталей из высоко – и низкопроводящих металлов различной толщины.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На базе классических теоретических положений электродинамики и электротехники проанализированы электромагнитные процессы возбуждения и протекания в обрабатываемой ИМП плоского индуктора, включенного в разрядную цепь ВЭФУ с ЕНЭ, тонкой металлической детали импульсного индукционного тока $i_{дет}(t)$, изменяющегося во времени t по закону затухающей синусоиды.

2. Показано, что при изменении частоты f возбуждающего тока индуктора $i_{инд}(t)$ и фиксированном значении толщины h немагнитной стальной детали из-за изменения отношения индуктивного сопротивления $(X_L + X_{bL})$ детали к ее активному сопротивлению $R_{дет}$ и происходит во времени t изменение фазового сдвига φ_c между импульсными токами индуктора $i_{инд}(t)$ и металлической детали $i_{дет}(t)$.

3. Расчетным путем впервые установлено, что при МИОМ в зависимости от частоты f тока индуктора $i_{инд}(t)$, степени проявления в материале детали ПЭ и соответственно отношения толщины стенки h проводящей детали к толщине скин-слоя $\Delta_{дет}$ в материале детали фазовый сдвиг φ_c между указанными токами может изменяться в диапазоне от $\pi/2$ до π .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Чаплыгин Е.А. Особенности токов, индуцированных низкочастотным полем одновиткового соленоида в плоских листовых металлах // Электротехника і електромеханіка.-2005.-№3.- С. 69-73.
2. Батыгин Ю.В., Чаплыгин Е.А. Экспериментальное исследование процессов возбуждения вихревых токов в плоских листовых металлах // Электротехніка і електромеханіка.- 2008.- №5.- С. 52-54.
3. Батыгин Ю.В., Сериков Г.С., Бондаренко А.Ю. Индукционная индукторная система с двойным витком // Электротехніка і електромеханіка.- 2009.- №1.- С. 59-61.
4. Белый И.В., Фертик С.М., Хименко Л.Т. Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов.- Харьков: Вища школа, 1977. - 168 с.
5. Михайлов В.М. Импульсные электромагнитные поля. - Харьков: Вища школа, 1979. - 140 с.
6. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Хименко Л.Т. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий.- Харьков: МОСТ-Торнадо, 2003.-288 с.
7. Бондина Н.Н., Крамчанин Е.Г., Михайлов В.М. и др. Электродинамические усилия, действующие на цилиндрическую оболочку при колебательном разряде магнитно-импульсной установки // Электротехніка і електромеханіка.- 2007.- №5.- С. 66-70.
8. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Бондаренко А.Ю. Инструмент для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок // Авиационно-космическая техника и технология.- 2007.- №11(47). - С. 44-51.
9. Баранов М.И., Кравченко В.И., Медведева В.А. Расчет глубины проникновения импульсного электромагнитного поля в массивный проводник // Технічна електродинаміка.- 2001.- №3. - С. 13-16.
10. Баранов М.И., Бондина Н.Н. Расчет активного сопротивления и индуктивности цилиндрического проводника с импульсным током // Электричество.- 1990.- №1. - С. 81-87.
11. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1.- Л.: Энергоиздат, 1981. - 536 с.
12. Кухлинг Х. Справочник по физике: Пер. с нем.- М.: Мир, 1982. - 520 с.
13. Баранов М.И. Эмилий Христианович Ленц – один из основоположников науки об электромагнетизме // Электротехніка і електромеханіка.- 2006.- №3. - С. 5-11.
14. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 2.- Л.: Энергоиздат, 1981. - 416 с.
15. Баранов М.И., Белый И.В., Хименко Л.Т. Эквивалентная индуктивность системы "одновитковый соленоид-соосный замкнутый экран" с учетом поверхностного эффекта // Электричество.- 1974.- №10. - С. 38-41.
16. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.- М.: Мир, 1972. - 392 с.

Поступила 20.03.2009

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

М.И. Баранов

УПРОЩЕННЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ МНОГОАЗОРНЫХ КОНДЕНСАТОРНЫХ КОНСТРУКЦИЯХ

Виконано наближений розрахунок розподілу зарядів, напруг і ємностей у високовольтній конденсаторній конструкції плоского типу, застосовуваної в газових розрядниках і утримуючої між двома основними металевими електродами ряд розділених ізоляційними зазорами допоміжних металевих електродів. Установлено, що час електричного пробоя в ній повного ізоляційного проміжку між основними електродами визначається часом пробоя одного з ізоляційних зазорів між її допоміжними й основними електродами.

Выполнен приближенный расчет распределения зарядов, напряжений и емкостей в высоковольтной конденсаторной конструкции плоского типа, применяемой в газовых разрядниках и содержащей между двумя основными металлическими электродами ряд разделенных изоляционными зазорами вспомогательных металлических электродов. Установлено, что время электрического пробоя в ней полного изоляционного промежутка между основными электродами определяется временем пробоя одного из изоляционных зазоров между ее вспомогательными и основными электродами.

ВВЕДЕНИЕ

Многоазорные конденсаторные конструкции (МКК), содержащие разделенные рядом изоляционных промежутков основные и вспомогательные металлические электроды различной геометрической формы, нашли достаточно широкое применение в высоковольтной импульсной технике (ВИТ). Прежде всего, это касается основной элементной базы ВИТ: высоковольтных конденсаторов с твердо-жидкостной изоляцией, предназначенных для накопления электрической энергии, а также высоковольтных разрядников с газовой изоляцией, выполняющих в высоковольтных цепях электрофизических установок (ЭФУ) роль ключей-коммутаторов и обеспечивающих быструю передачу запасенной в их конденсаторах электрической энергии к нагрузке [1-3]. Несмотря на практическое многолетнее использование в области ВИТ указанных МКК, физика протекающих в них основных электроразрядных процессов рассмотрена в недостаточном для современного этапа развития ВИТ объеме. Например, до сих пор нет однозначного теоретического подхода к электрофизическим вопросам, связанным с механизмами и процессами, лежащими в основе электрического пробоя в МКК изоляционного промежутка между их основными металлическими электродами. Практика применения МКК в составе высоковольтных газовых разрядников свидетельствует о значительном уменьшении в таких конструкциях и соответственно в электрических цепях ЭФУ с ними времени коммутации τ_k их напряжения и разрядного тока [3-5]. Однозначные физические объяснения и простые ясные для пользователя-электрофизика расчетные обоснования этому электроразрядному процессу в высоковольтной цепи ЭФУ с применением МКК в настоящее время отсутствуют.

Целью данной статьи является разработка упрощенных физических основ для основных электроразрядных процессов, протекающих в высоковольтных газовых разрядниках, использующих МКК.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ МКК

Рассмотрим упрощенную конструкцию высоковольтного многоазорного газового разрядника плос-

кого типа с воздушной изоляцией при нормальных условиях (температура воздушной среды равна $T_0=0$ °С, а ее давление составляет величину $p_0=101,325$ кПа [6]), содержащую два основных и два вспомогательных плоских металлических электрода, разделенных межэлектродными идентичными изоляционными зазорами шириной h (рис.). Пусть основные 1, 2 и вспомогательные 3, 4 электроды данной МКК имеют одинаковые геометрические размеры. Для общности решаемой задачи принимаем, что один из основных электродов (катод) имеет отрицательный электрический потенциал $-\phi_k$, а другой основной электрод (анод) – положительный электрический потенциал $+\phi_a$. Условимся, что модули этих потенциалов равны друг другу $|\phi_a|=|\phi_k|$, аноду 1 соответствует равномерно распределенный по его обращенной к катоду 2 плоской поверхности электрический заряд $+q_a$, а катоду 2 – электрический заряд $-q_k$, равномерно распределенный по его плоской поверхности, обращенной к аноду 1. Краевыми полевыми эффектами в рассматриваемой МКК плоского типа пренебрегаем.

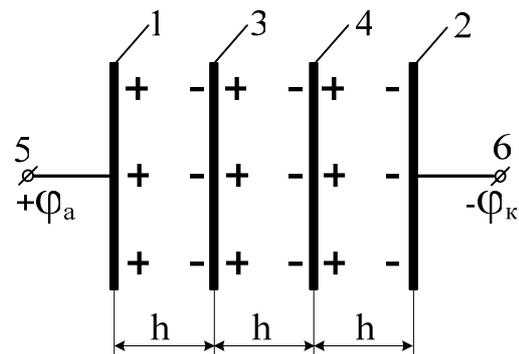


Рис. Расчетная модель плоской МКК газового разрядника

Из принятой геометрии основных и вспомогательных ("глухих" или "слепых" и не имеющих гальванических подсоединений) электродов в рассматриваемой МКК следует, что изоляционный промежуток между ее основными электродами 1 и 2 в нашем случае составляет величину, равную $3h$. Считаем, что исследуемая МКК воздушного разрядника посредст-

вом высоковольтных выводов 5 и 6 ее основных электродов включена в разрядную цепь ЭФУ с накопителем энергии конденсаторного типа. Заметим, что указанная плоская конструкция высоковольтного многозазорного газового (вакуумного) разрядника нашла в последнее время определенное применение при создании за рубежом сверхмощных ЭФУ с емкостными накопителями энергии, предназначенных для быстрой коммутации (значения времени τ_k составляют порядка 10^{-8} с) их разрядного тока и световой накачки мощных квантовых генераторов для осуществления в импульсном режиме управляемых термоядерных реакций и получения электроэнергии [7, 8].

Требуется с учетом принятых допущений и ограничений разработать в упрощенном виде физические основы электроразрядных процессов, наблюдаемых в межэлектродных промежутках принятой МКК высоковольтного газового разрядника как до, так и после электрического пробоя ее воздушных изоляционных зазоров величиной h .

2. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЗАРЯДОВ В МКК

В соответствии с явлением электрической индукции [6], наблюдаемым в исследуемом случае между основными и вспомогательными металлическими электродами МКК до ее пробоя, на электронейтральных вспомогательных электродах 3, 4 из-за действия напряженности электрического поля $E_{ак} = 2\varphi_a / 3h$ между основными 1 и 2 электродами будет происходить неравномерное распределение их свободных электронов. Причем, на первом к аноду 1 вспомогательном электроде 3 (см. рис.) это распределение электронов приводит к тому, что на его обращенной к нему (аноду 1) плоской поверхности появляется избыток электронов (отрицательный связанный заряд $-q_3$), а на его обращенной к катоду 2 противоположной плоской поверхности – недостаток электронов (положительный связанный заряд $+q_3$). Аналогичное распределение свободных электронов произойдет и на втором электронейтральном вспомогательном электроде 4, расположенном вблизи катода 2 принятой МКК. Здесь появятся индуцированные связанные электрические заряды противоположной полярности соответственно величиной $-q_4$ и $+q_4$. Наличие указанных электрических зарядов на плоских поверхностях основных и вспомогательных электродов МКК приведет к образованию в ее расчетной модели ряда соответствующих емкостей: $C_{ак}$ – емкости между анодом 1 и катодом 2 в МКК; C_{13} – емкости между анодом 1 и вспомогательным электродом 3; C_{34} – емкости между вспомогательными электродами 3 и 4; C_{42} – емкости между вспомогательным электродом 4 и катодом 2 в МКК. Согласно принятым условиям и законам электростатики для решаемой задачи модули распределенных по металлическим поверхностям электрических зарядов в расчетной МКК будут удовлетворять следующему соотношению:

$$|q_a| = |q_k| = |q_3| = |q_4|. \quad (1)$$

В связи с электронейтральностью вспомогательных металлических электродов 3 и 4 суммарный положительный заряд в расчетной модели МКК в допробойном режиме электроразрядных процессов в их изоляционных зазорах шириной h будет оставаться равным величине $+q_a$, а суммарный отрицательный заряд – величине, равной $-q_k$. Поэтому индукционное разделение зарядов в рассматриваемой МКК не приводит к появлению в ней новых дополнительных несвязанных электрических зарядов. Это положение находится в полном согласии с законами сохранения заряда и электрической энергии в цепи МКК [6].

3. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В МКК

Учитывая одинаковые в МКК электрические условия, в которых находятся ее идентичные электроды и равные изоляционные зазоры величиной h , можно утверждать, что электрическое напряжение $U_{ак} = 2\varphi_a$ между анодом 1 и катодом 2 исследуемой конструкции газового разрядника будет равномерно распределяться между его плоскими основными и вспомогательными металлическими электродами. Тогда, для распределения напряжений между основными и вспомогательными электродами рассматриваемой МКК следует записать следующее соотношение:

$$U_{13} = U_{34} = U_{42} = U_{ак} / 3, \quad (2)$$

где U_{13} – напряжение между анодом 1 и вспомогательным электродом 3; U_{34} – напряжение между вспомогательными электродами 3 и 4; U_{42} – напряжение между вспомогательным электродом 4 и катодом 2.

Из (2) вытекает, что полное электрическое напряжение между выводами 5 и 6 основных электродов МКК до электрического пробоя ее изоляционных зазоров шириной h составляет величину, точно равную

$$U_{ак} = U_{13} + U_{34} + U_{42} = 2\varphi_a. \quad (3)$$

Видно, что выражения (2) и (3) полностью соответствуют распределению напряжения между последовательно соединенными идентичными электрическими емкостями в линейной электрической цепи [6].

4. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЕМКостей В МКК

С учетом принятых допущений, выражений (1), (3) и известных формул из электростатики для емкости $C_{ак}$ между основными металлическими электродами (анодом 1 и катодом 2) исследуемой МКК газового разрядника в обобщенном виде получаем:

$$C_{ак} = q_a / U_{ак}. \quad (4)$$

Используя (1) и (2), для емкостей между основными и вспомогательными металлическими электродами МКК газового разрядника находим:

$$C_{13} = C_{34} = C_{42} = 3q_a / U_{ак}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) видно, что емкости между плоскими электродами рассматриваемой МКК, разделенными изоляционными зазорами шириной h , в три раза пре-

вышают емкость между основными электродами (анодом 1 и катодом 2), разделенными изоляционным промежутком величиной $3h$. Кроме того, принятая геометрия МКК и вытекающее из нее электрическое соединение емкостей C_{13} , C_{34} и C_{42} свидетельствуют о том, что эти емкости в цепи МКК газового разрядника соединены последовательно. В этой связи для указанных емкостей МКК в доразрядном и разрядном режимах будет справедливо выражение вида:

$$C_{ак}^{-1} = C_{13}^{-1} + C_{34}^{-1} + C_{42}^{-1}. \quad (6)$$

Подстановка в (6) расчетных результатов согласно (4) и (5) подтверждает правильность полученных данных по распределению электрических емкостей в исследуемой модели МКК. Несмотря на трехкратное увеличение межэлектродных емкостей C_{13} , C_{34} и C_{42} по сравнению с общей емкостью $C_{ак}$ цепи МКК, из-за трехкратного уменьшения межэлектродных напряжений U_{13} , U_{34} и U_{42} по сравнению с полным напряжением $U_{ак}$ между основными электродами МКК разрядный ток $i_{ак}$ в ее цепи при электрическом пробое всех изоляционных зазоров шириной h остается неизменным и равным

$$i_{ак} = -C_{13} \frac{dU_{13}}{dt} = -C_{34} \frac{dU_{34}}{dt} = -C_{42} \frac{dU_{42}}{dt} = -C_{ак} \frac{dU_{ак}}{dt}. \quad (7)$$

5. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ЗАЗОРОВ В МКК

Выполненные выше расчетные оценки и полученные на их основе результаты показывают, что в принятой модели МКК газового (воздушного) разрядника все изоляционные воздушные зазоры шириной h находятся в равных электрических условиях и испытывают воздействие напряжения одинаковой величины $U_{ак}/3$. При достижении напряженности электрического поля $E_{ак} = E_{13} = E_{34} = E_{42} = U_{ак}/3h$ во всех межэлектродных воздушных зазорах МКК шириной h уровня, равного примерно $3 \cdot 10^6$ В/м [6], в них возникает электрический искровой разряд, приводящий к электрическому пробое всего воздушного промежутка шириной $3h$ между основными электродами МКК атмосферного давления. Причем, из-за равных условий развития электронных лавин и ионизации воздуха между электродами МКК данный искровой разряд и соответственно появление плазменных каналов во всех межэлектродных изоляционных зазорах шириной h возникает одновременно. Поэтому и их электрический пробой происходит также одновременно. В принятой модели МКК газового разрядника минимальное время электрического пробоя t_p его изоляционного зазора шириной h можно определить из следующего расчетного соотношения:

$$t_p = h / v_{п}, \quad (8)$$

где $v_{п} = 10^5$ м/с [8] – максимальная скорость движения плазмы в воздушных зазорах исследуемой МКК.

С учетом изложенного выше можно считать, что время t_p , найденное по (8), будет определять полное время электрического пробоя всего промежутка шириной $3h$ в МКК и коммутационные характеристики газового разрядника. Иначе говоря, для рассматриваемой конструкции многоззорного газового разрядника будет выполняться соотношение вида:

$$\tau_k = t_p = h / v_{п}. \quad (9)$$

Соотношение (9) при заданном численном значении величины времени коммутации τ_k для многоззорного газового разрядника на рабочее напряжение $U_{ак}$ позволяет найти ширину h его отдельного межэлектродного воздушного зазора по формуле:

$$h = \tau_k \cdot v_{п}. \quad (10)$$

При наличии в МКК воздушного разрядника атмосферного давления на рабочее напряжение $U_{ак}$ не трех, как в принятом случае, а n изоляционных межэлектродных зазоров их количество в системе СИ может быть рассчитано по следующей формуле:

$$n = U_{ак} (3 \tau_k \cdot v_{п} \cdot 10^6)^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, на основе приближенных расчетов впервые в ВИТ показано, что в многоззорном воздушном разряднике атмосферного давления время его коммутации τ_k определяется временем пробоя его отдельного межэлектродного зазора шириной h .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Техника больших импульсных токов и магнитных полей/ Под ред. В.С. Комелькова.- М.: Атомиздат, 1970.-472 с.
2. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля.- М.: Мир, 1972. - 391 с.
3. Кремнев В.В., Месяц Г.А. Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике.- Новосибирск: Наука, 1987. – 226 с.
4. Баранов М.И., Бочаров Ю.П., Зябко Ю.П. и др. Высоковольтные сильноточные искровые коммутаторы для генераторов импульсных напряжений и токов // Технічна електродинаміка.-2003.- №3. - С. 41-47.
5. Баранов М.И. Применение новых газоразрядных и твердотельных полупроводниковых коммутаторов в сильноточных цепях мощных высоковольтных электрофизических установок // Електротехніка і електромеханіка.- 2009.- №1. - С. 55-58.
6. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики/ Отв. ред. В.К. Тартаковский.- Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
7. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника.- М.: Наука, 2004. – 704 с.
8. Баранов М.И. Применение новых вакуумных коммутаторов в сильноточных цепях мощных высоковольтных электрофизических установок и схемах аварийной защиты силового электрооборудования // Електротехніка і електромеханіка. - 2009.- №2. - С. 75-81.

Поступила 03.09.2008

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

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ В ИНДУКЦИОННОЙ ИНДУКТОРНОЙ СИСТЕМЕ С НЕФЕРРОМАГНИТНЫМИ МАССИВНЫМ ЭКРАНОМ И ЛИСТОВОЙ ЗАГОТОВКОЙ

Стаття присвячена роботі індукційній індукторній системі з неферромагнітними масивним провідним екраном і тонкостінною листовою заготовкою в низькочастотному режимі діючих полів. Отримані аналітичні залежності для розрахунку основних характеристик електродинамічних процесів. Показано, що інтегральна в часі дія сил тяжіння має кумулятивний характер, а величина інтегральної дії сил відштовхування прагне до нуля.

Статья посвящена работе индукционной индукторной системы с неферромагнитными массивным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей. Получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электродинамических процессов. Показано, что интегральное во времени действие сил притяжения имеет кумулятивный характер, а величина интегрального действия сил отталкивания стремится к нулю.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Исследования индукционной системы с тонкостенным вспомогательным экраном, расположенным компланарно листовой заготовке, в низкочастотном режиме действующих магнитных полей выполнены в [1].

Анализ основных достижений и публикаций. Вопросам, связанным с магнитно-импульсной обработкой металлов достаточно много внимания уделялось в середине прошлого века, но в основном они касались мощных источников и накопителей энергии. По исчерпанию данного технического ресурса, работы в этом направлении практически прекратились, но остался еще целый спектр вопросов, которые ждут своего решения. Одним из которых является работа индукционной индукторной системы с неферромагнитными массивным проводящим экранами и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

Априорные физические соображения приводят к выводу о целесообразности использования массивного проводящего вспомогательного экрана, в специальной полости на граничной поверхности которого со стороны листовой заготовки располагается цилиндрический виток индуктора [2]. Назначение массивного проводящего экрана, в первую очередь, состоит в концентрации магнитного поля витка в пространстве между ним и металлом листовой заготовки.

Цель настоящей работы – получение решений для расчёта электродинамических усилий, возбуждаемых в индукционной индукторной системе с одновитковым цилиндрическим соленоидом, неферромагнитными массивным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих магнитных полей.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ

Расчётная модель, принятая для анализа электромагнитных процессов, показана на рис. 1 ($\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_z$ – направляющие орты цилиндрической системы координат).

При решении поставленной задачи примем следующие допущения.

- Массивный экран – 2 и заготовка – 3 выполнены из металла электропроводностью γ , расстояние между ними – h , поперечные размеры достаточно велики.

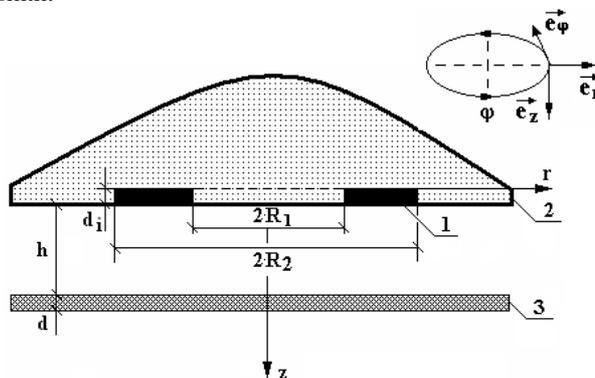


Рис. 1. Расчётная модель индукционной индукторной системы

- Цилиндрический виток индуктора – 1 с внутренним радиусом – R_1 , внешним – R_2 и высотой – d_i изолирован и располагается в пазу на граничной поверхности экрана – 2 со стороны тонкостенной листовой заготовки толщиной d . Собственно металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау [1, 3].

- Имеет место аксиальная симметрия, так что $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$, (φ – азимутальный угол).

Уравнения Максвелла для возбуждаемых составляющих вектора электромагнитного поля ($E_\varphi \neq 0, H_{r,z} \neq 0$), преобразованные по Лапласу с учётом нулевых начальных условий, имеют вид [3]:

$$\left[\frac{\partial H_r(p, r, z)}{\partial z} - \frac{\partial H_z(p, r, z)}{\partial r} = j_\varphi(p, r, z); \right. \quad (1)$$

$$\left. \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r \cdot E_\varphi(p, r, z)) = -\mu_0 \cdot p \cdot H_z(p, r, z); \right. \quad (2)$$

$$\left. \frac{\partial E_\varphi(p, r, z)}{\partial z} = \mu_0 \cdot p \cdot H_r(p, r, z); \right. \quad (3)$$

где p – параметр преобразования Лапласа;

$$E_\varphi(p, r, z) = L\{E_\varphi(t, r, z)\};$$

$$H_{r, z}(p, r, z) = L\{H_{r, z}(t, r, z)\};$$

$$j_\varphi(p, r, z) = L\{j_\varphi(t, r, z)\};$$

μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

В общем случае плотность тока в правой части уравнения (1) записывается в виде:

$$j_\varphi(p, r, z) = (p \cdot \varepsilon_0 + \gamma) \cdot E_\varphi(p, r, z) + j_{\varphi i}(p, r, z), \quad (4)$$

где $j_\varphi(p, r, z)$ – плотность стороннего тока в индук-

торе, $j_{\varphi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f(r) \cdot \eta(z + d_i)$,

$$j(p) = \frac{I(p)}{(R_2 - R_1) \cdot d_i}; \quad f(r) - \text{функция радиального}$$

распределения тока в витке индуктора; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума.

При решении поставленной задачи в принятой модели расчёта следует выделить области с однородными электрофизическими характеристиками:

а) проводящее полупространство массивного экрана с индуктором, $z \in (-\infty, 0)$;

б) пространство между экраном и листовой заготовкой, $z \in (0, h)$;

в) область листовой заготовки, $z \in [h, (h + d)]$;

г) свободное полупространство с внешней стороны металлических листов, $z \in [(h + d), \infty]$.

Для каждой выделенной области с помощью дифференциальной системы (1 – 3) и выражения (4) в рамках принятых допущений следует записать уравнения для азимутальной компоненты напряжённости электрического поля $E_\varphi(p, r, z)$. Эти уравнения с помощью интегрального преобразования Фурье-Бесселя (Условие ограниченности радиального распределения $E_\varphi(p, r, z)$ при $r = 0$ и $r = \infty$ удовлетворяет интегральное преобразование Фурье-Бесселя:

$$E_\varphi(p, r, z) = \int_0^\infty E_\varphi(p, \lambda, z) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot \lambda \cdot d\lambda,$$

где $J_1(\lambda \cdot r)$ – функция Бесселя первого порядка.) переводятся в пространство, где им будут соответствовать обыкновенные линейные дифференциальные уравнения второго порядка.

Опуская промежуточные математические выкладки, выпишем общие интегралы этих уравнений, удовлетворяющие условию ограниченности по переменной z .

а) В проводящем полупространстве вне индуктора с экраном, $z \in (-\infty, 0)$:

$$E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z} + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \eta(z + d_i) \times \\ \times (ch(q(p, \lambda)(z + d_i)) - 1), \quad (5)$$

$$H_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} [C(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)z} + \\ + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \eta(z + d_i) \cdot sh(q(p, \lambda)(z + d_i))], \quad (6)$$

где $C(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования, $q(p, \lambda) = \sqrt{\lambda^2 + p \cdot \mu_0 \cdot \gamma}$ – волновое число в металле с удельной электропроводностью γ ,

$$K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda); \quad f(\lambda) = \int_0^\infty f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr,$$

б) В пространстве между экраном и листовой заготовкой, $z \in (0, h)$:

$$E_\varphi^{(2)}(p, \lambda, z) = D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \quad (7)$$

$$H_r^{(2)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} [D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}], \quad (8)$$

где $D_{1,2}(p, \lambda)$ произвольные постоянные интегрирования,

в) в области металла листовой заготовки, $z \in [h, (h + d)]$:

$$E_\varphi^{(3)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-h)} + \\ + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-h)}, \quad (9)$$

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{q(p, \lambda)}{p \cdot \mu_0} [A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)(z-h)} - \\ - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)(z-h)}], \quad (10)$$

где $A_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования,

г) в свободном полупространстве с внешней стороны листовой заготовки, $z \in [(h + d), \infty]$:

$$E_\varphi^{(4)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (z - (h+d))}, \quad (11)$$

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot (z - (h+d))}, \quad (12)$$

где $B(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости можно получить систему линейных алгебраических уравнений для определения неизвестных произвольных постоянных интегрирования в выражениях для $E_\varphi(p, \lambda, z)$ и $H_r(p, \lambda, z)$.

1) $z = 0$,

$$\left\{ \begin{aligned} & C(p, \lambda) - \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \cdot [ch(q(p, \lambda)d_i) - 1] = \\ & = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ & C(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{q^2(p, \lambda)} \cdot sh(q(p, \lambda)d_i) = \\ & = \frac{\lambda}{q(p, \lambda)} \cdot D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda); \end{aligned} \right. \quad (13)$$

$$2) z = h,$$

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda h} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h} = A_1(p, \lambda) + A_2(p, \lambda); \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda h} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda h} = \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \times \\ \times (A_1(p, \lambda) - A_2(p, \lambda)); \end{cases} \quad (14)$$

$$3) z = (h + d),$$

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)d} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)d} = B(p, \lambda); \\ \frac{q(p, \lambda)}{\lambda} \cdot (A_1(p, \lambda) \cdot e^{q(p, \lambda)d} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-q(p, \lambda)d}) = \\ = -B(p, \lambda). \end{cases} \quad (15)$$

В низкочастотном режиме [1]:

$$|p\mu_0\gamma| \rightarrow 0, \quad q(p, \lambda) \approx \lambda.$$

В этом случае, как следует из систем линейных алгебраических уравнений (13 – 15),

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) = D_1(p, \lambda) = 0, \\ C(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot (1 - e^{\lambda d_i}), \\ A_2(p, \lambda) = \frac{K(p, \lambda)}{2\lambda^2} \cdot e^{-\lambda h} \cdot (1 - e^{\lambda d_i}) \end{cases}, \quad (16)$$

Подставляя $C(p, \lambda)$ в (5), умножая полученный результат на удельную электропроводность γ и выполняя обратные преобразования Фурье-Бесселя и Лапласа получаем, что в экране возбуждается вихревой ток с плотностью:

$$j_{\varphi}^{(1)}(\varphi, r, z) = j_m \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \left(\frac{\omega\tau}{d_i \cdot d^2} \right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot J_1(\lambda, r) \times \\ \times \left(\frac{1 - e^{\lambda d_i}}{2} e^{\lambda z} + \eta(z + d_i) \cdot [ch(\lambda \cdot (z + d_i)) - 1] \right) \cdot d\lambda, \quad (17)$$

где $j_m = \frac{I_m}{(R_2 - R_1) \cdot d_i}$ – линейная плотность тока в витке индуктора; $j(\varphi)$ – 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 (17) по переменной $z \in (-\infty, 0)$, находим линейную плотность тока, индуцированного в металле массивного экрана. После введения новых обозначений, удобных для проведения практических вычислений, получаем окончательно, что

$$j_{\varphi}^{(1)}(\varphi, r) = j_m \cdot (\omega\tau) \cdot \left(\frac{d}{d_i} \right) \cdot \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^2} \times \\ \times \left[\left(\frac{1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}}}{2} \right) + \left(sh \left(x \cdot \frac{d_i}{d} \right) - \left(x \cdot \frac{d_i}{d} \right) \right) \right] \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{d} \right) dx, \quad (18)$$

где $x = \lambda \cdot d$ – безразмерная переменная интегрирования,

$$F(x) = \int_{x \cdot \frac{R_1}{d}}^{x \cdot \frac{R_2}{d}} f(y) \cdot y \cdot J_1(y) \cdot dy.$$

Аналогичным образом найдём ток, индуцированный в металле листовой заготовки.

$A_{1,2}(p, \lambda)$ подставим в выражение (9) и помножим результат на удельную электропроводность γ . После обратных интегральных преобразований получаем, что заготовке возбуждается вихревой ток с плотностью:

$$j_{\varphi}^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = j_m \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \cdot \left(\frac{\omega\tau}{2 \cdot d_i \cdot d^2} \right) \cdot \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot J_1(\lambda, r) \times \\ \times e^{-\lambda h} \cdot (1 - e^{\lambda d_i}) \cdot e^{-\lambda \zeta} \cdot d\lambda, \quad (19)$$

где $\zeta \in [0, d]$ – переменная, связанная с толщиной собственно листовой заготовки.

Интегрируя выражение (19) по $\zeta \in [0, d]$, найдём линейную плотность тока, индуцированного в заготовке:

$$j_{\varphi}^{(3)}(\varphi, r) = j_m \cdot \left(\frac{\omega\tau}{2} \right) \cdot \left(\frac{d}{d_i} \right) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \times \\ \times \left[\int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^2} \cdot e^{-x \cdot \frac{h}{d}} \left(1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}} \right) \cdot (1 - e^{-x}) \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{d} \right) dx \right]. \quad (20)$$

Проанализируем полученные результаты.

В первую очередь уберём малозначащие факторы. Положим, что толщина витка индуктора достаточно мала, так что $d_i \rightarrow 0$.

После выполнения простейших и очевидных предельных переходов сравним между собой формулы для плотностей токов, индуцированных в металле массивного экрана (17) и металле листовой заготовки (19). Очевидно, что их пространственно-временные распределения идентичны с точностью до множителя $e^{-\lambda h}$, количественно характеризующего удаление заготовки от источника поля – индуктора на расстояние h . При $h \rightarrow 0$ (зазор отсутствует) выражение (19) переходит в (17).

Формулы для линейных плотностей тока в экране (18) и листовой заготовке (20) также идентичны с точностью до множителя $(1 - e^{-\lambda d})$, определяющего зависимость тока от толщины заготовки – d . При $d \rightarrow \infty$ (заготовка достаточно массивна) выражение (20) переходит в (18).

С физической точки зрения установленная идентичность пространственно-временных зависимостей индуцированных токов означает идентичность протекающих электромагнитных процессов в экране и заготовке.

Перейдём к определению силовых показателей.

В соответствии с законом Ампера о проводниках с токами (18) и (20) записываем формулу для распределённой силы притяжения, действующей на листовую заготовку при жёстко фиксированном экране:

$$P_{attr.}(\varphi, r) = P_m^{(1)} \cdot \left(\frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right)^2 \cdot \Phi_1(r), \quad (21)$$

$$\text{где } P_m^{(1)} = \left(\frac{\mu_0 \cdot J_m^2}{2} \right) \cdot \left(\omega \cdot \tau \cdot \frac{d}{d_i} \right)^2,$$

$$\Phi_1(r) = \left(\frac{r}{h} \right) \cdot \left[\int_0^\infty \frac{F(x)}{x^2} \cdot \left(\frac{1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}}}{2} \right) + \right. \\ \left. + \left(sh \left(x \cdot \frac{d_i}{d} \right) - \left(x \cdot \frac{d_i}{d} \right) \right) \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{d} \right) dx \right] \times \\ \times \left[\int_0^\infty \frac{F(x)}{x^2} \cdot e^{-x \cdot \frac{h}{d}} \left(1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}} \right) \cdot \left(1 - e^{-x} \right) \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{d} \right) dx \right].$$

Вычислим силу магнитного давления на листовую заготовку в зоне витка индуктора.

$A_{1,2}(p, \lambda)$ подставим в выражение (10) и перейдем в пространство оригиналов относительно интегральных преобразований. Получим выражение для радиальной компоненты напряженности магнитного поля в металле листовой заготовки.

$$H_r^{(3)}(t, r, \zeta) = \frac{j_m}{2} \cdot \frac{1}{d_i} \cdot j(\varphi) \cdot \int_0^\infty f(\lambda) \cdot e^{-\lambda h} \cdot \left(1 - e^{-\lambda d_i} \right) \times \\ \times e^{-\lambda \zeta} d\lambda. \quad (22)$$

Помножим μ_0 на (22). Результат помножим на индуцированный ток (19) и проинтегрируем по переменной $\zeta \in [0, d]$.

В конечном итоге после тождественных преобразований и введения переменных, аналогичных принятым в формуле (21), находим силу магнитного давления на листовую заготовку.

$$P_{rep}(\varphi, r) = P_m^{(2)} \cdot \left(j(\varphi) \cdot \frac{dj(\varphi)}{d\varphi} \right) \cdot \Phi_2(r), \quad (23)$$

$$\text{где } P_m^{(2)} = \left(\frac{\mu_0 \cdot J_m^2}{2} \right) \cdot \frac{\omega \cdot \tau}{2} \left(\frac{d}{d_i} \right)^2,$$

$$\Phi_2(r) = \int_0^\infty \int_0^\infty \left[\int_0^\infty \frac{F(x)}{x} \cdot e^{-x \cdot \frac{h}{d}} \left(1 - e^{-x \cdot \frac{d_i}{d}} \right) \cdot J_1 \left(x \cdot \frac{r}{d} \right) \right] \times \\ \times \frac{\left(1 - e^{-(x+y)} \right)}{(x+y)} \cdot \left[F(y) \cdot e^{-y \cdot \frac{h}{d}} \left(1 - e^{-y \cdot \frac{d_i}{d}} \right) \cdot J_1 \left(y \cdot \frac{r}{d} \right) \cdot dy dx \right].$$

Относительно возбуждаемых электродинамических усилий в рассмотренном варианте индукторной системы, зависимости (21) и (23) позволяют сформулировать следующие качественные утверждения:

- временная зависимость силы притяжения определяется квадратом производной тока индуктора, что означает постоянство её направленности по отношению к обрабатываемому объекту,
- вычисление импульса силы показывает, что

$$S_{attr} = \int_0^\infty P_{attr}(t, r) dt \sim \int_0^\infty \left(\frac{dj(t)}{dt} \right)^2 dt > 0, \text{ что в свою оче-}$$

редь означает кумулятивный характер деформаций в период действия импульса,

- сила отталкивания есть осциллирующая функция времени, что означает переменную направленность этой силы в течение периода действия, импульс силы S_{rep} , вычисленный как несобственный интеграл по $t \in (0, \infty)$, стремится к нулю, что в конечном итоге означает отсутствие отталкивания в зоне витка индуктора либо достаточно малую амплитуду действующих сил,

ВЫВОДЫ

1. Получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электродинамических процессов в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

2. Показано, что вектор возбуждаемых сил притяжения характеризуется постоянным направлением (к индуктору), в то время как направление вектора сил отталкивания имеет осциллирующий характер (отталкивание сменяется притяжением и т.д.).

3. Получено, что интегральное во времени действие сил притяжения имеет кумулятивный характер, а величина интегрального действия сил отталкивания стремится к нулю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батыгин Ю.В., Бондаренко А.Ю., Чаплыгин Е.А. Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок // *Авіаційно-космічна техніка і технологія* 2007, №11 (47), С. 109-117.
2. Патент України на корисну модель №31751. Спосіб магнітно-імпульсної обробки металевих заготовок методом притягання до індуктора // Батигін Ю.В., Бондаренко О.Ю., Чаплыгин С.О., опубл. 25.04.2008. Бюл. №8, 2008р.
3. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И., Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо". 2002 – 284 с.

Поступила 07.04.2009

Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.

Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.

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

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ПРОГРАММИРУЕМОЙ КОММУТАЦИИ ПОДОБНЫХ ЕМКОСТНЫХ НАКОПИТЕЛЕЙ ЭНЕРГИИ

У роботі отримані аналітичні вирази для опису імпульсу струму в навантаженні при програмувальній комутації подібних ємнісних накопичувачів енергії. Показано можливість регулювання форми імпульсу струму зміною програми комутації та напруги зарядки накопичувачів.

В работе получены аналитические выражения для описания импульса тока в нагрузке при программируемой коммутации подобных емкостных накопителей энергии. Показана возможность регулирования формы импульса тока изменением программы коммутации и напряжения зарядки накопителей.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. При испытаниях различного электротехнического и электронного оборудования, на стойкость к воздействию электромагнитных факторов естественного и искусственного происхождения, широко используются генераторы импульсов тока, создаваемые на базе емкостных накопителей энергии (ЕНЭ). Создаваемые ими импульсы тока используются либо непосредственно, как воздействующий фактор (например, при исследовании электродинамической и электротермической устойчивости оборудования), либо в качестве фактора, порождающего другие испытательные воздействия (например, импульсное магнитное поле, световой импульс). Такое многообразие областей применения испытательных импульсов тока обуславливает широкую вариацию их амплитудно-временных параметров (АПВ), что в свою очередь требует разработки и создания с соответствующего испытательного оборудования.

Формирование импульсов тока с широкой гаммой АВП при использовании одного ЕНЭ достаточно проблематично и, как показывает опыт, в крупных испытательных центрах имеется несколько ЕНЭ с различным напряжением зарядки и различной запасаемой энергией. Возможности испытательной базы можно существенно расширить за счет параллельного разряда нескольких ЕНЭ на общую нагрузку. Однако для проектирования испытательных устройств такого класса требуется разработка специальных методов их расчета.

Анализ публикаций. Различные вопросы одно-временной работы нескольких ЕНЭ на общую нагрузку были исследованы в ряде работ, например [1 – 5].

В [1] приведены результаты численного и экспериментального исследования переходного процесса при параллельной работе двух генераторов импульсных напряжений на активно-индуктивную нагрузку с целью формирования импульса тока молнии.

В [2] представлены системы операторных уравнений, описывающих переходный процесс при работе генераторов больших импульсных токов с корректирующей цепью на RL -нагрузку. Как показано в работе, было установлено, что применение в разрядных цепях генераторов больших импульсных токов с мощными ЕНЭ корректирующих низкоомных и низкоиндуктивных RLC -цепей, включенных параллельно активно-индуктивной нагрузке, позволяет обеспечить увеличение амплитудных значений разрядного тока в RL -нагрузке. Включенные корректирующие цепи в данном случае можно рассматривать как ЕНЭ с нулевым напряжением зарядки.

В [3] показано, что при одновременном разряде двух ЕНЭ на RL -нагрузку в зависимости от соотношения параметров схемы возможно формирование пяти характерных видов импульса тока в нагрузке. Получены аналитические выражения для определения границ области соотношения параметров схемы, в которой в нагрузке формируется униполярный импульс тока с монотонным нарастанием и спадом его значений.

В [4, 5] рассмотрено решение задачи выбора параметров элементов импульсных источников питания, работающих на общую нагрузку, как задачи оптимизации по различным критериям. В [5] также показано, что применение схем с параллельной работой емкостных накопителей энергии после проведения трехкритериальной оптимизации позволяет уменьшить суммарную энергоемкость импульсных источников в десятки раз. Отмечено, что уменьшение энергоемкости особенно эффективно в случае, когда длительность спада превышает в сто и более раз длительность фронта.

Расширение возможностей генераторов импульсов тока по формированию импульсов с различными АВП за счет одновременного включения ЕНЭ рассмотрено в работах [6 – 8].

В [6] был предложен программируемый режим разряда ЕНЭ, состоящего из n модулей. Все модули представляли собой последовательные RLC цепочки с одинаковыми значениями емкости – C , индуктивности – L , активного сопротивления – R и напряжения зарядки емкости – U . Сущность программируемого режима состояла в неодновременном управляемом подключении каждого модуля к RL – нагрузке через отдельный коммутатор. Для исследования переходного процесса при программируемой коммутации был предложен приближенный метод, основанный на отдельном рассмотрении "медленных" и "быстрых" процессов в схеме. При исследовании "медленного" процесса, определявшего протекание тока в нагрузке, пренебрегалось R и L параметрами модуля. Анализ "быстрого" процесса, определявшего перераспределение заряда в схеме при подключении очередного модуля, пренебрегалось изменением напряжения на нагрузке при коммутационном процессе. В конечном итоге ток в нагрузке приближенно определялся в виде решения конечно-разностных или дифференциальных уравнений второго порядка, учитывающих параметры электрических цепей ЕНЭ и темп подключения заряженных модулей (промежутке времени между включениями модулей).

В работе [7], на базе разработанной в [6] методики приближенного анализа, было проведено исследование программируемого разряда ЕНЭ на RL – на-

грузку, рельсотрон и электрическую дугу. Основное внимание в работе было уделено исследованию процесса формирования импульса тока трапецидальной формы.

Работа [8] посвящена синтезу программы включения модулей ЕНЭ, обеспечивающей формирование заданной формы импульса тока при минимальной запасаемой энергии в конденсаторной батарее ЕНЭ.

Как видно из анализа, имеются работы, в которых исследовано формирование импульса тока при одновременном разряде нескольких ЕНЭ с различной запасаемой энергией и различным напряжением зарядки, и работы, в которых рассматривается программированный разряд идентичных ЕНЭ на общую нагрузку. Логичным продолжением исследований в данном направлении является изучение переходных процессов при программируемой коммутации различных ЕНЭ на общую нагрузку.

Целью настоящей работы является вывод аналитических соотношений, обеспечивающих расчет импульса тока в активно-индуктивной нагрузке при программируемом режиме разряда подобных емкостных накопителей энергии.

МАТЕРИАЛЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для анализа переходных процессов ЕНЭ может быть представлен последовательной RLC – цепью. Подобными будем называть такие ЕНЭ, для которых выполняются следующие условия:

$$\frac{R_n}{R_j} = \frac{L_n}{L_j} = \frac{C_j}{C_n}, \quad (1)$$

где R_n, L_n, C_n – параметры n -го ЕНЭ; R_j, L_j, C_j – параметры j -го ЕНЭ.

Соотношение (1) имеет место в случае, если каждый k -ый ЕНЭ состоит из m_k одинаковых модулей с параметрами R', L', C' и его параметры соответственно равны:

$$R_k = \frac{R'}{m_k}; \quad L_k = \frac{L'}{m_k}; \quad C_k = m_k \cdot C', \quad (2)$$

где $k = 1 \dots n$.

Рассмотрим схему включения n подобных ЕНЭ на RL – нагрузку, показанную на рис. 1.

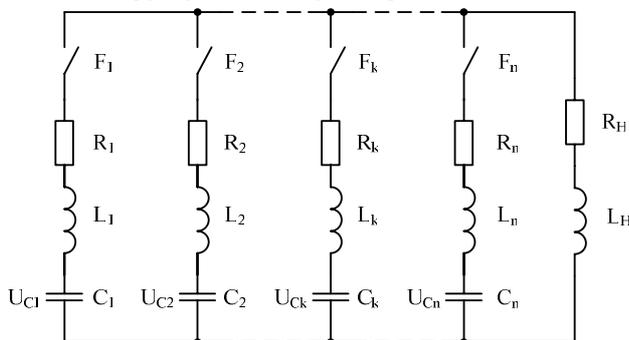


Рис. 1. Схема включения ЕНЭ

На рис. 1 обозначено: $R_1 \dots R_n, L_1 \dots L_n, C_1 \dots C_n, UC_1 \dots UC_n$ – соответственно активное сопротивление, индуктивность, емкость и напряжение зарядки ЕНЭ; R_H, L_H – соответственно активное сопротивление и индуктивность нагрузки; $F_1 \dots F_n$ – коммутаторы.

В общем случае напряжения зарядки ЕНЭ имеют различные значения $UC_1 \neq UC_2 \neq \dots \neq UC_k \neq \dots \neq UC_n$. Каждый из коммутаторов $F_1 \dots F_n$ включается в соответствующий момент времени $t_1 \dots t_n$, причем $t_1 = 0$ и $t_k \leq t_j$ для $k < j$.

Рассмотрим задачу аналитического описания импульса тока формируемого в нагрузке. Для расчета переходных процессов в схеме, показанной на рис. 1, рассмотрим решение двух вспомогательных задач.

Задача 1. Пусть в момент времени t_k произведена коммутация и операторная послекоммутационная схема имеет вид, показанный на рис. 2.

Для данной схемы по второму закону Кирхгофа в операторной форме имеем

$$I_{e,k}(p) \cdot Z^*(p) = -\frac{UC_{e,k}(t_k)}{p} + (L_{e,k} + L_H) \cdot i_{e,k}(t_k). \quad (3)$$

Операторное сопротивление цепи имеет вид

$$Z^*(p) = p \cdot L^* + R^* + \frac{1}{p \cdot C_{e,k}}, \quad (4)$$

где $L^* = L_{e,k} + L_H$; $R^* = R_{e,k} + R_H$.

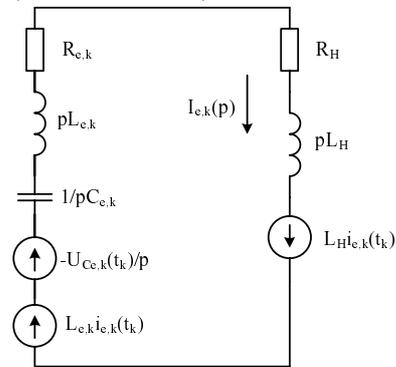


Рис. 2. Послекоммутационная схема

$R_{e,k}, L_{e,k}, C_{e,k}$ – соответственно эквивалентные активное сопротивление, индуктивность и емкость ветви эквивалентного ЕНЭ; $UC_{e,k}(t_k), i_{e,k}(t_k)$ – соответственно зарядное напряжение эквивалентного ЕНЭ и ток в цепи в момент t_k

Из (3) операторное изображение тока определится как

$$I_{e,k}(p) = -\frac{UC_{e,k}(t_k)}{p \cdot Z^*(p)} + \frac{L^*}{Z^*(p)} i_{e,k}(t_k). \quad (5)$$

Если величина параметра $r = R^* / \sqrt{\frac{L^*}{C_{e,k}}} > 2$, то имеет место аperiодический характер разряда и операторное сопротивление (4) представимо в виде

$$Z^*(p) = \frac{L^* \cdot (p - p_1) \cdot (p - p_2)}{p}, \quad (6)$$

где $p_{1,2} = -\frac{R^*}{2L^*} \pm \sqrt{\left(\frac{R^*}{2L^*}\right)^2 - \frac{1}{L^* C_{e,k}}}$,

причем $|p_2| > |p_1|$ и $p_1 \cdot p_2 = \frac{1}{L^* C_{e,k}}$.

Используя соотношение (5) можно показать что, ток во временной области для $t \geq t_k$ может быть представлен в виде

$$i_{e,k}(t) = i'_{e,k}(t) + i''_{e,k}(t), \quad (7)$$

где

$$i'_{e,k}(t) = -\frac{U_{Ce,k}(t_k)}{L^* \cdot (p_1 - p_2)} (e^{p_1 \cdot t} - e^{p_2 \cdot t}), \quad (8)$$

$$i''_{e,k}(t) = \frac{i_{e,k}(t_k)}{(p_1 - p_2)} (p_1 \cdot e^{p_1 \cdot t} - p_2 \cdot e^{p_2 \cdot t}). \quad (9)$$

Напряжение на емкости $C_{e,k}$ определится [9] как

$$u_{Ce,k}(t) = U_{Ce,k}(t_k) + \frac{1}{C_{e,k}} \int_0^t i_{e,k}(t) dt. \quad (10)$$

Учитывая (8) и (9) напряжение может быть представлено в виде:

$$u_{Ce,k}(t) = U_{Ce,k}(t_k) + u'_{Ce,k}(t) + u''_{Ce,k}(t), \quad (11)$$

где

$$u'_{Ce,k}(t) = -\frac{U_{Ce,k}(t_k)}{p_1 - p_2} (p_2 \cdot e^{p_1 \cdot t} - p_1 \cdot e^{p_2 \cdot t}) - U_{Ce,k}(t_k) \quad (12)$$

$$u''_{Ce,k}(t) = \frac{1}{C_{e,k}} \cdot \frac{i_{e,k}(t_k)}{(p_1 - p_2)} (e^{p_1 \cdot t} - e^{p_2 \cdot t}) \quad (13)$$

Время достижения максимального значения тока (если таковой существует) определяется из (7) путем его дифференцирования по времени и приравнивания полученной производной нулю.

$$t_{\max} = \frac{1}{p_1 - p_2} \ln \frac{B_2 \cdot p_2}{B_1 \cdot p_1}, \quad (14)$$

$$\text{где } B_1 = -U_{Ce,k}(t_k) + p_1 \cdot L^* \cdot i_{e,k}(t_k),$$

$$B_2 = -U_{Ce,k}(t_k) + p_2 \cdot L^* \cdot i_{e,k}(t_k).$$

Если $r = R^* / \sqrt{\frac{L^*}{C_{e,k}}} = 2$, то имеет место предель-

ный аperiодический (критический) характер разряда и операторное сопротивление (4) представимо в виде

$$Z^*(p) = \frac{L^* \cdot (p-a)^2}{p}, \quad (15)$$

$$\text{где } a = -\frac{R^*}{2L^*}.$$

В этом случае в соотношении (7) составляющие тока будут иметь вид

$$i'_{e,k}(t) = -\frac{U_{Ce,k}(t_k)}{L^*} \cdot t \cdot e^{a \cdot t}, \quad (16)$$

$$i''_{e,k}(t) = i_{e,k}(t_k) \cdot (1 + a \cdot t) \cdot e^{a \cdot t}. \quad (17)$$

Составляющие напряжения, определяемого по выражению (11), имеют вид

$$u'_{Ce,k}(t) = -U_{Ce,k}(t_k) + U_{Ce,k}(t_k) \cdot (1 - a \cdot t) \cdot e^{a \cdot t}, \quad (18)$$

$$u''_{Ce,k}(t) = \frac{i_{e,k}(t_k)}{C_{e,k}} \cdot t \cdot e^{a \cdot t}. \quad (19)$$

Время достижения максимального значения тока (если таковой существует) вычисляется по формуле

$$t_{\max} = \frac{1}{a} \left(\frac{B_2}{B_1} - 1 \right), \quad (20)$$

$$\text{где } B_1 = \frac{U_{Ce,k}(t_k)}{L^*} - a \cdot i_{e,k}(t_k); \quad (21)$$

$$B_2 = a \cdot i_{e,k}(t_k). \quad (22)$$

Если $r = R^* / \sqrt{\frac{L^*}{C_{e,k}}} < 2$, то имеет место колеба-

тельный характер разряда и операторное сопротивление (4) представимо в виде

$$Z^*(p) = \frac{L^* \cdot [(p-a)^2 + \omega^2]}{p}, \quad (23)$$

$$\text{где } a = -\frac{R^*}{2L^*}, \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{L^* C_{e,k}} - a^2}.$$

Тогда в соотношении (7) составляющие тока будут иметь вид

$$i'_{e,k}(t) = -\frac{U_{Ce,k}(t_k)}{L^*} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot e^{a \cdot t} \cdot \sin(\omega \cdot t), \quad (24)$$

$$i''_{e,k}(t) = i_{e,k}(t_k) \cdot e^{a \cdot t} \cdot \left[\cos(\omega \cdot t) + \frac{a}{\omega} \cdot \sin(\omega \cdot t) \right]. \quad (25)$$

Составляющие напряжения в выражении (11) определяются следующим образом:

$$u'_{Ce,k}(t) = -\frac{U_{Ce,k}(t_k)}{L^* \cdot C_{e,k}} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \frac{1}{a^2 + \omega^2} \times \\ \times \left[e^{a \cdot t} \cdot [a \cdot \sin(\omega \cdot t) - \omega \cdot \cos(\omega \cdot t)] + \omega \right], \quad (26)$$

$$u''_{Ce,k}(t) = \frac{i_{e,k}(t_k)}{C_{e,k}} \cdot \frac{e^{a \cdot t}}{\omega} \cdot \sin(\omega \cdot t). \quad (27)$$

Время достижения максимального значения тока (если таковой существует) вычисляется по формуле

$$t_{\max} = \frac{1}{\omega} \arctg \left(-\frac{B_2}{B_1} \right), \quad (28)$$

$$\text{где } B_1 = -\frac{U_{Ce,k}(t_k) \cdot a}{L^* \cdot \omega} + i_{e,k}(t_k) \cdot \frac{a^2}{\omega} - i_{e,k}(t_k) \cdot \omega, \quad (29)$$

$$B_2 = -\frac{U_{e,k}(t_k)}{L^*} + 2i_{e,k}(t_k) \cdot a. \quad (30)$$

Учитывая рассмотренные выше варианты можно утверждать, что задача 1 решена для любых возможных соотношений параметров схемы.

Задача 2. Пусть в момент времени t_k k -ый ЕНЭ подключается параллельно нагрузке и эквивалентному $k - 1$ -ому ЕНЭ, и операторная послекоммутационная схема имеет вид, показанный на рис. 3.

Применение теоремы Миллмана [10] позволяет преобразовать данную схему в схему, показанную на рис. 2. При этом имеют место следующие соотношения для ее параметров:

$$R_{e,k} = \frac{R^j}{\sum_{j=1}^k m_j}; \quad (31)$$

$$L_{e,k} = \frac{L'}{\sum_{j=1}^k m_j}; \quad (32)$$

$$C_{e,k} = C' \cdot \sum_{j=1}^k m_j. \quad (33)$$

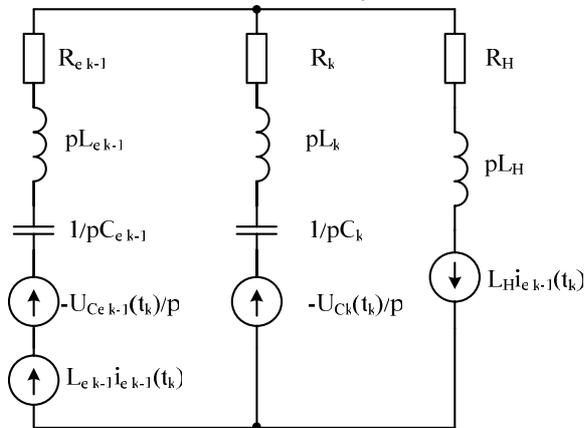


Рис. 3. Послекоммутационная схема двух ЕНЭ

$R_{e,k-1}$, $L_{e,k-1}$, $C_{e,k-1}$ – соответственно эквивалентные активное сопротивление, индуктивность и емкость ветви $k-1$ -го эквивалентного ЕНЭ; $U_{Ce,k-1}(t_k)$, $i_{e,k-1}(t_k)$ – соответственно напряжение зарядки $k-1$ -го эквивалентного ЕНЭ и ток в цепи в момент t_k ; R_k , L_k , C_k , $U_{Ck}(t_k)$ – соответственно активное сопротивление, индуктивность, емкость и напряжение зарядки подключаемого k -го ЕНЭ

Напряжения и токи рассчитываются по рекуррентным соотношениям:

$$U_{Ce,k}(t_k) = U_{Ce,k-1}(t_k) \cdot \sum_{j=1}^{k-1} m_j + U_{Ck}(t_k) \cdot m_k / \sum_{j=1}^k m_j; \quad (34)$$

$$i_{e,k}(t_k) = i_{e,k-1}(t_k), \quad (35)$$

где $U_{Ck}(t_k)$ – напряжение зарядки подключаемого k -го ЕНЭ в момент t_k , а начальные значения напряжения эквивалентного ЕНЭ и ток в его ветви и нагрузке имеют вид $U_{Ce,1}(t_1) = U_{C1}(t_1)$, $i_{e,1}(t_1) = 0$.

Рассмотренные выше решения двух вспомогательных задач позволяют получить аналитическое решение задачи программируемого подключения n подобных ЕНЭ.

Пусть в момент времени $t = t_1 = 0$ к нагрузке подключается первый ЕНЭ. Тогда ток в нагрузке в интервале времени до подключения второго ЕНЭ $[t_1, t_2]$ можно найти из решения задачи 1 (см. рис. 2) при условии, что $R_{e,1} = R_1$, $L_{e,1} = L_1$, $C_{e,1} = C_1$, $U_{Ce,1}(t_1) = U_{C1}(t_1)$, $i_{e,1}(t_1) = 0$.

В момент времени $t = t_2$ подключается второй ЕНЭ и эквивалентная схема разрядной цепи принимает вид, показанный на рис. 3. Далее перейдем к схеме, показанной на рис. 2, предварительно рассчитав параметры эквивалентного ЕНЭ по соотношениям (31) – (35)

$$R_{e,2} = \frac{R'}{m_1 + m_2}; \quad L_{e,2} = \frac{L'}{m_1 + m_2}; \quad C_{e,2} = C' \cdot (m_1 + m_2);$$

$$U_{Ce,2}(t_2) = \frac{U_{Ce,1}(t_2) \cdot m_1 + U_{C2}(t_2) \cdot m_2}{m_1 + m_2}; \quad i_{e,2}(t_2) = i_{e,1}(t_2),$$

где $i_{e,1}(t_2)$ и $U_{Ce,1}(t_2)$ – соответственно ток в цепи и напряжение на первом конденсаторе в момент t_{2-0} , т.е. до момента коммутации (подключения второго ЕНЭ), которые определяются из решения задачи 1.

Продолжая процесс расчета подобным образом, мы можем последовательно рассчитать изменение тока в нагрузке для каждого из интервалов $[t_1 = 0, t_2]$, $[t_2, t_3]$, ..., $[t_{k-1}, t_k]$, ..., $[t_n, \infty)$.

Как следует из соотношений (4) и (31) – (33), параметр r , определяющий характер тока в нагрузке, имеет вид

$$r = R_H \cdot \sum_{j=1}^k m_j + R' / \sqrt{\frac{L_H \cdot \sum_{j=1}^k m_j + L'}{C'}}. \quad (36)$$

Из выражения (36) видно, что:

- с увеличением количества подключенных ЕНЭ растет и значение r , что характеризует возрастание степени затухания импульса тока в нагрузке;
- после подключения последнего k -го ЕНЭ характер режима разряда соответствует характеру режима разряда при одновременном подключении всех ЕНЭ.

Таким образом, если после подключения последнего k -го ЕНЭ имеет место аperiодический характер разряда, то при подключении предыдущих $k-1$ -го ЕНЭ может иметь место колебательный режим разряда, что должно быть учтено при выборе элементной базы испытательной установки.

На рис. 4 и рис. 5 показана возможность управления формой импульса тока в нагрузке при программируемой коммутации пяти подобных ЕНЭ, в сумме содержащих 15 одинаковых модулей. Графики изменения импульса тока представлены в безразмерном виде. В качестве базовых величин принимались емкость и индуктивность модуля и наибольшее напряжение зарядки ЕНЭ U_{max} . Тогда безразмерный аналог времени определится как $\tau = t / \sqrt{L' \cdot C'}$, соответственно $\Delta\tau = \Delta t / \sqrt{L' \cdot C'}$; безразмерный аналог сопротивления $r = R \sqrt{C' / L'}$; безразмерные аналоги индуктивности и емкости соответственно $L^* = L / L'$, $C^* = C / C'$; безразмерный аналог значений тока

$$I(\tau) = \frac{i(t)}{U_{max}} \sqrt{\frac{L'}{C'}}.$$

На рис. 4 представлены стилизованные формы импульса тока при одинаковом напряжении зарядки и темпе подключения ЕНЭ – $\Delta\tau$. График 1 представляет импульс тока при одновременном включении всех пяти ЕНЭ. График 2 показывает изменение значений импульса тока для варианта, когда каждый ЕНЭ содержит три модуля $m_1 = m_2 = m_3 = m_4 = m_5 = 3$, $\Delta\tau = 3,16$. График 3 ($m_1 = 5, m_2 = 4, m_3 = 3, m_4 = 2, m_5 = 1, \Delta\tau = 3,16$) и график 4 ($m_1 = 1, m_2 = 2, m_3 = 3, m_4 = 4, m_5 = 5, \Delta\tau = 3,16$) иллюстрируют влияние порядка подключения ЕНЭ на форму импульса тока.

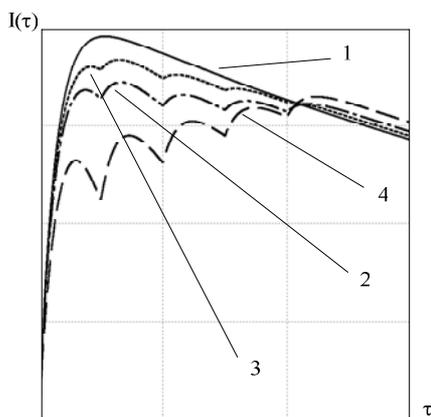


Рис. 4. Изменение формы импульса тока при одинаковом напряжении зарядки ЕНЭ

Как видно из рис. 4, изменяя количество модулей в ЕНЭ и порядок их включения при одинаковом напряжении зарядки и темпе подключения можно в широких пределах регулировать время нарастания импульса тока до максимального значения.

На рис. 5 представлены графики с различным напряжением зарядки для варианта $m_1 = 1, m_2 = 2, m_3 = 3, m_4 = 4, m_5 = 5, \Delta\tau = 3,16$. График 1 – одновременное включение всех пяти ЕНЭ. График 2 построен при условии $U_{C1} = U_{C2} = U_{C3} = U_{C4} = U_{C5} = 1, \Delta\tau = 3,16$. На графике 3 показан импульс с квазипостоянной вершиной, полученный подбором величины напряжения зарядки ЕНЭ: $U_{C1} = 1; U_{C2} = 0,87; U_{C3} = 0,845; U_{C4} = 0,784; U_{C5} = 0,759; \Delta\tau = 3,16$. Максимальное значение каждого колебания на вершине одинаково. График 4 отражает импульс тока с монотонным нарастанием и спадом значений при следующих значениях напряжений зарядки: $U_{C1} = 1; U_{C2} = 0,6; U_{C3} = 0,45; U_{C4} = 0,39; U_{C5} = 0,31, \Delta\tau = 3,16$.

Как видно из рис. 5, изменение напряжения зарядки ЕНЭ позволяет формировать различные по форме импульсы тока в нагрузке.

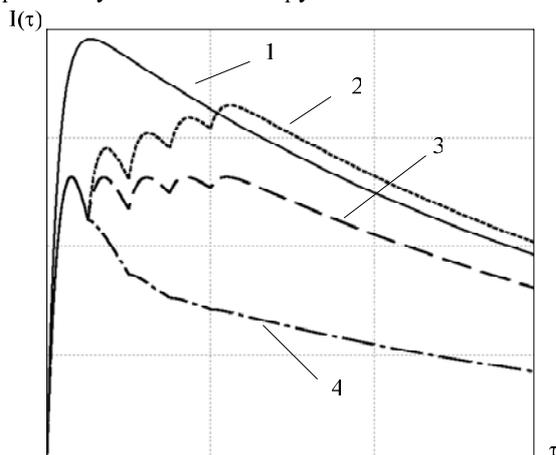


Рис. 5. Изменение формы импульса тока в зависимости от напряжения зарядки ЕНЭ и порядка их включения

Таким образом, при одном и том же модульном составе испытательной установки, управляя временем включения ЕНЭ, напряжениями зарядки ЕНЭ и количеством модулей, можно формировать импульсы тока с АВП, изменяющимися в широком диапазоне.

ВЫВОДЫ

1. Получены аналитические соотношения для расчета импульса тока в активно-индуктивной нагрузке при программируемом разряде на нее подобных емкостных накопителей энергии.

2. Показано, что в зависимости от количества модулей в ЕНЭ, параметров нагрузки и модуля может иметь место различный характер тока в нагрузке. Причем по мере подключения ЕНЭ увеличивается степень затухания импульса тока.

3. Представлен анализ влияния программы включения емкостных накопителей энергии и отношения их напряжений зарядки на форму импульса тока.

Материалы статьи могут быть использованы для исследования возможностей формирования импульса тока с заданным характером изменения значений во времени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. 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.
3. 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.
4. Губарев Г.Г., Северин В.П. Оптимизация параметров импульсных источников питания // Электричество. – 1983. – №1. – С. 64 – 65.
5. Губарев Г.Г., Конотоп В.В. Трехкритериальная оптимизация импульсных источников питания // Известия Академии наук СССР. Энергетика и транспорт. – 1984. – №6. – С. 66 – 73.
6. Фридман Б.Э. Переходные процессы при программируемом разряде емкостного накопителя энергии // Электричество. – 1989. – №12. – С. 36 – 41.
7. Емелин П.Ю., Рутберг Ф.Г., Фридман Б.Э. Исследование программируемого разряда емкостного накопителя энергии // Известия академии наук. Энергетика. – 1994. – №3. – С. 41 – 49.
8. Фридман Б.Э. Формирование импульса тока при программируемом разряде емкостного накопителя энергии // Электричество. – 1999. – №6. – С. 42 – 48.
9. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники: Учебник для студентов энергетических и электротехнических вузов. – М.: Высш. школа, 1973. – 752 с.
10. Конторович М.И. Операционное исчисление и процессы в электрических цепях. – М.: Сов. радио, 1975. – 320 с.

Поступила 21.05.2009

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

КОМПЬЮТЕРНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНЫХ ИНДУКТОРНЫХ СИСТЕМ

Описана схема, принцип дії і робота комп'ютерного вимірювального комплексу, розробленого для експериментальних досліджень індукторних систем при магнітно-імпульсній обробці металів в широкому діапазоні робочих частот ~ 1 – 30 кГц.

Описана схема, принцип действия и работа автоматизированного измерительного комплекса, разработанного для экспериментальных исследований индукторных систем при магнитно-импульсной обработке металлов в широком диапазоне рабочих частот ~ 1 – 30 кГц.

ВВЕДЕНИЕ

В практике разработки компонент МИОМ важной и трудоемкой задачей является разработка индукторных систем с заданными рабочими характеристиками. Перед внедрением созданного инструмента, основным элементом которого является индуктор, проходит множество испытаний. В ходе экспериментов проводится проверка формы распределения магнитного поля и сил взаимодействия индукторной системы и заготовки на испытательном стенде малой мощности. Также проводится сопоставление результатов, полученных экспериментальным путем с теми, что были рассчитаны теоретически [1].

Учитывая необходимость большого числа измерений, автоматизация эксперимента приобретает крайнюю значимость и актуальность.

Наиболее рациональным представляется использование системы позиционирования совместно с персональным компьютером.

Такой набор обусловлен несколькими причинами. В настоящее время персональный компьютер присутствует практически на любом рабочем месте. Кроме того, при добавлении разнообразных программно-аппаратных средств компьютер очень легко превращается в аналитический комплекс. Подобные средства для модернизации компьютеров выпускаются многими фирмами [2, 3, 4]. Однако их довольно высокая стоимость препятствует широкому применению. Кроме того, таким комплексам присуща узконаправленная специфика и, приобретая его для конкретной задачи, трудно использовать для другой, пусть даже несколько видоизменной.

Самым простым вариантом в таком случае является использование того оборудования, которое присутствует в конструкции простого персонального компьютера (ПК). Он уже содержит практически все требуемые аппаратные средства. Необходимо лишь их согласование и соответствующая настройка.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Целью работы является разработка и описание компьютерного комплекса для измерения пространственно – временного распределения амплитуды импульсов тока в виде затухающей синусоиды в диапазоне частот 1...30 кГц.

Измерительный комплекс состоит из трех укрупненных составляющих: ранее разработанный источник мощности НГИТ [5], аппаратная часть и программа управления комплексом и обработки информации.

Программная часть комплекса подразделяется на три составляющие:

- программы для управления блоками комплекса во время измерений;

- программы, управляющие самим измерителем, выполняющие дополнительную математическую обработку результатов измерений и заносящие их в базу данных;

- программы для работы с результатами измерений в базе данных.

Интерфейс разработанной программы достаточно прост, интуитивно понятен и обладает достаточным количеством отображаемой информации. Он удобен в управлении. Вместе с тем окна программной среды не перегружены.

В главном окне рис. 1 отображаются результаты измерений в графическом виде и клавиши управления для необходимой обработки данных. В ходе измерения индикатор прогресса показывает относительное положение датчика в электромагнитной системе. По окончании измерения выводится графическая зависимость амплитуды магнитного поля от геометрического положения датчика. Результаты измерения можно сохранить как в виде таблицы числовых результатов, так и в графическом варианте. В дальнейшем сохраняется возможность открытия уже измеренных значений распределения характеристик поля.

Следующее окно рис. 2 вызывается из меню и содержит информацию об установках, применяемых для управления модулем перемещения.

Работа с периферийным портом в третьем окне рис. 3 заключается в выборе порта из списка доступных устройств.

Оригинальность разработки состоит в том, что программа управления представляет независимый функционально законченный продукт. Для работы не требуется программная среда разработчика. В качестве аппаратной части задействованы встроенные модули персонального компьютера.

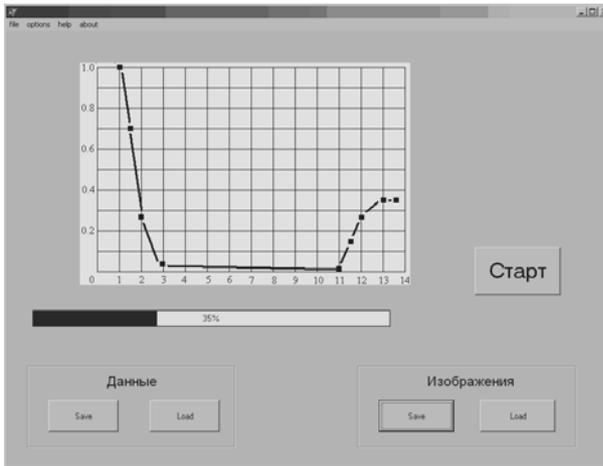


Рис. 1. Главное окно программы

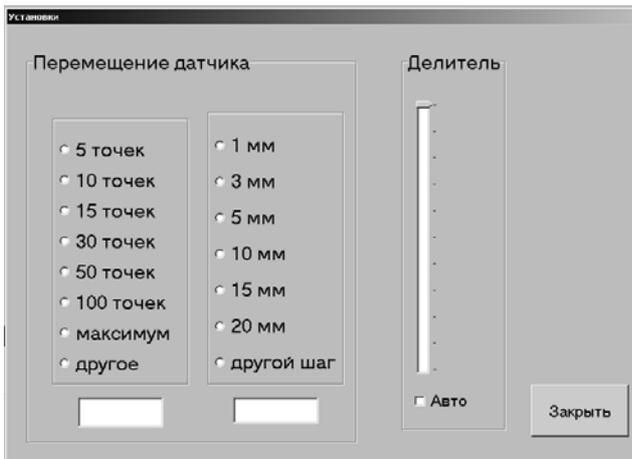


Рис. 2. Служебные установки дискретизации перемещения датчика и установки делителя входного сигнала



Рис. 3. Конфигурация устройства ввода-вывода

Для вывода информации о разработчиках программного обеспечения и версии программы было создано окно, представленное на рис. 4.

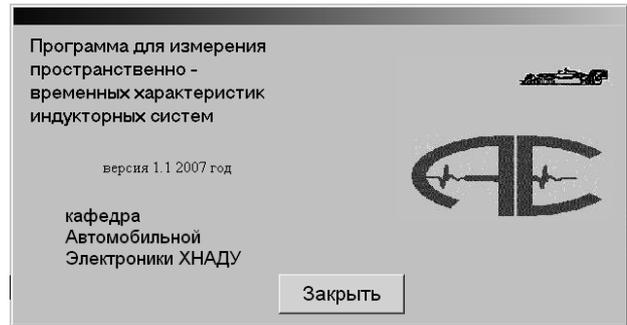


Рис. 4. Окно информации о версии программы и разработчиках

Аппаратная часть измерителя обеспечивает выполнение следующих функций:

- управление отдельными измерительными блоками;
- проведение измерений характеристик магнитных полей электромагнитной системы.

Функциональная схема взаимодействия компонентов измерительного комплекса представлена на рис. 5.

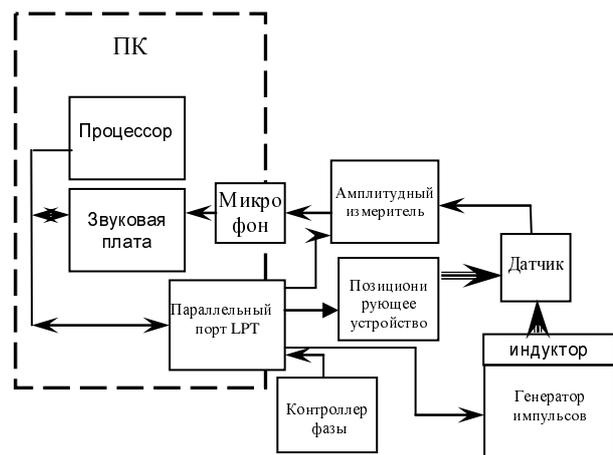


Рис. 5. Функциональная схема измерительного комплекса

Для связи измерительного блока с компьютером используется параллельный порт (LPT).

Контроллер фазы предназначен для генерации сигнала разрешения разряда. Сигналом, пришедшим с компьютера, производится запуск разряда магнитного импульса. Схема модуля контроллера фазы присутствует в разработанном ранее источнике мощности [5].

Для непосредственного измерения сигнала с датчиков применена схема амплитудного измерителя, формирующего постоянное выходное напряжение, пропорциональное амплитуде входного импульсного напряжения. В измерительном комплексе использована классическая схема с цепью сброса, схема которого показана на рис. 6.

Временные диаграммы измерителя представлены на рис. 7.

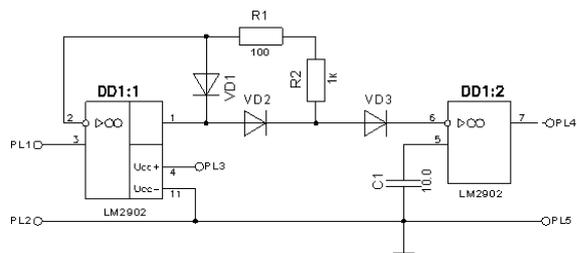


Рис. 6. Схема амплитудного измерителя

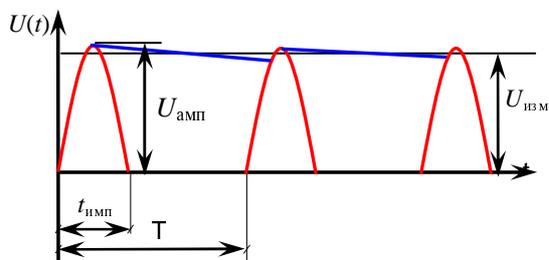


Рис. 7. Принцип работы амплитудного выпрямителя

Перемещение позиционирующей линейки производит шаговый двигатель с контроллером, схема которого показана на рис. 8.

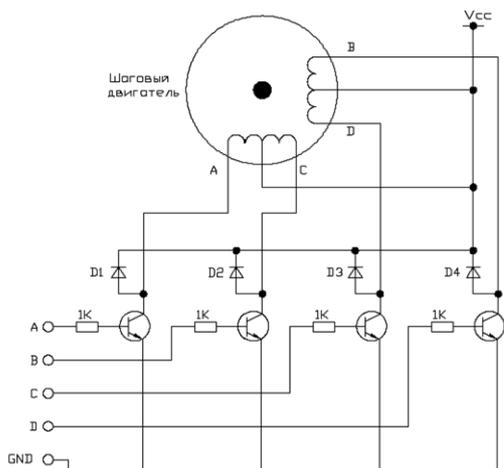


Рис. 8. Функциональная схема контроллера шагового двигателя

Общий вид аппаратного модуля измерительного комплекса представлен на рис. 9.

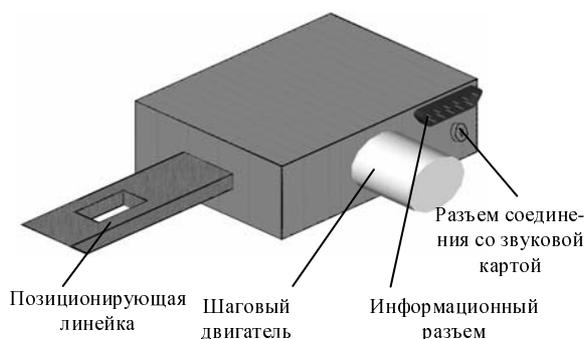


Рис. 9. Общий вид аппаратного модуля измерительного комплекса

ВЫВОДЫ

1. Разработан измерительный комплекс, позволяющий проводить исследование распределения напряженности магнитного поля в индукторных системах при частоте разрядного тока 1 – 30 кГц.

2. Применение ранее разработанных модулей и аппаратной части ПК позволило уменьшить себестоимость комплекса.

3. Разработанная программа имеет дружественный интуитивно понятный интерфейс, что делает работу с ней легкой и удобной.

4. В программе управления заложено множество сервисных функций, позволяющих вести хронологию процесса, запись в различных форматах и контролировать параметры модулей комплекса.

5. Внедрение автоматизированного перемещения существенно повышает точность позиционирования индукционного преобразователя.

6. В целом, при использовании измерительного комплекса существенно повышается скорость и качество работы. Существенно возрастает её эффективность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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-Горнадо". 2003.- 285 с.
2. www.holit.ua
3. www.labview.com.ua
4. www.aviaok.com.ua
5. Бондаренко А.Ю., Сериков Г.С., Чаплыгин Е.А. Низковольтный генератор импульсов тока широкого частотного диапазона для физического моделирования // Электротехника і електромеханіка. Харків. 2007, №6, С. 66-69.

Поступила 21.11.2008

Сериков Георгий Сергеевич

Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет

Украина, 61002, Харьков, ул. Петровского, 25, т. 700-38-52

Abstracts

Electrical Mashines and Apparatus

Bloshenko I.Ya.

Development of traction electric motors for railway and urban electrified transport of Ukraine.

The basic trends of development of traction electric motors for perspective diesel locomotives, electric- and diesel-trains, trams, trolleybuses, newly designed in Ukraine, are substantiated in the article.

Key words – traction electric motors, railway and urban electrified transport, basic trends of development.

Bolukh V.F., Koritchenko K.V.

Mainstreams of development of electromechanical impulse accelerators.

The main types electromechanical impulse accelerators, namely, electromagnetic, magneto-electric, railotron, electrodynamic and induction ones, are described. The general characteristic of the mentioned accelerators is given, their advantages and shortcomings as well as level of their development are shown. Variety of induction accelerators and their application in industry, science, aerospace and military spheres are analyzed.

Key words – electromechanical impulse accelerators, development, mainstreams, analysis.

Bondarenko V.E., Vepryk V.J.

Equations and parameters of electric machines in models of electric networks with motors.

Equations of elements of electric systems with propulsion load centers are presented in differential and discrete forms in phase co-ordinates for simulation of transients by implicit methods of numeral integration.

Key words – transient processes, electric machines, electric networks, mathematical models.

Vepryk J.N., Minchenko A.A.

Switching overvoltage in 750 kV power line.

A mathematical model of electromagnetic transients in electric systems based on application of discrete nodal equations in phase co-ordinates and implicit methods of numerical integration is presented, allowing simulation of transients under symmetric and asymmetrical, single and multiple switchings and faults in electric networks of arbitrary configuration.

Key words – transients, switching overvoltage, mathematical modelling, phase co-ordinates.

Gusarov A.A., Kovalev E.B.

Analytical determination of steady-state temperature field in a rotor winding subject to current displacement in the slot of an asyn-

5 chronous short-circuited motor.

With application of theory of electromagnetic field for a flat linear polarized wave, analytical research into temperature distribution in the rotor winding of asynchronous motors is done for stationary modes with allowance for current displacement.

Key words – flat polarized wave, slot heating, temperature distribution, current displacement, stationary mode, asynchronous motor.

Zinchenko E.E., Finkelshein V.B.

24

7 A calculation technique for switched reluctance motors.

The paper presents a calculation technique for switched reluctance motors. The design technique takes into account change in voltage on rectifier capacitor, variation of torque moment, saturation of magnetic core, growth of magnetic flux in the stator and rotor back under pair commutation, with elements of magnetic core optimization with application of manufactured elements and asynchronous motor units.

Key words – switched reluctance motor, calculation technique, geometrical dimension.

Litvinenko V.V.

30

14 Qualitative analysis of a proximity effect in an induction dynamic drive with a twisted coil.

The qualitative analysis of a proximity effect in an induction dynamic drive with a twisted coil is performed. The fill factor of the coil is estimated, recommendations on the coil construction are given.

Key words – twisted coil, construction, current density, proximity effect.

Milykh V.I., Badovsky V.A.

33

17 Principles of a full-factor numerical field analysis of a turbogenerator's load conditions.

A principle of a turbogenerator's load conditions analysis by means of a numerical calculation of magnetic field is introduced. One of its results is an excitation current under specified parameters at the stator winding output. The magnetic field in the load conditions is calculated in the turbogenerator's cross-section with active resistance of the stator winding and inductive reactance of its frontal parts taken into account.

Key words – turbogenerator, magnetic field, numerical analysis, load conditions.

Soskov A.G., Sabalaeva N.O.

38

21 Calculation of switching overvoltage in direct-current hybrid contactors and methods of its limitation.

Methods of switching overvoltage limitation on power semiconductor devices in hybrid contactor semiconductor switches during direct-current circuits commutation are analyzed. A calculation technique for overvoltage limiters parameters for

the circuits is proposed.

Key words – **switching overvoltage, semiconductor switch, overvoltage limiter, varistor.**

Kharchyshyn B.M.

Generalized static characteristic of a comb-type polarized motor with dissymmetrical structure.

Dependences which describe a static characteristic of a polarized motor of a dissymmetrical comb structure and form the basis for a technique of its main dimensions choice have been revealed.

43

Key words – **polarized motor, structure dissymmetry, static characteristic.**

Electrical Engineering: Theory

Baranov M.I.

Electrophysical effect of mutual phase shift of excitation and induction pulse currents of various frequencies in thin and massive conductors.

On the basis of fundamental principles of the classical theory of electricity and the theory of electrical engineering, a new scientific explanation is given for an electrophysical effect of mutual phase shift of the primary (excitation) and the secondary (induction) pulse currents in a deformed

47

metal piece which is observed during electrodynamic working of metals by strong pulsed magnetic field, the effect depending on the current frequency, depth of the magnetic field penetration into the metal piece and the thickness of piece being treated.

Key words – **pulsed magnetic field, electrophysical effect, phase shift of currents, inductor's excitation current, piece's induction current.**

High Electrical and Magnetic Field Engineering

Baranov M.I.

Simplified physics of electric-discharge processes in high-voltage multigap condenser constructions.

An approximate calculation of charge, voltage and capacity distribution is performed for a high-voltage flat-type condenser construction applied in gas-discharge arresters. The construction contains a line of auxiliary metal electrodes separated with insulation gaps placed between the two basic metal electrodes. It is revealed that voltage breakdown time in the insulation gap between the basic electrodes is specified by the breakdown time of one of the insulation gaps between the auxiliary and the basic electrodes.

Key words – **high-voltage multigap condenser constructions, metal electrodes, electric-discharge processes, voltage breakdown time, calculation.**

Batygin Yu.V., Gnatov A.V.

Calculation of electrodynamic forces in an induction inductor system with a non-ferromagnetic massive screen and a sheet work-piece.

The article is dedicated to operation of an induction inductor system with a non-ferromagnetic massive screen and a sheet work-piece in low frequency mode of acting fields. Some analytical relations for computation of the basic characteristics of electrodynamic processes are obtained. It is shown that time-integral action of attraction forces has cumulative nature and the repulsive forces integral action tends to zero.

Key words – **induction inductor system, non-ferromagnetic massive screen, sheet work-piece.**

Petkov A.A.

Transients at programmed switching of similar energy capacitor storages.

In the work, analytical expressions for current impulse description in load under programmed switching of similar energy capacitor storages are obtained. A feasibility of the current impulse shape regulation by changing the switching program and the storage charge voltage is shown.

Key words – **energy capacitor storage, programmed switching, current impulse, test device.**

Serikov G.S.

A computer-based measurement complex for magnetic pulse inductor system characteristics.

A scheme, action principle and work of a computer-based measurement complex developed for experimental research on magnetic pulse metal working inductor systems in the wide frequency interval of 1 – 30 kHz are described.

56

Key words – **computer-based complex, magnetic pulse metal working inductor systems, characteristics, measurement.**

60

65

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.

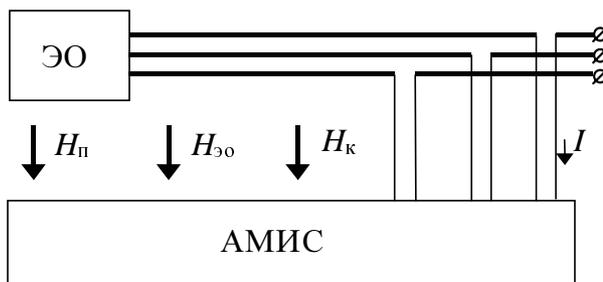


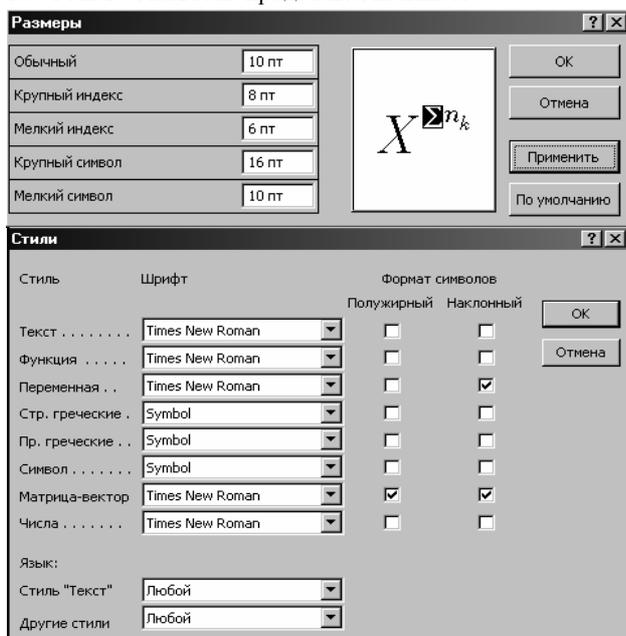
Рис.1. Функціональна схема пристрою

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 $\tau_{u \max}$ - ..., $T_k \text{ внутр}$ - ...

Настройки редактора формул для меню "Розмір" та "Стиль" символів представлені нижче:



Кирилічні 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 01.07.09

або

Надійшла 01.07.09

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

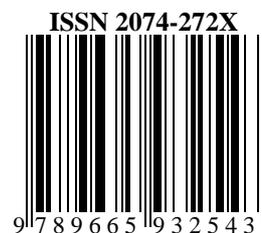
2009'4

**Рекомендовано до видання Вченою радою
Національного технічного університету
«Харківський політехнічний інститут»
Протокол №8 від 26 червня 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 25.06.2009 р.
Формат 60 × 90 1/8. Папір Prima Copy
Друк - лазерний. Ум. друк. арк. 9,0.
Наклад 300 прим. 1-й завод - 100. Зам. № 000. 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
