



ЗМІСТ

Електротехніка. Визначні події. Славені імена

Гречко А.М.	Плавкие предохранители. Назад в будущее	3
-------------	---	---

Електричні машини та апарати

Болух В.Ф., Корытченко К.В., Кочерга А.Г.	Индукционно-динамическое ускорение массивных объектов, обладающих начальной скоростью	8
Бондар Р.П., Голенков Г.М., Подольцев О.Д.	Моделювання робочих характеристик віброзанурювача з лінійним електроприводом в пакеті MATLAB/SIMULINK	13
Варванський А.Ю.	Аналіз магнітного поля стартер-генератора постійного струму з неявнополюсним статором для тепловозів	18
Гальченко В.Я., Якимов А.Н., Остапушенко Д.Л.	Использование метода граничных интегральных уравнений в оптимальном 3-d проектировании осесимметричных электромагнитов с выбором формы полюсных наконечников	20
Заблудский Н.Н., Шинкаренко В.Ф., Плюгин В.Е., Мухаммад Т.	Проблемы процедурного подхода в проектировании электрических машин	25
Любарский Б.Г., Северин В.П., Рябов Е.С., Емельянов В.Л.	Синтез тягового реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком для скоростного подвижного состава	28
Подольцев А.Д., Бондарь Р.П.	Моделирование работы трехфазного линейного синхронного двигателя колебательного движения в пакете MATLAB/SIMULINK	31
Радимов И.Н., Рымша В.В., Гулый М.В., Кравченко П.А.	Исследования вентильного двигателя с внутренними постоянными магнитами при двух способах соединения фаз обмотки статора	35
Рымша В.В., Радимов И.Н., Процына З.П., Кравченко П.А.	Сопоставительный анализ энергетических свойств вентильно-реактивных двигателей с различным числом фаз	39

Теоретична електротехніка

Баранов М.И.	Приближенная модель радиального распределения свободных электронов в мантии земли и инверсия геомагнитного поля	42
Баранов М.И.	Приближенный расчет магнитного момента Земли	46

Бранспиз Ю.А., Вельченко А.А.	Подавление явления Гиббса при расчете магнитного поля с граничным условием, задаваемым разрывной функцией	49
Придубков П.Я., Хоменко І.В.	Взаємодія рухомих і нерухомих зарядів в стаціонарному полі провідного середовища	53

Техніка сильних електричних та магнітних полів

Байда Е.И.	Динамика деформации объекта при магнитно-импульсной обработке материала	56
Батыгин Ю.В., Гнатов А.В., Драченко С.А., Гаврилова Т.В.	Расчет электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным экраном и ферромагнитной листовой заготовкой	60

Електричні станції, мережі і системи

Пентегов И.В., Рымар С.В., Безручко В.М.	Оптимизация фильтров токов нулевой последовательности автотрансформаторного типа и их сравнительный анализ	64
--	--	----

Інформація

Кузьмин В.В., Шпатенко В.С.	О перспективах применения постоянного тока в энергетике, промышленности и транспорте	72
	Розподільні пристрої з елегазовою ізоляцією SafeRing & SafePlus: безпека, надійність, компактність	74

ШАНОВНІ ЧИТАЧІ!

Науково-практичний журнал “Електротехніка і Електромеханіка” – передплатне видання. Звертаємо вашу увагу, що починаючи з 2006 року журнал виходить шість разів на рік. Вартість передплати на рік – 136,44 грн., на два місяці – 22,74 грн., на чотири місяці – 45,48 грн., на шість місяців – 68,22 грн., на вісім місяців – 90,96 грн., на десять місяців – 113,7 грн. Передплатний індекс: 01216.

ШАНОВНІ АВТОРИ ЖУРНАЛУ!

Постановою президії ВАК України від 15 січня 2003 р. № 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 та перереєстровано постановою президії ВАК України від 10 лютого 2010 р. № 1-05/1. 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 2008 рік розміщено на сайті НТУ «ХПІ» (<http://www.kpi.kharkiv.edu/eie/>).

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 наведені на офіційному сайті НТУ «ХПІ» (<http://www.kpi.kharkiv.edu/eie/>). Статті, оформлені згідно з Вимогами, будуть публікуватися у першу чергу.

ПЛАВКИЕ ПРЕДОХРАНИТЕЛИ. НАЗАД В БУДУЩЕЕ

У статті наведено короткий нарис про історичні події раннього етапу розвитку теплових запобіжників у кінці XIX – початку XX століть.

В статті приведено короткий огляд об історичних подіях раннього етапу розвитку плавких предохранителей в конце XIX – начале XX веков.

Плавкий предохранитель... Как много в этом звуке для сердца аппаратчика слилось! Как много в нем отозвалось... Так и хочется перефразировать великого Пушкина! И в самом деле, практически ни один учебник по электрическим аппаратам не обходится без рассмотрения вопросов, касающихся данных аппаратов защиты. Конструкция, принцип действия, металлургический эффект, время-токовая характеристика, селективность, токоограничивающий эффект, интеграл Джоуля и многое другое – казалось бы, все о предохранителях уже давно известно, и "темных" пятен в этой области не осталось. Однако в отечественной литературе Вы практически не найдете информации о раннем этапе развития предохранителей, их первых конструкциях, хронологии событий и интересных исторических фактах, личностях, которые оказали влияние на становление и развитие предохранителей в конце XIX – начале XX веков. Таким образом, рассмотрение перечисленных выше вопросов и является целью данной статьи.

На Международной конференции по электрическим предохранителям и их применению (International Conference on Electrical Fuses and their Applications ICEFA), которая проходила в г. Гданьск в сентябре 2003 г. профессор Стокс из Сиднейского университета отметил: "Современные электрические предохранители – изумительные устройства для защиты жизни и оборудования от потенциальной мощности неконтролируемого электричества. Начиная с возникновения электричества в 70-х годах XIX века, они были на передней линии электрической защиты. Справедливо сказать, что без практически безотказной работы электрического предохранителя не было бы современной электропромышленности. Электричество было бы слишком опасным для широко повсеместного применения" [4].

Несмотря на такие "теплые" слова в адрес предохранителя, наверное, более "обижаемого" электрического аппарата не найти. Что только не устанавливают вместо него в распределительных устройствах (РУ) – от пресловутых "жучков" и разнообразных металлических деталей (рис. 1) до отверток и напильников (!). Интересно, что еще 40-50 лет назад во многих случаях считалось допустимым применение вместо плавких предохранителей обыкновенных железных гвоздей (в некоторых справочниках по электротехнике издания 50-60-х годов XX века даже приводились данные по току плавления гвоздей различных диаметров и длин) [1].

Халатное отношение к аппаратам защиты, попытка на них сэкономить, зачастую оборачивается серьезными авариями, последствия от которых являются несоизмеримо большими с материальной точки зрения.

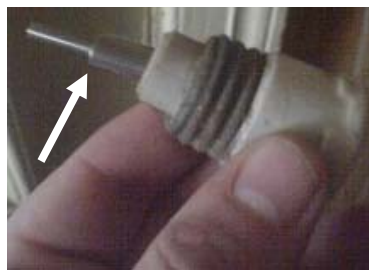


Рис. 1. Вечный "предохранитель"

Есть пример, когда на предприятии была установлена новая современная автоматизированная система управления технологическим процессом стоимостью около 10 млн. долларов, а ее защита осуществлялась предохранителями в РУ, показанными на рис. 2.

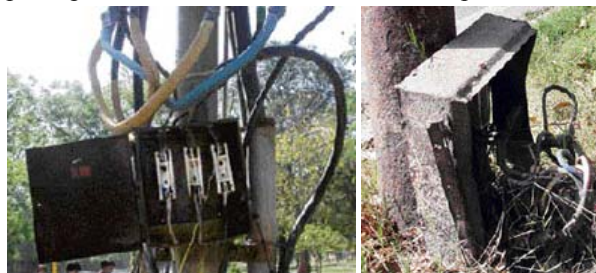


Рис. 2

Точная дата, когда предохранитель (по англ. *fuse* от лат. "*fusus*" – плавиться) впервые стал применяться в электротехнической области, до сих пор не известна – этот вопрос остается объектом обсуждения.

Поиск ранних упоминаний о "предшественниках" предохранителей приводит нас в эпоху статического электричества, в 1774 г. к инженеру Эдварду Нэрну (*Edward Nairne*), который пытался использовать провода определенной длины для разрядки лейденских банок [3]. По его задумке провода должны были действовать как разрядные резисторы, однако, в случае возникновения, по какой-либо причине, больших значений разрядных токов, провод действовал уже как предохранитель, плавясь и распадаясь на мелкие шарики [3].

Говоря о раннем этапе развития предохранителей, нельзя не отметить роль подданного Франции Луи Франсуа Клемана Бреге (*Louis Francois Clement Breguet*) (рис. 3).

Луи Франсуа Клеман Бреге – французский физик, часовых дел мастер (его дед Абрахам-Луи Бреге является основателем всемирно известной швейцарской часовой компании Breguet [6] (с 1999 г. – часть компании Swatch Group), среди клиентов которой в разные времена были такие выдающиеся личности, как Наполеон Бонапарт, Александр I, Уинстон Черчилль).



Рис. 3. Луи Франсуа Клеман Бреге (1804-1883)

Луи Франсуа получил домашнее образование, но к 14 годам практически не умел читать. После получения образования в г. Женеве Луи Франсуа возвращается в г. Париж, работая поначалу в семейной компании у отца, но затем решает заняться другим делом. Луи Франсуа Бреге изобрел различные виды электрических и газовых счетчиков, электрический телеграф для писем, а также механизмы защиты для железных дорог. Что касается области предохранителей, то в 1847 г. Луи Бреге впервые исследовал, что провода малого диаметра могут использоваться для защиты телеграфных установок от ударов молнии. Также, тонкие провода, расплавляясь, могли защитить аппаратуру и провода непосредственно внутри здания [5]. Однако данные исследования не нашли своего практического применения ни в виде патента, не говоря уже о промышленном производстве.

Что касается практического использования, то в ряде работ [2, 3] говорится, например, что в 60-х годах XIX века провода из платины уже использовались для защиты подводных кабелей (*undersea cables*), а применение тонких медных проводов (позже – медной фольги) для защиты телеграфных кабелей (*telegraph cables*) и осветительных установок (*lighting installations*) датируется 1864 г.

В 1879 г. простая конструкция предохранителя в виде тонкого провода была модифицирована проф. С. Томпсоном (*S.P. Thompson*) [3], который предложил использовать конструкцию (рис. 4), состоящую из двух железных проводов *1*, соединенных между собой металлическим шариком *2*.

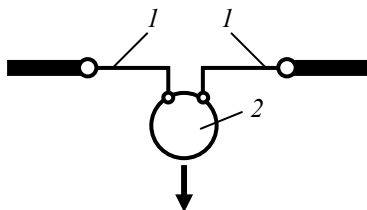


Рис. 4. Конструкция С. Томпсона

В описании к данной конструкции указывалось, что шарик может изготавливаться из сплава свинца и олова или любого другого проводящего материала с низкой температурой плавления. При достаточно большом токе, протекающем по предохранителю в течение длительного времени, происходит плавление шарика, который падает под действием силы тяжести, позволяя проводам разомкнуться и отключить цепь. Здесь стоит отметить, что подавляющее большинство электрических цепей того периода были постоянного тока, поэтому необходимо было приложить достаточ-

но быстрое разъединяющее усилие для успешного гашения электрической дуги.

Определенной разновидностью конструкции Томпсона является вариант предохранителя, предложенный Бойсом (*C.V. Boys*) и Канингэмом (*H.H. Cunyngham*) и запатентованный ими в 1883 г. В их варианте ток протекал по двум плоским пластинам *1*, изготовленным из пружинящего материала, одни концы которых были жестко зафиксированы, а вторые – предварительно изогнуты и спаяны, как показано на рис. 5.

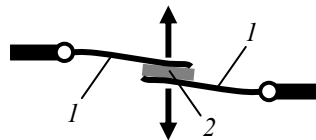


Рис. 5. Конструкция Бойса и Канингэма

При токе, выше определенного значения, место пайки *2* плавится, и пластины расходятся в разных направлениях, обеспечивая, тем самым, быстрое замыкание цепи. Были также разработаны другие, похожие варианты предохранителей, основанные на описанном принципе [3].

Следующим этапом развития предохранителей можно назвать их применение в качестве элемента защиты нитей накаливания в электрических лампах, публикация демонстрация которых происходит практически одновременно (по разным данным 1878-1880 гг.) по обе стороны Атлантического океана: в Британии Дж. Сваном (*Joseph Wilson Swan*), в США – Т.А. Эдисоном (*Thomas Alva Edison*) (рис. 6).



Рис. 6. Т.А. Эдисон (1847-1931) и Дж. Сван (1828-1914)

Подробную информацию о перипетиях противостояния двух изобретателей на почве изобретения лампы накаливания можно найти во многих источниках. Что же касается применения именно предохранителей в лампах накаливания и осветительных установках, то интересные сведения можно найти, например, в [7], где собраны выдержки из статей, писем, переписок изобретателей, ученых, инженеров того времени, которые говорят о том, что есть определенные сомнения о конкретном изобретателе предохранителя. Далее кратко приведем наиболее интересные моменты из данной книги.

Так, согласно письму Дж. Холмса (*J.H. Holmes*), приведенного в первом томе Дж. Дреджа (*J. Dredge*) "Electric Illumination" (опубликован в августе 1882 г.) говорится, что патент Т.А. Эдисона, является первым официальным известием о свинцовом проводе безопасности (оригинальное название "safety guard"). Однако тут же заявляет, что Дж. Сван в середине декабря 1880 г. использовал для защиты ламп накаливания, установленных в одном из помещений близ г. Лондона,

"оловянную фольгу для предохранителей, которая была зажата между двумя латунными блоками деталью из дерева, а позже из стеатита". А в каталоге "Swan United Electric Light Co" (1883 г.) уже были приведены такие предохранители, которые назывались "safety-fusing bridges".

При описании в журнале "Engineering" (март 1882 г.) системы электрического освещения лондонского театра Савой (The Savoy Theatre), в котором использовались лампы Дж. Свана, говорится, что разработанные им некие плавкие шунты безопасности ("fusible safety shunts") были предназначены, прежде всего, для защиты ламп от разрушения при протекании по ним большого тока, а не для защиты от электрической опасности, которая, по мнению Дж. Свана, "почти невозможна на практике". Однако в том же номере журнала описывается эксперимент, закончившийся серьезным коротким замыканием, и по предложению Дж. Роурта (*John S. Raworth*) провод из легкоплавкого металла необходимо было в дальнейшем размещать в закрытой области (точнее, он предложил использовать деревянную коробку из-под пилуль). Вот такой предок был у современных керамических корпусов предохранителей!

Наличие в каждой лампе накаливания Свана предохранителя, который представлял собой кусочек оловянной фольги, было вызвано, как отмечалось выше, необходимостью защиты лампы, так как в то время обеспечить необходимое значение напряжения и поддерживать его на требуемом уровне было довольно сложной задачей, а стоимость лампы была, по тем временам, довольно высокой – 25 центов [8].

Перечисленные факторы способствовали дальнейшим исследованиям по разработке более надежных и безопасных конструкций предохранителей, так как других защитных аппаратов в то время попросту не было. Об этом говорит следующий факт.

Во время известной Лауфен-Франкфуртской электропередачи, которую осуществил М.О. Доливо-Добровольский в рамках международной выставки в г. Франкфурте-на-Майне (1891 г.) были применены практически все элементы системы передачи электроэнергии, разработанные еще тогда и используемые по сей день практически без изменений. Перед главным входом на выставку в г. Франкфурте-на-Майне был построен искусственный водопад и установлен мощный *асинхронный двигатель* (100 л.с., т.е. около 75 кВт), который приводил в движение насос, подававший воду к декоративному водопаду [9]. Небольшая гидроэлектростанция с *трехфазным синхронным генератором*, которая с помощью *трансформаторов* передавала электроэнергию по *ЛЭП* на деревянных столбах на невиданное в те времена расстояние в 170 км (до этого момента дальность электропередачи обычно не превышала 15 км), была построена на р. Неккар, в местечке Лауфен [9]. Таким образом, небольшой искусственный водопад приводился в действие энергией естественного водопада, удаленного от первого на 170 км – налицо не что иное, как энергетическая цепь. Существует точка зрения, что именно с этого момента берет свое начало современная электрификация [10].

Все хорошо, полный восторг, но... Как отключить данную цепь? Разработано практически все, но

как таковых аппаратов защиты в этой цепи нет – силовые выключатели еще не изобретены, а вращение двигателя необходимо ж когда-то остановить. На помощь пришли как всегда предохранители!

М.О. Доливо-Добровольский предусмотрел в своей цепи вблизи источника энергии участок ЛЭП с тонкими проводами, а непосредственно на выставке, вблизи двигателя над проводами был подвешен ... металлический прут! Когда двигатель нужно было отключить, прут опускали, создавалось трехфазное короткое замыкание, тонкие провода перегорали и цепь отключалась. В какой-то мере такое решение было выходом из положения, однако, безусловно, временным, и подробно останавливаться на недостатках такого решения смысла нет.

Значительный вклад в теорию процессов, происходящих при плавлении предохранителя, внес А. Кокбурн (*A.C. Cockburn*). Он критически отзывался о предохранителях своих предшественников и принял попытку разработать такую конструкцию, которая бы максимально основывалась на теоретических положениях. Для этого в 1887 г. он провел исследования, касающиеся нагрева предохранителя, установил влияние температуры нагрева плавкого элемента на минимальное значение тока, при котором начинается плавление предохранителя. В попытке определить наиболее подходящие материалы для изготовления плавких элементов предохранителей, А. Кокбурн исследовал характеристики (теплоемкость, теплопроводность, электропроводность) различных материалов. В частности, установил, что материалы, которые подвержены быстрому и значительному окислению, являются непригодными к использованию в качестве плавких элементов предохранителей, т.к. характеристики последних при этом будут нестабильными, и со временем будут изменяться.

На основании проведенных исследований А. Кокбурн предложил конструкцию предохранителя (рис. 7), в котором груз из непроводящего материала 2 находился на плавком элементе 1. При достаточной степени оплавления плавкого элемента (провода) груз вызывал его обрыв, и, по заявлению А. Кокбура, характеристики предохранителя оказывались более стабильными, чем у других предохранителей того времени. А. Кокбурн назвал такой результат магическим, волшебным.

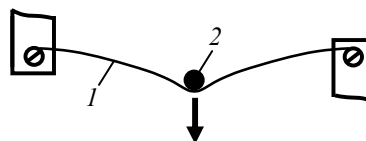


Рис. 7. Конструкция А. Кокбура

Исследования А. Кокбура показали, что предохранители того времени "далеки от научной основы", так как были случаи, когда минимальный ток плавления предохранителя во много раз превосходил номинальный ток защищаемого оборудования. А. Кокбурн предложил, чтобы предохранитель срабатывал при токе, большем номинального тока защищаемой цепи в 1,5-2 раза. Однако ни времен срабатывания, ни тем более время-токовых характеристик, к сожалению, приведено не было.

4 мая 1880 г. Т.А. Эдисон получил патент №227226 на изобретение проводника безопасности

для электрических ламп (safety conductor for electric lights), изображения которого непосредственно из описания патента [11] приведены на рис. 8. *B* – это главный провод цепи, разделенный на две части, и соединенный проводом *C* малого диаметра, способный проводить ток в номинальном режиме, но плавящийся и, тем самым, отключающий цепь, когда ток резко увеличивается [11].

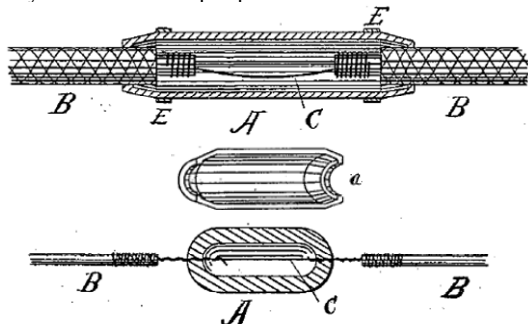


Рис. 8

В патенте также описано два варианта оболочек из непроводящего материала для предохранителя – "простой" формы (снизу на рис. 8) и оболочки (сверху на рис. 8), состоящей из двух половинок *a* ("предпочтительная" форма), одна из которых показана на рис. 8 по центру. Эта оболочка выполнена с небольшим внутренним фланцем, на концах сужается – для надежной фиксации главного провода *B* с помощью колец или лент *E*.

Конструкция Т.А. Эдисона является уже полностью закрытой (ранее рассмотренные варианты были открытого исполнения), отсутствуют механическое растяжение и деформация как главного провода *B*, так и проводника безопасности *C*. Представляет также интерес главное назначение оболочки для предохранителя, которое, согласно патенту, заключается в исключении возможности попадания капель расплавленного металла при перегорании проводника безопасности на ковры, мебель, другие предметы интерьера [11]. Таким образом, впервые в предохранителях стали применяться конструктивные мероприятия, обеспечивающие определенную пожарную безопасность.

Плавкий элемент в предохранителе Т.А. Эдисона находился в воздухе, – какой бы то ни было дополнительный наполнитель внутри оболочки отсутствовал. Это являлось серьезной проблемой, с которой сталкивались первые предохранители при относительно большом напряжении постоянного тока.

В конце XIX века весомый успех был достигнут в области конструкции предохранителей, который позволил решить данную проблему. Главный инженер Brush Electrical Engineering Company англичанин В. Морди (*W.M Mordey*) запатентовал первую оболочку (cartridge) для предохранителя, заполненную материалом для гашения электрической дуги [12, 13]. В его патенте 1890 г. описана плавкая вставка из медного провода (одного или нескольких проводов) малого диаметра или другой тонкой фольги, размещенная в стеклянной трубке или другой подобной оболочке (рис. 9). Главным в описании являлось то, что трубка должна быть полностью или частично заполнена мелкодисперсным материалом, обладающим относительно тока полупроводящими (semiconducting) или пло-

хопроводящими (badly conducting) свойствами, который также должен быть негорючим и невоспламеняющимся. В качестве возможных наполнителей были предложены следующие материалы: сухой мел, мрамор, кирпич, песок, слюда, корунд, асбест.

Как видно из описания конструкции предохранителя и его внешнего вида, уже в конце XIX века мир увидел предохранитель, дошедший до сегодняшних дней практически без изменений.

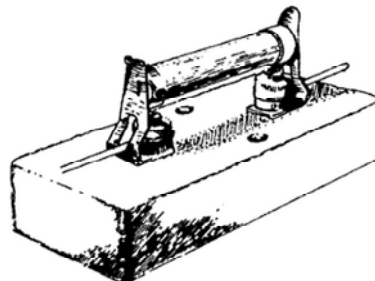


Рис. 9. Конструкция В. Морди

Мелкодисперсный кварцевый песок высокой степени чистоты сегодня является практически безальтернативным средством гашения электрической дуги в предохранителях. При гашении дуги кварцевый наполнитель оплавляется, рассеивает энергию дуги, охлаждает ее, оплавляется и затвердевает в виде так называемых фульгуритных трубок (рис. 10). Название пришло к нам из давних времен: когда древние римляне видели удар молнии в пустыне в землю (в песок), то называли твердые, оплавленные куски песка "фульгуритом" (от лат. *fulgur* – удар молнии). Согласно словарю В. Даля, "фульгурит" – громовая стрела, чертов палец, сплавленный молнией в трубку песок.

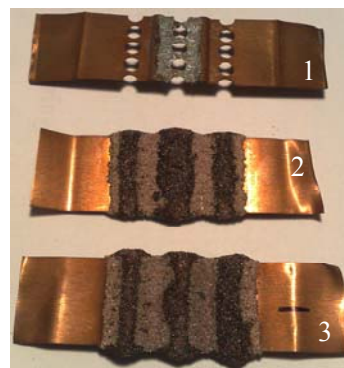


Рис. 10. Плавкий элемент предохранителя (1 – до плавления; 2, 3 – после плавления с образованием фульгуритных трубок)

В начале XX века популярностью пользовалась новая разработка Т.А. Эдисона – плавкая вставка ("Edison safety insert") (рис. 11,а) с наружной резьбой 1 на корпусе 2, внутри которого находился серебряный плавкий элемент 3 в кварцевом наполнителе 4 [14].

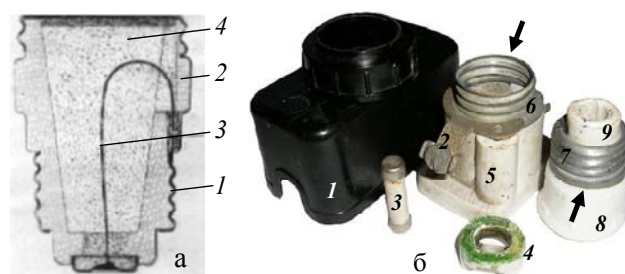


Рис. 11

Данная плавкая вставка по знаменитой резьбе Эдисона (резьба на цоколе обычных лампочек – не что иное как резьба Эдисона, диаметром 27 мм, т.е. E27) ввинчивалась в основание предохранителя, содержащее терминаты для присоединения в электрическую цепь.

Быстрое развитие электроустановок, сопровождающееся увеличением мощности, привело к ограничению применения плавкой вставки Т.А. Эдисона по причине низкой отключающей способности, о чем свидетельствовали серии испытаний, проведенные на электростанциях Германии в 1904 г. Так, согласно [14]: "многие вставки давали сбой с громким хлопком, который сопровождался выбросом пламени, что могло привести к серьезным пожарам". Однако многие принципы Т.А. Эдисона в построении предохранителей, в том числе способ соединения съемной (плавкой вставки) и несъемной (основания) частей предохранителя с помощью резьбы, сохранились и в наши дни (рис. 11,б).

В заключение необходимо отметить популярную конструкцию предохранителя начала XX века, концепция которого, по сути, с небольшими изменениями используется и по сей день. Речь идет о предохранителях "ZED" (позже – "DIAZED") (рис. 12) производства компании Siemens Brothers, общий объем продаж которых только в Великобритании к 1912 г составил более четверти миллиона штук [3].

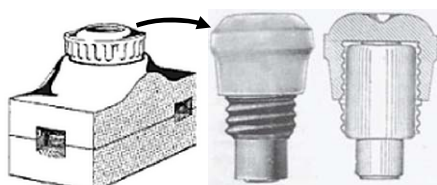


Рис. 12. Siemens-Schuckertwerke (1904 г.)

"DIAZED" означает "DIAMetral gestuftes Zweiteiliges sicherungssystem mit EDisongewinde" – диаметрально двухступенчатая система предохранителя с резьбой Эдисона. Название содержит в себе два ключевых принципа данных предохранителей:

1) *принцип разделения* конструкции на две основные части – съемную и несъемную, и их соединение с помощью резьбы Эдисона;
2) *принцип невзаимозаменяемости*, которая обеспечивается установкой специальных деталей (калибров – поз. 4 на рис. 11,б) с разным диаметром внутреннего отверстия, позволяющая предотвратить установку в основание предохранителя плавкой вставки 3 с большим значением номинального тока, нежели при котором обеспечивается защита электрической цепи.

Калибры, как известно, отличаются не только диаметром внутреннего отверстия, но и цветом. Так, например, калибр и плавкая вставка на 6 А имеют зеленую маркировку, на 10 А – красную, на 20 А – синюю. Интересна история выбора именно таких цветов для предохранителей "DIAZED". В начале XX века в Германии уже находились в обороте почтовые марки номиналом 5, 10, 20 пфеннигов разного цвета (рис. 13), к которым привыкло большинство жителей. Дабы не запутать население окончательно, было принято решение использовать такие же цвета и для маркировки калибров и плавких вставок (сейчас ряд номинальных токов предохранителей изменился – вставок на 5 А нет, вставка зеленого цвета – на 6 А [15]).

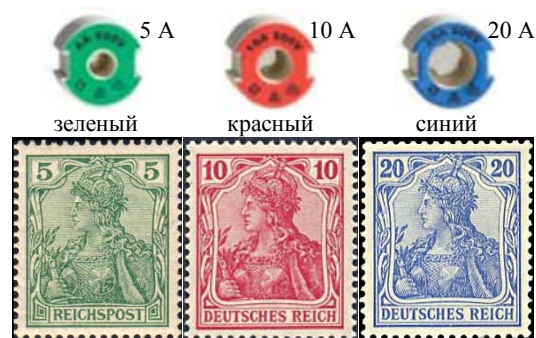


Рис. 13

Таким образом, в статье рассмотрен ранний этап развития предохранителей; установлено, что многие конструктивные решения были разработаны более века назад и, тем не менее, до сих пор успешно применяются, только лишь с использованием новых материалов, технологий. Поэтому, полезно, иногда, обернуться назад, чтобы с уверенностью смотреть в будущее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андроников Д. Плавкий предохранитель – элемент силовой электронной техники // Силовая электроника. – 2007. – № 1.
2. Ferraz Shawmut: still making fuse history // www.ferrazshawmut.com.
3. Wright A., Newbery P.G. Electric fuses. 3rd edition // Institution of Electrical Engineers (IET). – 2004. – pp. 2-10.
4. Gelet Jean-Louis. To the origins of fuses // www.ferrazshawmut.com.
5. Schossig W. Introduction to the history of selective protection // PAC Magazine. – Summer 2007. – pp. 70-74.
6. <http://www.breguet.com/eng/history>.
7. Clothier H.W. Switchgear Stages. A collection of articles written by Henry Clothier, bound and published by G.F. Laybourne, 1933.
8. C. Swinton. IEE Commemoration Meetings. February 1922. IEE Journal. 1922. Vol. 60. P. 494.
9. Шнейберг Я.А. Создатель первых трехфазных электроизмерительных приборов // Мир измерений. – 2010. – № 3.
10. Шнейберг Я.А. Основоположник современной электроэнергетики // Энергоэксперт. – 2009. – № 4. – С. 118-122.
11. <http://edison.rutgers.edu/patents/00227226.pdf>.
12. The history of the fuse // www.profuseinternational.com.
13. Gelet Jean-Louis. To the origins of fuses // www.ferrazshawmut.com.
14. The BETA Low-Voltage Circuit Protection. Fuse Systems. Technical Primer. www.siemens.com/beta.
15. IEC 60269. Low-voltage fuses.

Поступила 14.11.2010

Гречко Александр Михайлович, к.т.н.
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21
НТУ "ХПИ", кафедра "Электрические аппараты"
тел. (057) 707-62-81, e-mail: a.m.grechko@mail.ru

A.M. Grechko

Fuses. Back to the future.

The article gives a brief outline of historical events in the early stage of fuses development in the late XIX – early XX centuries.

Key words – fuse design, lead wire, tin foil, inventor.

В.Ф. Болюх, К.В. Корытченко, А.Г. Кочерга

ИНДУКЦИОННО-ДИНАМИЧЕСКОЕ УСКОРЕНИЕ МАССИВНЫХ ОБЪЕКТОВ, ОБЛАДАЮЩИХ НАЧАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ

Запропонована концепція додаткового прискорення масивних об'єктів в процесі їх руху за допомогою безконтактно-го індукційно-динамічного прискорювача. В масивний об'єкт, що розганяється, введено мідне кільце, яке встановлене на його зовнішній поверхні. Розроблена математична модель та розрахунковий алгоритм, які враховують швидкоплинні електричні, магнітні, механічні та теплові процеси. Визначено вплив параметрів ємнісного накопичувача, початкової швидкості та зміщення якоря відносно індуктора на ефективність електромеханічного перетворення енергії в індукційно-динамічному прискорювачі.

Предложена концепция дополнительного ускорения массивных объектов в процессе их движения при помощи бесконтактного индукционно-динамического ускорителя. В разгоняемый массивный объект введено медное кольцо, установленное на его внешней поверхности. Разработана математическая модель и расчетный алгоритм, учитывающие быстротекущие электрические, магнитные, механические и тепловые процессы. Установлено влияние параметров емкостного накопителя, начальной скорости и смещения якоря относительно индуктора на эффективность электромеханического преобразования энергии в индукционно-динамическом ускорителе.

ВВЕДЕНИЕ

Индукционно-динамический ускоритель (ИДУ), как правило, используется для разгона массивных объектов из неподвижного состояния до высокой скорости [1-3]. Устройства, использующие индукционно-динамический способ ускорения довольно хорошо исследованы и применяются во многих областях науки, техники, безопасности и обороны [4-7]. ИДУ позволяет бесконтактно за малое время разогнать до высокой скорости объект с установленным на нем электропроводящим якорем при помощи импульсного магнитного поля, создаваемого неподвижным индуктором. Для возбуждения индуктора используется импульсный источник, как правило, емкостной накопитель энергии.

Для ряда технических объектов, обеспечивающих разгон массивных объектов до высокой скорости при помощи, например взрывчатых веществ, энергии сжатия газа или пружины и прочее, существует необходимость дополнительного повышения кинетической энергии [2, 4]. Такая задача стоит перед различными пусковыми установками, катапультами, ударными и испытательными системами, что позволит модернизировать существующие и создать новые высоко кинетические конструкции [8, 9]. При этом мало исследован вопрос о возможностях ИДУ обеспечивать дополнительное повышение кинетической энергии для предварительно ускоренного массивного объекта, который уже имеет высокую скорость.

Целью статьи является исследование индукционно-динамического ускорителя проходного типа, обеспечивающего повышение скорости предварительно ускоренного массивного объекта с электропроводящим якорем.

КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА

Конструктивная схема комбинированного ускорителя массивных объектов представлена на рис. 1. Индуктор 1, расположенный в корпусе 2, закреплен на конце направляющей трубы 3, второй конец которой присоединен к неподвижному основанию 4. На внешней поверхности массивного объекта 5 закреплен

электропроводящий якорь 6, представляющий собой медное кольцо.

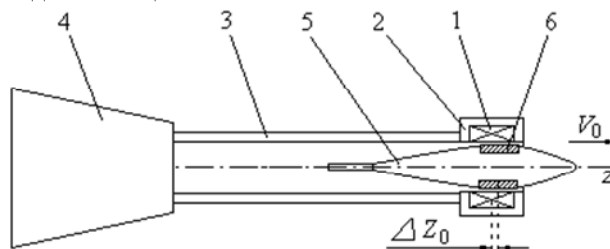


Рис. 1

Объект 5 предварительно ускоряется до скорости V_0 иным способом, например при помощи энергии взрыва, механической энергии упругого сжатия и др. В момент, когда центральная плоскость индуктора смещена относительно центральной плоскости якоря на расстояние ΔZ_0 , происходит возбуждение индуктора при помощи емкостного накопителя энергии. Возникающий при этом ток в индукторе возбуждает импульсное магнитное поле, которое наводит в якорю вихревые токи, вследствие чего возникает электродинамическая сила, толкающая якорь с массивным объектом в сторону его движения. При этом возникает вопрос о выборе параметров емкостного накопителя, начального смещения ΔZ_0 , и предварительной скорости V_0 массивного объекта с якорем. Для исследования выберем параметры индукционно-динамического ускорителя, используемые для миномета калибра 82 мм (табл. 1) [10].

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

При работе ИДУ в цилиндрическом якорю возникает существенная неравномерность распределения индуцированного тока как по длине, так и по глубине. Для учета этого явления в математической модели якорь представляется совокупностью элементарных короткозамкнутых контуров, равномерно распределенных по его объему, а многовитковый индуктор – первичным контуром, подсоединенным к емкостному накопителю энергии.

Таблица 1

Параметр	Значение
Внешний диаметр индуктора D_{ex1} , мм	104
Внутренний диаметр индуктора D_{in1} , мм	84
Аксиальная высота индуктора H_1 , мм	100
Внешний диаметр якоря D_{ex2} , мм	82
Внутренний диаметр якоря D_{in2} , мм	70
Аксиальная высота якоря H_2 , мм	70
Количество витков индуктора N , шт	100
Сечение витка индуктора $a \times b$, мм ²	1,8×4,8
Масса якоря и массивного элемента, кг	4,5

В таком случае электрические процессы в ИДУ можно описать системой дифференциальных уравнений [11]:

$$\begin{aligned}
 &R_0(T_0) \cdot i_0 + L_0 \frac{di_0}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i_0 dt + M_{01}(z) \frac{di_1}{dz} + \dots + M_{0k}(z) \times \\
 &\times \frac{di_k}{dt} + V(t) \left(i_1 \frac{dM_{01}}{dz} + \dots + i_k \frac{dM_{0k}}{dz} \right) = U_0; \\
 &R_1(T_1) \cdot i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} + M_{01}(z) \frac{di_0}{dz} + M_{12} \frac{di_2}{dz} + \dots + M_{1k} \frac{di_k}{dz} + \\
 &+ V(t) \left(i_0 \frac{dM_{01}}{dz} + i_2 \frac{dM_{12}}{dz} + \dots + i_k \frac{dM_{1k}}{dz} \right) = 0; \\
 &\dots \\
 &R_k(T_k) \cdot i_k + L_k \frac{di_k}{dt} + M_{0k}(z) \frac{di_0}{dz} + M_{1k} \frac{di_1}{dz} + \dots + M_{k-1k} \times \\
 &\times \frac{di_{k-1}}{dt} + V(t) \left(i_0 \frac{dM_{0k}}{dz} + i_1 \frac{dM_{1k}}{dz} + \dots + i_{k-1} \frac{dM_{k-1k}}{dz} \right) = 0,
 \end{aligned}$$

где i_0 , L_0 , R_0 – соответственно ток, индуктивность и сопротивление неподвижного индуктора; i_k , L_k , R_k – соответственно ток, индуктивность и сопротивление элементарного короткозамкнутого k -го контура якоря, перемещающегося со скоростью $V(t)$ вдоль оси z относительно индуктора; M_{kp} – взаимноиндуктивность между соответствующими токовыми контурами ($k \neq p$); T_k – температура k -го токового контура; C , U_0 – соответственно емкость и напряжение емкостного накопителя энергии.

Аксиальное перемещение якоря ΔZ возникает под действием электродинамической силы

$$f_z(t) = i_0(t_n) \cdot \sum_k i_k(t_n) \frac{dM_{0k}}{dz}(z).$$

Скорость якоря с массивным объектом можно представить в виде рекуррентного соотношения:

$$\begin{aligned}
 V(t_{n+1}) = &V(t_n) + \frac{t_{n+1} - t_n}{m_1 + m_2} i_0(t_n) \cdot \sum_k i_k(t_n) \frac{dM_{0k}}{dz} - \\
 &- K_T \cdot V(t_n) - 0,125 \cdot \pi \cdot \gamma_a \beta_a D_{2m}^2 V^2(t_n),
 \end{aligned}$$

где m_1 , m_2 – масса якоря и массивного объекта, соответственно; K_T – коэффициент динамического сопротивления; γ_a – плотность воздуха; β_a – коэффициент аэродинамического сопротивления; D_{2m} – наружный диаметр массивного элемента.

Работу ИДУ оценим при помощи критерия эффективности η :

$$\eta(t) = \frac{(m_1 + m_2) \cdot (V^2(t) - V_0^2)}{C \cdot U_0^2} \cdot 100\%.$$

На основании полученных соотношений был разработан расчетный алгоритм, учитывающий взаимную связь между электрическими (i_k , i_0 , u_c), электродинамическими (f_z), скоростными (V) параметрами, перемещениями (ΔZ), магнитными (M_{kp}), тепловыми (T_k) и функциональными параметрами, изменяемыми во времени на каждом временном интервале (рис. 2).



Рис. 2

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

При выборе параметров ИДУ важно согласовать скорость протекания электромагнитных и механических процессов. Так, если скорость протекания электромагнитных процессов в индукторе, определяемая его индуктивностью и емкостью C импульсного источника энергии, превышает скорость протекания механических процессов, то возникает отрицательная (тормозная) электродинамическая сила и эффективность электромеханического преобразования энергии невысока. На рис. 3 представлены плотности тока в индукторе j_1 , усредненная по сечению плотность тока в якоря j_2 и электродинамическая сила f_z при параметрах емкостного накопителя $U_0 = 8$ кВ, $C = 6000$ мкФ, начальной скорости $V_0 = 50$ м/с и смещении ΔZ_0 .

Из-за индукционного воздействия импульса якорного тока на кривой тока индуктора на начальном участке возникает характерный всплеск. Поскольку электрические процессы в якоря протекают значительно быстрее, чем в индукторе, то в нем происходит изменение полярности при неизменной полярности тока индуктора, что и обуславливает возникновение тормозной электродинамической силы.

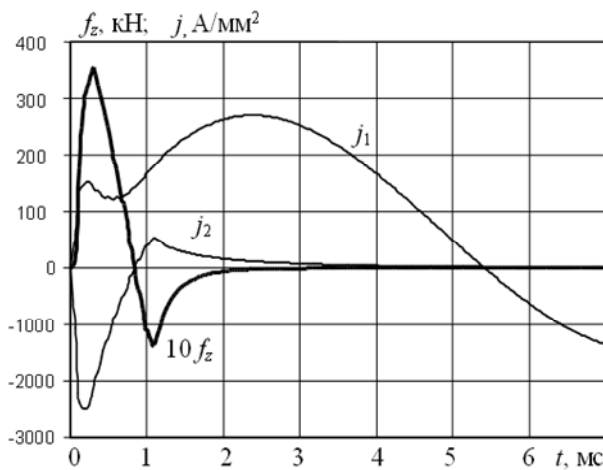


Рис. 3

Для согласования скорости электромеханических процессов ИДУ в качестве базовых выбраны следующие параметры емкостного накопителя $U_0 = 20$ кВ, $C = 100$ мкФ, при которых реализуется практически одинаковая энергия с рассмотренным выше вариантом. На рис. 4 представлены плотности тока в индукторе j_1 , усредненная по сечению плотность тока в якоре j_2 , электродинамическая сила f_z , перемещение ΔZ и кинетическая энергия W_{kin} якоря с массивным элементом.

Как видно, в согласованном режиме токи в индукторе и якоре изменяются в противофазе (рис. 4,а), что обуславливает практически полное уничтожение тормозной электродинамической силы (рис. 4,б). При этом необходимо отметить наличие первого короткого (0,35 мс) силового импульса значительной величины (300 кН) и наличие второго протяженного (1,0 мс) импульса уменьшенной величины (150 кН).

Возникающее при работе ИДУ перемещение якоря ΔZ имеет ускоренный характер. За это время кинетическая энергия массивного объекта и якоря повышается почти в 3 раза (рис. 4,в). При этом как первый, так и второй силовые импульсы обеспечивают возрастание механической энергии.

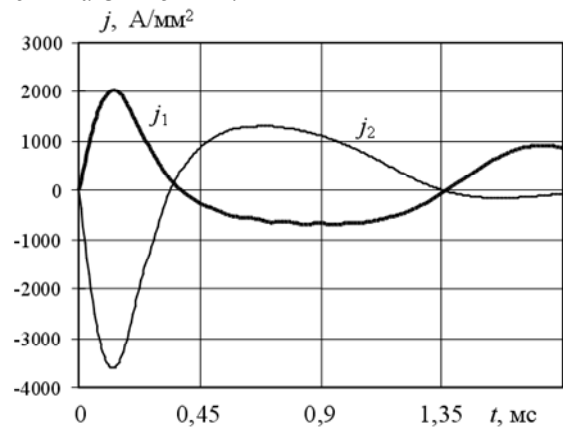
При неизменной емкости $C = 100$ мкФ импульсного источника повышение зарядного напряжения U_0 оказывает позитивное влияние как на кинетическую энергию W_{kin} , так и на эффективность работы ИДУ η (рис. 5). С увеличением зарядного напряжения в 1,5 раза эффективность электромеханического преобразования возрастает в 1,6 раз, а кинетическая энергия – в 2,3 раза. Однако при этом увеличиваются и потери энергии в индукторе (индекс 1) и якоре (индекс 2)

$$W_n(t) = \int i_n^2(t) R_n(T_n) dt, \quad n = 1, 2.$$

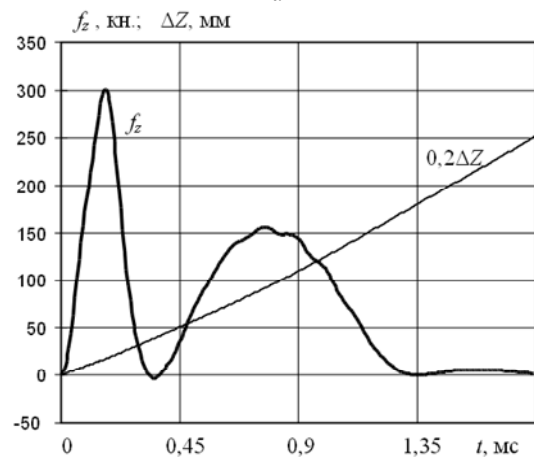
В результате чего превышение температуры индуктора возрастает с 5,5 до 12,4 °С, а якоря – с 14,9 до 31,4 °С. Указанные превышения температур не являются критическими при работе ИДУ с большой скважностью следования импульсов.

Если напряжение импульсного источника неизменно $U_0 = 20$ кВ, а его емкость C изменяется в пределах 50...200 мкФ, то энергетические процессы но-

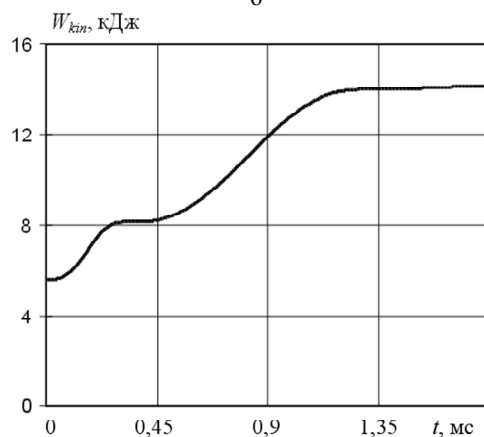
сят более сложный характер (рис. 6). Кинетическая энергия возрастает W_{kin} лишь до определенной величины емкости, в дальнейшем практически оставаясь неизменной. При этом потери энергии в индукторе W_1 и якоре W_2 резко возрастают с увеличением емкости C . В результате этого наибольшая эффективность электромеханического преобразования реализуется при определенном значении емкости импульсного источника $C=125$ мкФ.



а



б



в

Рис. 4

Однако и при увеличении одного из параметров импульсного источника и неизменном втором происходит увеличение его энергии, что не всегда целесообразно. Интерес представляет варьирование этих параметров при сохранении неизменной энергии емкостного накопителя

$W_C = 0,5CU_0^2 = 20$ кДж (рис. 7). При таком изменении параметров емкостного накопителя выделяемая энергия в индукторе W_1 и якоре W_2 практически не меняется, лишь незначительно перераспределяясь между собой. Однако при определенном значении зарядного напряжения $U_0 \approx 19$ кВ наблюдается максимум кинетической энергии W_{kin} и эффективности η электрохимического процесса. Это объясняется тем, что именно при таких параметрах импульсного источника скорость протекания электромагнитных и механических процессов совпадает.

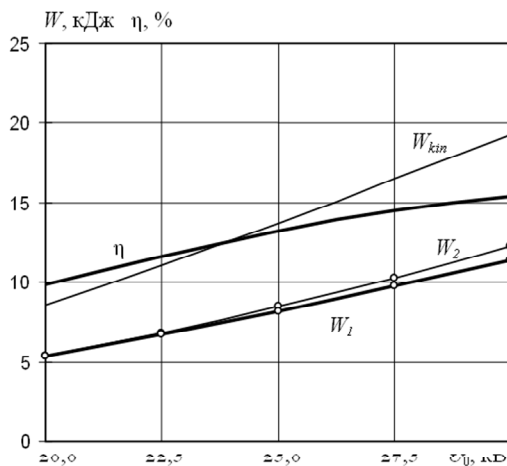


Рис. 5

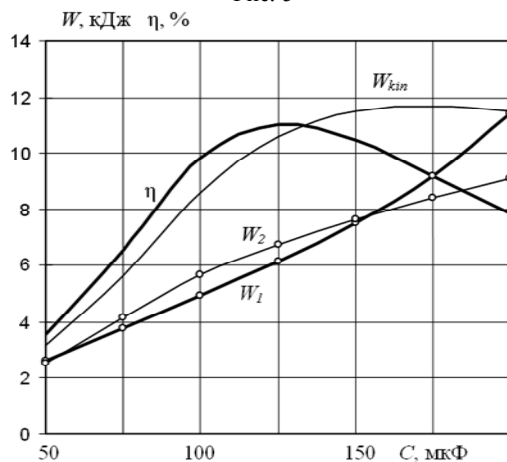


Рис. 6

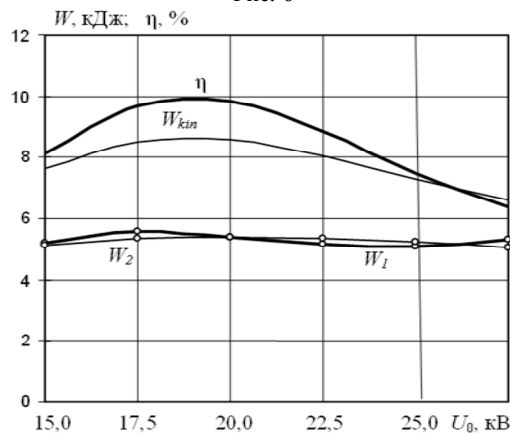


Рис. 7

Одним из факторов, влияющим на работу ИДУ является момент включения индуктора в зависимости от смещения центральных плоскостей цилиндрическо-

го якоря относительно индуктора ΔZ_0 . Дело в том, что на величины индуцированных токов в якоре наиболее сильно влияет взаимоиנדуктивность его с индуктором $M_{0k}(z)$, а на величину тока – градиент взаимной индукции $dM_{0k}/dz(z)$.

На рис. 8 построены указанные зависимости, откуда видно, что максимум взаимоиנדуктивности $M_{0k}(z)$ возникает при отсутствии смещения между якром и индуктором $\Delta Z_0 = 0$, а максимум градиента взаимной индукции $dM_{0k}/dz(z)$ – при $\Delta Z_0 = 50$ мм. Очевидно, что именно в диапазоне $\Delta Z_0 \in 0 \dots 50$ мм будет наибольшая эффективность работы ИДУ.

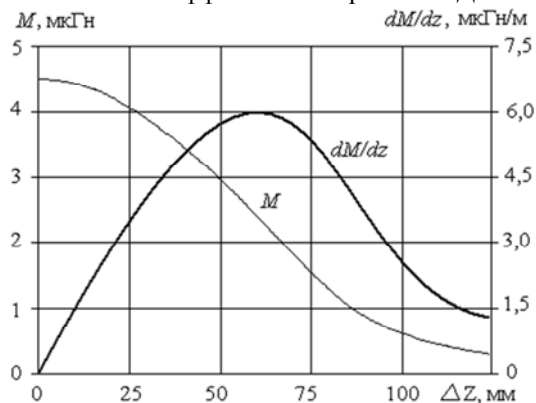


Рис. 8

На рис. 9 представлены основные показатели ИДУ, откуда следует, для начальной скорости $V_0 = 50$ м/с наиболее эффективно начальное смещение $\Delta Z_0 = 6 \dots 8$ мм. Заметим, что с увеличением ΔZ_0 энергия потерь в якоре W_2 уменьшается, что объясняется уменьшением величины индуцированных токов.

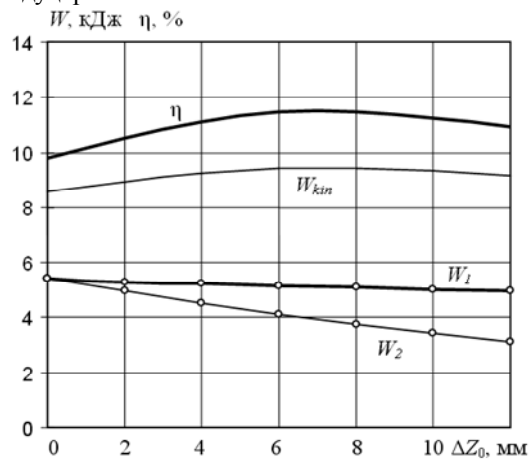


Рис. 9

Но указанная область эффективности начального смещения ΔZ_0 существенно зависит от начальной скорости якоря и массивного объекта V_0 (рис. 10). Так при $\Delta Z_0 = 0$ наибольшая эффективность электрохимического процесса возникает при $V_0 \approx 42$ м/с. При меньших скоростях значительная часть энергии тратится на нагрев индуктора и якоря, а при больших скоростях – рост кинетической энергии практически прекращается, поскольку механические процессы развиваются быстрее, чем электрические.

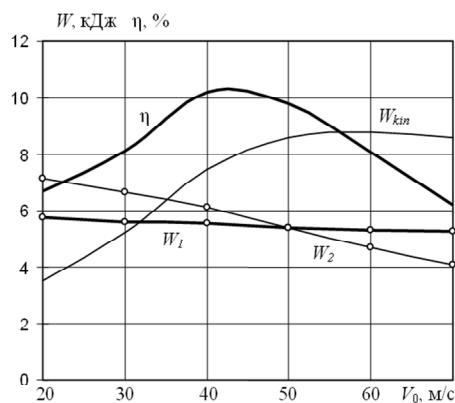


Рис. 10

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что задача индукционно-динамического ускорения массивных объектов, обладающих начальной скоростью, характеризуется многопараметричностью. В дальнейшем для нахождения наиболее эффективного решения необходимо использовать оптимизационные алгоритмы, оперирующие совокупностью многих параметров [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена концепция дополнительного ускорения массивных объектов в процессе их движения при помощи бесконтактного индукционно-динамического ускорителя. Для этого в разгоняемый массивный объект предлагается включить медное кольцо, установленное на его внешней поверхности.

Разработана математическая модель и расчетный алгоритм, учитывающие быстропротекающие и зависящие друг от друга электрические, магнитные, механические и тепловые процессы с учетом изменяемых функциональных параметров.

Установлено влияние параметров емкостного накопителя, начальной скорости и смещения якоря относительно индуктора на эффективность электромеханического преобразования энергии в индукционно-динамическом ускорителе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Balicki, Z. Zabar, L. Birenbaum et al. Improved performance of linear induction launchers // IEEE Trans. Magnetism. – vol. 41. – № 1. – 2005. – pp. 171-175.
2. McNab I.R. Launch to space with an electromagnetic railgun // IEEE Trans. Magnetism. – vol. 39. – 2003. – № 1. – pp. 295-304.
3. Карпущин В.Ф. Особенности схемы встречного метания заготовок при магнитно-импульсной сварке // Труды междунауч. техн. конф. "Магнитно-импульсная обработка материалов. Пути совершенствования и развития". – Самара: Изд. учеб. лит. – 2007. – С. 99-103.
4. Lipinski R.S., Beard S., Bover J. Space application for contactless coilguns // IEEE Trans. Magnetism. – vol. 29. – 1993. – № 1. – pp. 691-695.
5. Chemerys V.T., Bolyukh V.F. Prospectives of new coilgun design development // Артиллерийское и стрелковое вооружение. – 2008. – № 3. – С. 44-52.
6. Татмышевский К.В., Семенович М.Л., Козлов С.А. Магнитно-импульсные метательные установки для проведения ударных испытаний взрывательных устройств бое-

припасов и средств бронезащиты // Известия РАН. – 2005. – №4. – С. 22-31.

7. Татмышевский 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.

8. Чемерис В.Т., Машталир В.В., Гусак Ю.А. Простой алгоритм для расчета индукционного ускорения электропроводящих тел в метательном устройстве // Артиллерийское и стрелковое вооружение. – 2008. – № 4. – С. 40-49.

9. Коритченко К.В., Кочерга А.Г., Болух В.Ф. Система электродинамического ускорения бронебойных снарядов до танковой гарматы // Збірка тез доповідей 3 Всеукраїнської наук.-техн. конф. "Перспективи розвитку озброєння та військової техніки сухопутних військ". – Львів, 13-14 квітня 2010. – Київ: Академія сухопутних військ. – С. 86.

10. Чемерис В.Т., Болух В.Ф., Машталир В.В. О возможности применения в минометах калибра 82 мм индукционного способа метания мин // Артиллерийское и стрелковое вооружение. – 2010. – № 2. – С. 50-58.

11. Болух В.Ф., Марков А.М., Лучук В.Ф., Щукін І.С. Синтез параметров высокоэффективного электромеханического преобразователя ударного действия // Технічна електродинаміка. Тем. випуск: Проблеми сучасної електротехніки. – 2008. – Ч. 2. – С. 63-68.

Поступила 25.09.2010

Болух Володимир Федорович, д.т.н., проф.

професор кафедри загальної електротехніки НТУ "ХПІ"

Коритченко Костянтин Володимирович, к.т.н., с.н.с.

начальник науково-дослідної лабораторії Гвардійського ордену Червоної зірки факультету військової підготовки НТУ "ХПІ", підполковник

Кочерга Анатолій Григорович

заступник начальника Гвардійського ордену Червоної зірки факультету військової підготовки НТУ "ХПІ", начальник штабу, полковник

61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21

тел. (057) 7076427, e-mail: bolukh@kpi.kharkov.ua

Bolyukh V.F., Korytchenko K.V., Kocherga A.G.

Induction-dynamic acceleration of massive objects with initial velocity.

A concept of further acceleration of massive objects during their movement by means of a contactless induction-dynamic accelerator has been proposed. A copper ring is incorporated into a massive object being accelerated and installed on its outer surface. A mathematical model and a calculation algorithm which take into account fast electrical, magnetic, mechanical and thermal processes are developed. Influence of capacitive storage parameters, initial velocity and displacement of the armature about the inductor on efficiency of electromechanical conversion of energy in the induction-dynamic accelerator has been revealed.

Key words – contactless induction-dynamic accelerator, acceleration of massive objects, mathematical model, calculation algorithm, electrical, magnetic, mechanical and thermal processes.

МОДЕЛЮВАННЯ РОБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВІБРОЗАНУРЮВАЧА З ЛІНІЙНИМ ЕЛЕКТРОПРИВОДОМ В ПАКЕТІ MATLAB/SIMULINK

Представлено комплексну модель віброзанурювача з лінійним електроприводом реалізовану в пакеті Matlab/Simulink. На основі розробленої моделі, проведено дослідження загальних якісних та кількісних закономірностей та отримано низку практичних показників процесу вібраційного занурення палі.

Представлено комплексную модель вибропогружателя с линейным электроприводом реализованную в пакете Matlab/Simulink. На основе разработанной модели, проведено исследование общих качественных и количественных закономерностей и получены некоторые практические показатели процесса вибрационного погружения сваи.

ВСТУП

Лінійні двигуни (ЛД) досить широко використовуються у якості приводів компресорів, насосів, виконавчих механізмів, вібраторів, електроінструменту та інших механізмів, що передбачають лінійне чи зворотно-поступальне переміщення робочого органу [1]. На сьогоднішній день вони є альтернативою традиційним приводам на основі двигунів обертання з передачами, що перетворюють обертальний рух в прямолінійний. До їх переваг відносяться відсутність механічних передач, низький рівень шуму, висока надійність та покращена керованість.

В даній роботі розглянуто застосування ЛД у якості збудника коливань (вібратора) установки для вібраційного занурення будівельних елементів (палі, шпунтів, тощо).

Підвищення ефективності роботи пристроїв на основі приводу з ЛД потребує детального вивчення зв'язаних електромеханічних процесів, що відбуваються при роботі лінійного електроприводу в складі того, чи іншого механізму або машини. При проектуванні й аналізі роботи таких пристроїв велике значення має моделювання тісно пов'язаних в них електромагнітних і механічних процесів. На підставі такого моделювання можна оптимізувати конструкцію, виявити ефективні режими роботи машини, отримати дані для розробки системи керування. Крім того, з практичної точки зору, необхідно знати також і кількісні показники процесу – витрату потужності, швидкість занурення, максимально можливу глибину занурення в залежності від параметрів віброзанурювача, типу палі та опору ґрунту.

Математична модель лінійного двигуна з постійними магнітами зворотно-поступального руху (вібратора), а також основні підходи для отримання його характеристик та параметрів представлено в роботах [2-4]. Метою даної роботи є розробка комплексної розрахункової моделі системи вібратор-палі-ґрунт та виявлення загальних якісних та кількісних закономірностей процесу вібраційного занурення палі віброзанурювачем з лінійним електроприводом.

РОЗРАХУНКОВА МОДЕЛЬ ПРОЦЕСУ ВІБРАЦІЙНОГО ЗАНУРЕННЯ ПАЛІ

Передбачається, що палі являє собою трубу з відкритим кінцем, далі палі. Для дослідження вібраційної системи була прийнята пружно-пластична модель взаємодії палі та ґрунту [5], що характеризується

наступними припущеннями: між боковою поверхнею палі та ґрунтом існує тільки сухе тертя, величина якого залежить від глибини занурення палі; ґрунт, що оточує палю нерухомий; лобовий опір зануренню представлено у вигляді ущільненого ґрунтового ядра (пробки), що через пружину, яка моделює жорсткість ґрунту, взаємодіє з палею, причому переміщення пробки можливе тільки після подолання сили лобового опору ґрунту.

Наведеним припущенням відповідає розрахункова схема представлена на рис. 1, де показано три рухомі маси – якір вібратора, статор вібратора, закріплений на палі та ущільнена ґрунтова пробка.

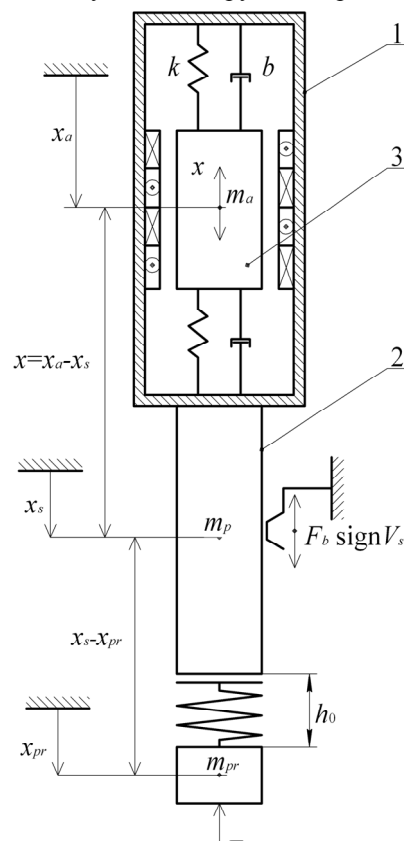


Рис. 1. Розрахункова схема тримасової системи вібратор-палі-ґрунт: 1 – вібратор; 2 – палі; 3 – якір вібратора

Поклавши, що початок координат пов'язаний з нерухомою відносно ґрунту точкою, за додатного напрямку координатної осі вниз, рівняння руху кожної маси запишуться:

$$\left. \begin{aligned} m_a \frac{d^2 x_a}{dt^2} &= F_e(x, i) - kx - b \frac{dx}{dt} - F_f \operatorname{sign} \frac{dx}{dt}; \\ m_p \frac{d^2 x_s}{dt^2} &= m_p g + kx - F_b \operatorname{sign} \frac{dx_s}{dt} - F_e(x, i) + \\ &+ b \frac{dx}{dt} + F_f \operatorname{sign} \frac{dx}{dt} - k_{gr}(x_s - x_{pr}); \\ m_{pr} \frac{d^2 x_{pr}}{dt^2} &= k_{gr}(x_s - x_{pr}) - F_l, \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

де m_a – маса якоря, кг; $F_e(x, i)$ – електромагнітна сила в залежності від положення якоря x та струму статора i , Н; $x = x_a - x_s$ – переміщення якоря відносно статора, м; x_a – переміщення якоря відносно початку координат, м; x_s – переміщення статора та палі, м; k – коефіцієнт жорсткості пружин, Н/м; b – коефіцієнт в'язкого тертя вібратора, кг/с; F_f – сила сухого тертя вібратора, Н; m_p – маса палі разом з вібратором та приєднаним вантажем, кг; g – прискорення вільного падіння, м/с²; F_b – опір ґрунту на боковій поверхні палі; m_{pr} – маса ґрунтової пробки (може інтерпретуватися як маса приєданого до палі ґрунту, що коливається разом з нею), кг; k_{gr} – коефіцієнт пружності ґрунту; F_l – лобовий опір ґрунту; h_0 – межа пружної деформації ґрунту; x_{pr} – переміщення ґрунтової пробки, м.

За умови однорідності ґрунту, лобовий та боковий опір зануренню палі може визначатися за формулами [6]: $F_b = \pi m_f f_{gr} l$; $F_l = m_r R S_l$, де u – зовнішній периметр поперечного перерізу палі, м; m_f , m_r – коефіцієнти, що враховують спосіб занурення; f_{gr} – розрахунковий опір на боковій поверхні палі, Па; l – глибина занурення; R – розрахунковий опір під нижнім кінцем палі, Па; S_l – площа лобової поверхні палі, м².

Друге та третє рівняння системи (1) є кусковими внаслідок відмінності характеру опору ґрунту на різних етапах руху палі, тому не можуть бути вирішені аналітично [5]. Дослідження динаміки системи можна провести чисельно, зокрема за допомогою відповідної комп'ютерної моделі.

Згідно прийнятої розрахункової схеми, на всіх етапах руху палі на неї діє приведенне до кулонівського динамічне бокове тертя ґрунту F_b , величина якого

залежить від площі зануреної поверхні палі, а напрям протилежний її швидкості. На етапі руху палі в напрямку ґрунтової пробки (на рис. 1 вниз) на палю діє пружна складова лобового опору ґрунту $k_{gr}(x_s - x_{pr})$, що моделюється пружиною зі змінною жорсткістю $k_{gr} = F_l / h_0$, характер зміни якої в залежності від відстані до ґрунтової пробки представлено на рис. 2.

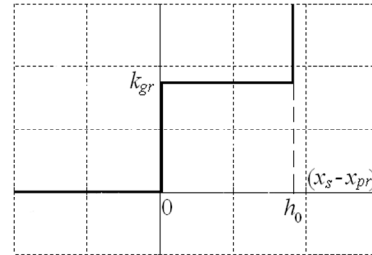


Рис. 2. Залежність жорсткості ґрунту від амплітуди коливань

При досягненні межі пружної деформації ґрунту $(x_s - x_{pr}) > h_0$, на палю діє сила лобового опору F_l , величина якого змінюється в залежності від глибини занурення палі.

До системи рівнянь (1) слід додати рівняння динаміки лінійного двигуна вібратора, які загалом можна представити у вигляді [4]

$$\left. \begin{aligned} u &= iR_s + \frac{d\Psi(x, i)}{dt}, \\ F_e &= -\frac{\partial W_m}{\partial x} \Big|_{i=\text{const}} \end{aligned} \right\}, \quad (2)$$

де u – напруга живлення; i – струм в обмотці статора; R_s – активний опір обмотки статора; $\Psi(x, i)$ – потокозчеплення обмотки в залежності від положення якоря та струму в обмотці; W_m – магнітна енергія двигуна.

Вирішення систем рівнянь (1, 2) проводилось за допомогою розробленої комп'ютерної моделі в середовищі Matlab/Simulink [7].

SIMULINK-МОДЕЛЬ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВІБРАЦІЙНОЇ СИСТЕМИ

Дослідна модель вібраційного занурення палі (рис. 3) містить блоки для розрахунку та вимірювання

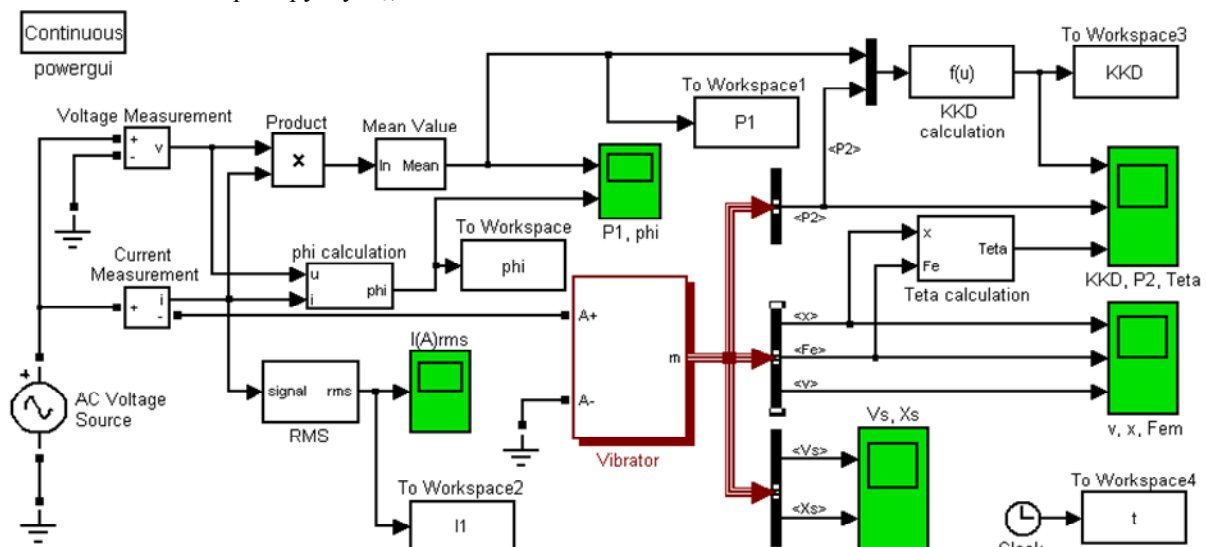


Рис. 3. Simulink-модель віброзанурювача з лінійним електроприводом

основних показників процесу: переміщення x_s та швидкості v_s палі, переміщення x та швидкості v якоря, електромагнітної сили F_e , кута зсуву фаз між напругою та струмом ϕ (блок [phi calculation], споживаної електричної потужності P_1 та діючого значення струму i ЛД вібратора.

ККД процесу занурення визначався як відношення механічної потужності, що необхідна для занурення палі з несучою здатністю $P_{кр}$ зі швидкістю v_s до електричної потужності, споживаної вібратором P_1 [5], або за кожний період коливань

$$\eta(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t \frac{v_s(F_l + F_b - G)}{P_1} dt, \quad (3)$$

де T – період коливань вібратора, G – сумарна вага вібратора, палі та приєднаного вантажу.

Фрагмент блоку [Vibrator], що реалізує вирішення системи рівнянь (1), показано на рис. 4, де перше рівняння системи представлено у вигляді

$$m_a \left(\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{d^2 x_s}{dt^2} \right) = F_e(x, \dot{x}) - kx - b \frac{dx}{dt} - F_f \operatorname{sign} \frac{dx}{dt}. \quad (4)$$

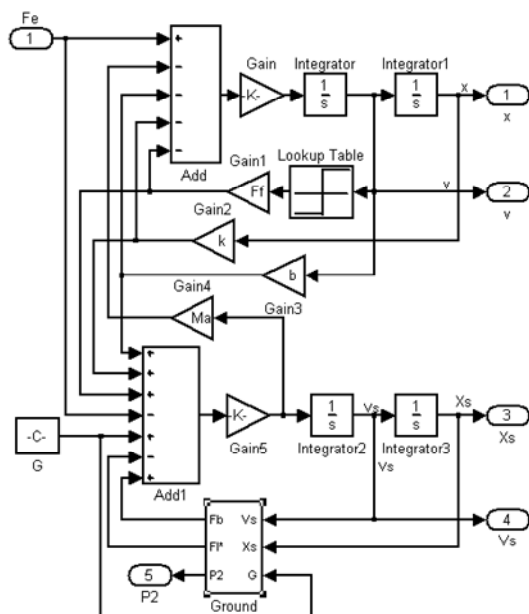


Рис. 4. Реалізація рівнянь руху вібросистеми

Живлення ЛД здійснюється від джерела синусоїдної напруги $u(t) = U_m \sin \omega t$ (блок [AC Voltage Source]). Вирішення систем рівнянь (1, 2) проводилось за початкових умов: $x_a = 0$, $x_s = 0$, $x_{pr} = 0$, $v_a = 0$, $v_s = 0$, $v_{pr} = 0$ та наступних параметрів вібросистеми: $b = 350$ кг/с; $R_s = 5,1$ Ом; $F_f = 15$ Н; $m_p = 700$ кг; діаметр палі $d = 0,101$ м.

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Робочі характеристики віброзанурювача (амплітуда коливання якоря x , струм ЛД i , кут зсуву фаз між напругою та струмом ϕ , частота коливань f , швидкість занурення палі v_s , фазовий кут θ між електромагнітною силою F_e та переміщенням якоря x , ККД) в режимі занурення палі знімалися при варіації маси якоря $m_a = 70-150$ кг та коефіцієнту жорсткості пружин $k = 687154-1287154$ Н·м.

На рис. 5 показано віброграму коливань та швидкість палі на глибині занурення $x_s \approx 2,7$ м ($m_a = 150$ кг; $k = 987153$ Н·м; $f = 12,5$ Гц).

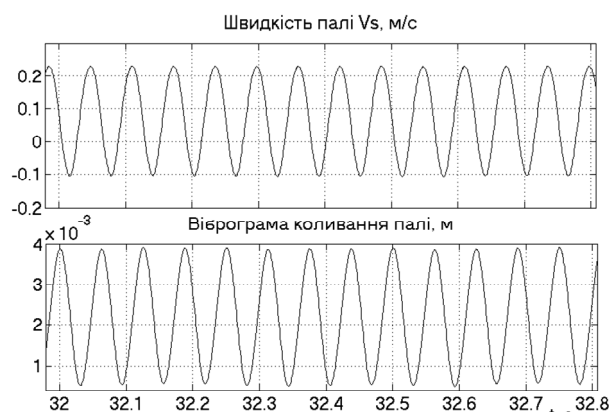
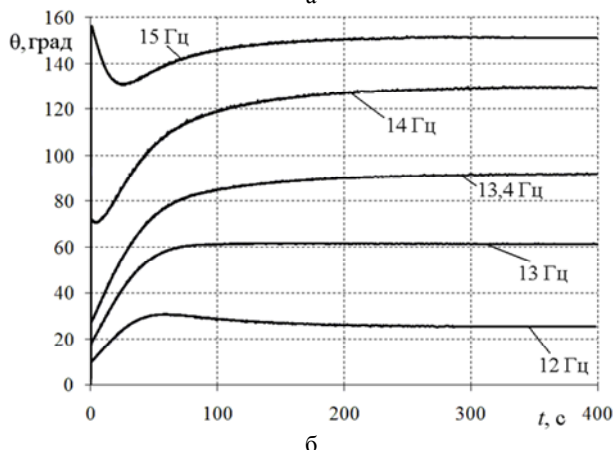
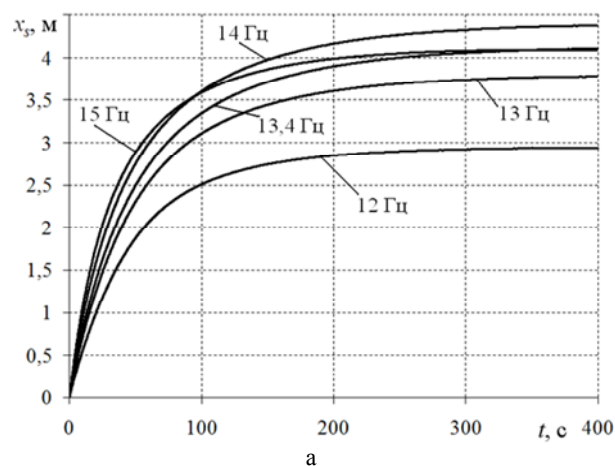


Рис. 5. Осцилограми руху палі

Основні показники процесу вібраційного занурення, представлені на рис. 6, хоча і отримані для часткових випадків, але мають типовий характер для зазначеного діапазону зміни параметрів m_a та k .



б

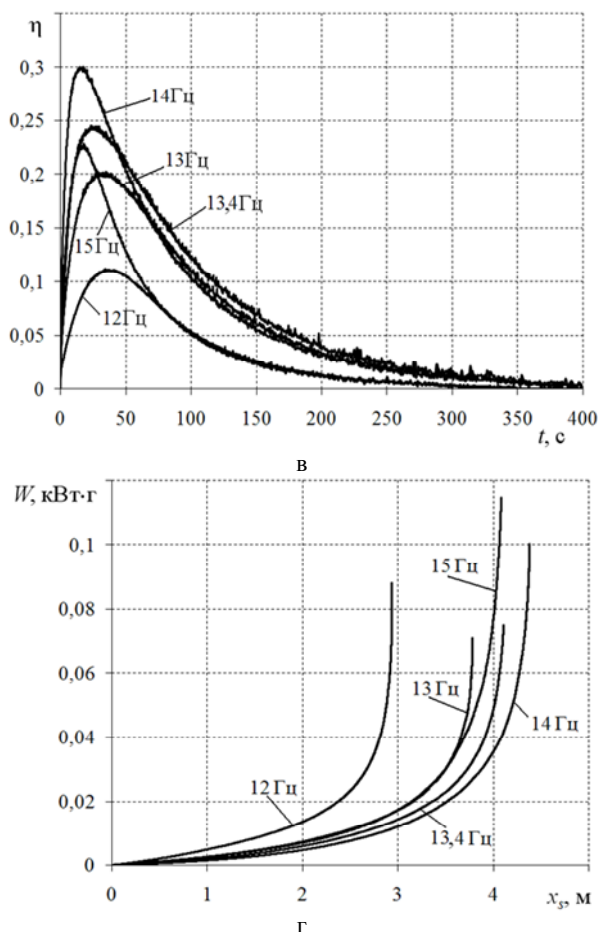


Рис. 6. Залежності глибини занурення $x_s(t)$ (а), фазового кута коливань $\theta(t)$ (б), ККД $\eta(t)$ (в) та споживаної енергії $W(x_s)$ (г) для різних частот джерела живлення: $k = 687154 \text{ Н·м}$; $m_a = 100 \text{ кг}$

Як видно з рис. 6, характеристики процесу суттєво залежать від частоти живлення, механічних параметрів системи та змінюються з глибиною занурення. Для того, щоб отримати чітку картину явищ, що відбуваються в процесі занурення та виявити ефективні режими роботи, необхідно провести дослідження робочих характеристик віброзанурювача в деяких фіксованих умовах. В даному випадку фіксувалась глибина занурення, тобто значення лобового F_l та бокового F_b опорів, що відповідають певній глибині занурення палі. Робочі характеристики, отримані зазначеним способом, представлено на рис. 7.

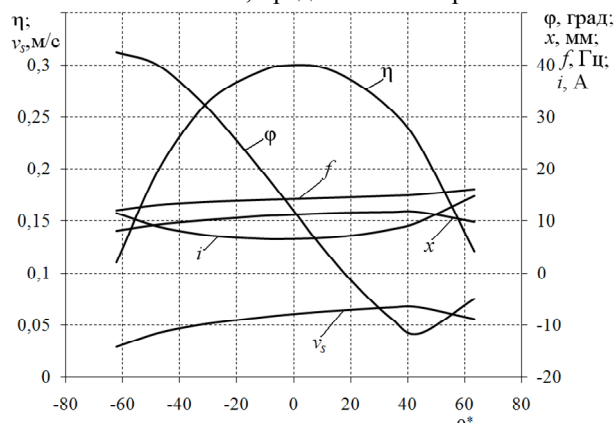


Рис. 7. Робочі характеристики віброзанурювача: $k = 687154 \text{ Н·м}$; $m_a = 100 \text{ кг}$; $x_s = 1,5 \text{ м}$

Згідно з наведеним рисунком, найбільш вагомим чинником, що впливає на ефективність роботи віброзанурювача за прийнятої розрахункової моделі, є резонансні властивості лінійного вібратора. Максимальному ККД процесу віброзанурення відповідає фазовий резонанс вібратора, коли фазовий кут коливань $\theta = 90^\circ$ (фазовий кут коливань знаходиться з прийнятим у роботі для побудови діаграм кутом θ^* у залежності $\theta^* = \theta - 90^\circ$, тобто це кут між електромагнітною силою F_e та швидкістю якоря v). З іншого боку, максимальна швидкість занурення спостерігається при амплітудному резонансі вібратора, тобто при максимальній амплітуді коливання якоря.

Мінімальне діюче значення струму i спостерігається на частоті фазового резонансу і мало залежить від маси якоря m_a . При віддаленні від цієї точки, струм зростає, причому більшим значенням маси якоря відповідає більше зростання, внаслідок того, що в цьому випадку ЛД долає значні сили інерції якоря, що необхідно враховувати при побудові схеми керування віброзанурювачем.

Вплив маси якоря на максимальну глибину занурення $x_{s \max}$ та ККД процесу ілюструє рис. 8.

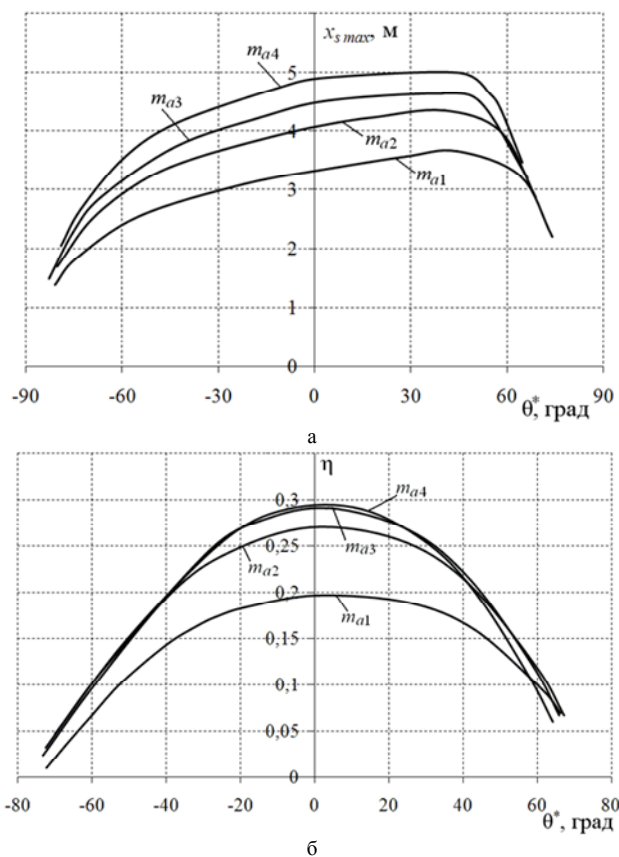


Рис. 8. Залежності максимальної глибини занурення $x_{s \max}$ (а), ККД η (б) від фазового кута при різних значеннях маси якоря: $m_{a1} = 70 \text{ кг}$; $m_{a2} = 100 \text{ кг}$; $m_{a3} = 120 \text{ кг}$; $m_{a4} = 150 \text{ кг}$; $k = 687154 \text{ Н·м}$

Залежність максимальної глибини занурення від θ^* при різних значеннях маси якоря m_a (рис. 8,а) свідчить про те, що збільшення коливальної маси призводить до збільшення максимальної глибини занурення.

Як видно з рис. 8,б, збільшення маси якоря приводить також і до підвищення ККД процесу. Співвід-

ношення між значенням ККД та масою варіюються в залежності від глибини занурення, проте на частоті фазового резонансу просліджується відповідність максимального ККД максимальній масі якоря, хоча й існує межа ефективного зростання ККД. Аналогічні приведені результати спостерігаються також в ексцентрикових вібраторах при збільшенні моменту ексцентриків, що показано, наприклад, в роботі [8].

З наведеного вище слідує, що підтримання оптимального ККД віброзанурювача не завжди є самим ефективним способом керування, оскільки максимальний ККД не відповідає максимальній швидкості занурення та максимальній глибині занурення палі. Максимум глибини занурення відповідає максимальній амплітуді коливання якоря, тобто має місце при амплітудному резонансі вібратора.

Проведене дослідження, далеко не є вичерпним внаслідок значної смітності задачі вібраційного занурення, і низка питань в даній роботі не розглядалась (наприклад вплив додаткового вантажу на параметри процесу, характеристик ґрунту, величини електромагнітної сили та ін.). Проте, наведена комплексна розрахункова модель, за необхідності, може використовуватись і для проведення інших аналогічних досліджень, а на підставі вже отриманих результатів можна сформулювати наведені нижче висновки.

ВИСНОВКИ

1. В роботі розроблено комплексну модель віброзанурювача з лінійним електроприводом, яка дозволяє провести дослідження загальних якісних та кількісних закономірностей та отримати практичні показники процесу вібраційного занурення палі, що важливо на етапі проектування віброзанурювача, розробки і налагодження його системи керування.

2. Показано, що характеристики процесу віброзанурення суттєво залежать від частоти живлення, механічних параметрів системи та глибини занурення. Значний вплив на ККД та максимальну глибину занурення має маса якоря та частота коливань. ККД процесу можна підвищити шляхом оптимального підбору співвідношення маси якоря та палі, хоча при цьому необхідно враховувати зростання струму ЛД на частотах відмінних від частоти фазового резонансу системи.

3. Встановлено, що для підвищення ефективності роботи віброзанурювача з лінійним електроприводом необхідно в ході процесу змінювати частоту коливань відповідно до умов, які змінюються з глибиною занурення, тобто необхідно створення системи автоматичного керування, яка б, по-перше, забезпечила реалізацію резонансного режиму роботи вібратора, що відповідає максимальному ККД з врахуванням необхідної глибини занурення, а по-друге, підтримувала струм ЛД на номінальному рівні.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Хитереп М.Я., Овчинников И.Е. Синхронные электрические машины возвратно-поступательного движения. – СПб.: КОРОНА принт, 2004. – 368 с.
2. I. Yatchey, K. Hinny, V. Gueorgiev. Dynamic characteristics of a bistable linear actuator with moving permanent magnet // Serbian Journal of Electrical Engineering. – 2004. – Vol. 1, No.2. – P. 207-214.
3. Голенков Г.М., Бондар Р.П., Макогон С.А., Богаєнко М.В., Попков В.С. Моделирование работы электричного вибратора з коаксіально-лінійним індукційним двигуном при різних законах регулювання // Технічна електродинаміка. Інститут електродинаміки НАН України. – 2007. – № 2. – С. 54-59.
4. Бондар Р.П. Електромеханічні характеристики коаксіально-лінійного синхронного вібратора установки для безтраншейної проходки горизонтальних свердловин. // Технічна електродинаміка. Інститут електродинаміки НАН України. – 2008. – № 2. – С. 31-35.
5. Головачев А.С., Русланов В.И. Исследование режимов погружения оболочек в связи с задачей автоматизации вибропогружателей // Исследование вибрационного и виброударного погружения свай: Сб. статей; Под ред. А.С. Головачева. – М.: Транспорт, 1968. – С. 105-119.
6. Ребрик Б.М. Бурение инженерно-геологических скважин: Справочник. – 2 изд., перераб. и доп. – М.: Недра, 1990. – 336 с.
7. www.mathworks.com.
8. Головачев А.С. О зависимости между несущей способностью свай и оболочек и режимами их вибропогружения // Исследование вибрационного и виброударного погружения свай. Сб. статей; Под ред. Головачева А.С. – М.: Транспорт, 1968. – С. 153-177.

Надійшла 24.12.2010

Бондар Роман Петрович, к.т.н.,

Голенков Геннадій Михайлович, к.т.н., доц.

Київський національний університет будівництва і архітектури, кафедра електротехніки та електроприводу
03037, Київ-37, просп. Повітрофлотський, 31
тел. (044) 2415510

Подольцев Александр Дмитриевич, д.т.н.

Інститут електродинаміки
03680, м. Київ-57, просп. Перемоги, 56
тел. (044) 4542568

R.P. Bondar, G.M. Golenkov, A.D. Podoltsev

Modeling of characteristics of a vibratory pile driver with a linear motor in simulink/matlab software package.

A complex Simulink model of a vibratory pile driver with a linear motor is developed. Common regularities and some practical parameters of vibratory pile driving on the basis of the developed model are obtained.

Key words – vibratory pile driver, PM linear motor, Simulink model

АНАЛІЗ МАГНІТНОГО ПОЛЯ СТАРТЕР-ГЕНЕРАТОРА ПОСТІЙНОГО СТРУМУ З НЕЯВНОПОЛЮСНИМ СТАТОРОМ ДЛЯ ТЕПЛОВОЗІВ

Проведено розрахунок магнітного поля стартер-генератора постійного струму з неявнополюсним статором для тепловозів в режимі роботи без навантаження на основі рішення польової задачі з використанням програми FEMM.

Выполнен расчет магнитного поля стартер-генератора постоянного тока с неявнополюсным статором для тепловозов в режиме работы без нагрузки на основе решения полевой задачи с использованием программы FEMM.

Сучасний етап розвитку електромашинобудування характеризується значним зростанням використання активного об'єму машин. Для забезпечення надійної роботи новостворюваних типів електричних машин потрібно істотно підвищити точність розрахунків окремих елементів і машини в цілому. В результаті виникає необхідність обліку нових чинників, які раніше або взагалі не бралися до уваги, або враховувалися дуже приблизно.

З розвитком чисельних методів і пакетів прикладних програм, що використовуються для розрахунків магнітних полів і дослідження електричних машин (ЕМ) істотно полегшуються [1]. Розраховувачам залишається адаптувати чисельні методи і прикладні програми до визначення конкретних параметрів і характеристик ЕМ. У зв'язку з цим метою даної роботи є чисельний аналіз магнітного поля стартер-генератора постійного струму з неявнополюсним статором в режимі роботи без навантаження виконаного методом скінчених елементів (МСЕ).

Досліджується стартер-генератор постійного струму з неявнополюсним статором з такими параметрами: потужністю $P_2 = 65$ кВт, 110 В, 591 А, 1050/3333 об/хв., збудження незалежне 100 В. Конструкція стартер-генератора докладно наведена в [2]. Він має наступні основні параметри: довжина сталі якоря, основних і додаткових полюсів $l_\delta = 205$ мм, діаметр якоря 332,4 мм, число пазів якоря $Z_a = 48$, кількість колекторних пластин $k = 144$, секції одновиткові, число активних провідників $N_a = 288$. Кількість полюсів і паралельних віток $2p = 2a = 6$, повітряний зазор $\delta = 1,3$ мм. Залізо статора – з асинхронного двигуна ВАО5П280Л4, внутрішній діаметр $D_i = 340$ мм, зовнішній діаметр $D_s = 520$ мм.

Обмотка незалежного збудження виконана із $2p$ концентричних котушкових груп, по дві котушки в групі. Великі котушки з кроком $y_1 = 7$ мають кількість витків $w_{k1} = 90$, малі котушки з кроком $y_2 = 5$ мають кількість витків $w_{k2} = 50$ (рис. 1). Навантаження на обмотку незалежного збудження модернізованого стартер-генератора значно менше в порівнянні з серійним завдяки меншому повітряному зазору, а також завдяки тому, що частина основного магнітного потоку створюється спільною дією МРС обмотки якоря і генераторної статорної обмотки.

Магнітне поле, як це і прийнято для класичних типів ЕМ, розглядається в поперечному перетині (рис. 1) і описується відомим [3] диференціальним рівнянням:

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\mu(B)} \nabla \times A \right) = J, \quad (1)$$

де A – векторний магнітний потенціал (ВМП); J – густина струму; B , μ – магнітна індукція і проникність.

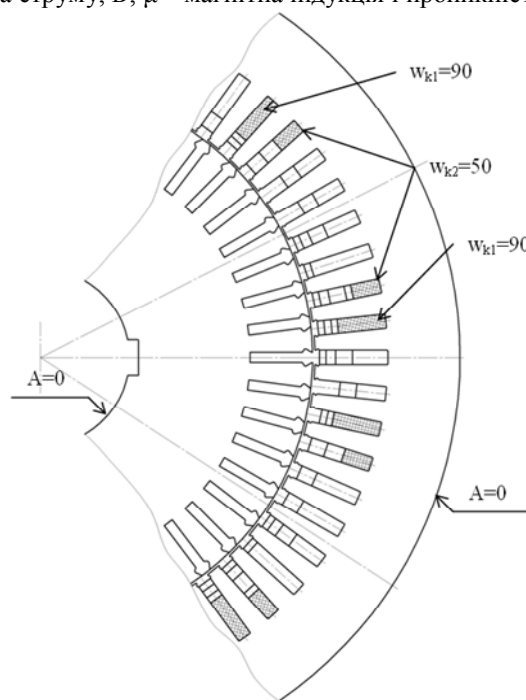


Рис. 1. Поперечний перетин стартер-генератора

Область розрахунку (рис. 1) обмежується зовнішньою поверхнею осердя статора, де для векторного магнітного потенціалу задана умова Дирихле [1]. Розв'язання рівняння (1) у позначеній області проводиться методом скінчених елементів [3] з використанням програми FEMM [4]. Стартер-генератор графічно реалізовано в програмі КОМПАС V11 та перенесено в стандартний пакет FEMM, де додатково задана крива намагнічування сталі 2212 і коефіцієнт заповнення нею осердя, а також розподілені струми обмотки збудження по пазах статора (рис. 1).

Струм збудження розрахований при проектуванні $i_b = 17,2$ А, в пазах якоря струм відсутній, так як розглянуто режим роботи без навантаження.

При запуску програми FEMM будується сітка з трикутною кінцевоелементною структурою: у нашому випадку були 653882 елементи. Потім відбувається розрахунок і виходить розподіл векторного магнітного потенціалу (ВМП) по вузлах сітки.

Картина магнітного поля стартер-генератор у режимі роботи без навантаження наведена на рис. 2 у

вигляді ліній рівного ВМП (максимальне значення ВМП складає 0,0598 Вб/м). Картина відображає реальний розподіл магнітного поля – на відміну від спрощеної його структури, що апіорі задається, відповідної класичному методу розрахунку магнітного кола.

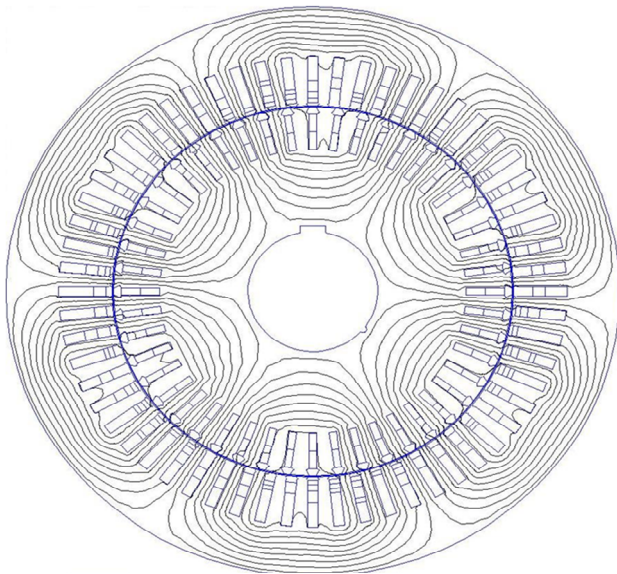


Рис. 2. Поперечний перетин стартер-генератора з картиною магнітного поля обмотки збудження

Між сусідніми лініями поля на рис. 2 розміщується 5 % від повного потоку статора на полюсному діленні. Детальніше картина поля на одному з полюсних ділень в зубцево-пазовій зоні представлена на рис. 3, де між сусідніми силовими лініями розміщено 1 % від повного потоку статора.

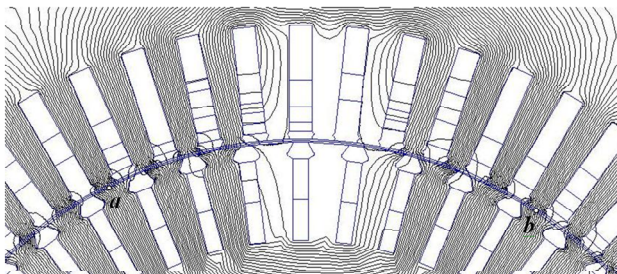


Рис. 3. Картина магнітного поля в області зазору на полюсному діленні

У результаті розрахунку магнітного поля можна визначити цілий ряд параметрів ЕМ. Зокрема, легко обчислюється магнітний потік, що проходить через повітряний проміжок на полюсному діленні:

$$\Phi = l_{\delta} (A_b - A_a), \quad (2)$$

де l_{δ} – активна довжина; A_a , A_b – значення ВМП у точках a і b (рис. 3), віддалених один від одного на полюсне ділення.

Так, з проведеного розрахунку магнітного поля магнітний потік, створений обмоткою збудження $\Phi = 0,192 \cdot 10^{-2}$ Вб, що складає 50 % від основного магнітного потоку створеного спільною дією МРС обмотки якоря і генераторної статорної обмотки. Крім того, після розрахунку магнітного поля визначені значення магнітної індукції в повітряному проміжку, проведено розрахунок ЕРС в обмотці якоря. Результа-

ти розрахунків (МСЕ) у порівнянні з результатами, що зроблені в [2], та результатами, отриманими при випробуваннях макетного зразка стартер-генератора на ПАТ "Електромашина" наведено у табл. 1.

Таблиця 1

Параметр	(МСЕ)	Спрощений метод [2]	Результати випробувань
Φ , Вб	$1,005 \cdot 10^{-2}$	$0,975 \cdot 10^{-2}$	$1,0029 \cdot 10^{-2}$
B_{δ} , Тл	0,9	0,85	0,87
E , В	114	113	113,5

Таким чином, можна зробити висновок, що спрощений метод не дає необхідну точність розрахунку електромагнітних параметрів стартер-генератора з неявнополюсним статором. Потрібно вдосконалити розробку методик розрахунку саме для цього класу ЕМ, яка б враховувала багато режимність роботи стартер-генератора.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

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. Луцик В.Д., Варванський А.Ю. Стартер-генератор постійного струму з неявнополюсним статором // Електротехніка і електромеханіка. – 2009. – №6. – С. 40-46.
3. Сильвестер П., Феррари Р. Метод конечных элементов для радиоинженеров и инженеров электриков. Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 318 с.
4. Meeker D. Finite Element Method Magnetics. Version 4.0. User's Manual, January 26, 2004 // <http://femm.berlios.de>.

Надійшла 20.09.2010

Варванський Артем Юрійович

Донбаський державний технічний університет
кафедра "Електричні машини і апарати"
94204, Алчевськ, пр. Леніна, 16
тел. (050) 230-36-49, e-mail: Art_v_u@rambler.ru

A.Yu. Varvanskyi

Analysis of a locomotive nonsalient-stator DC starter-generator magnetic field.

FEMM-based computation of magnetic field of a locomotive nonsalient-stator DC starter-generator is made for no-load operating mode on the basis of a field problem solution.

Key words – locomotive DC starter-generator, nonsalient stator, magnetic field, no-load operating mode, computation.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА ГРАНИЧНЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ В ОПТИМАЛЬНОМ 3-D ПРОЕКТИРОВАНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ С ВЫБОРОМ ФОРМЫ ПОЛЮСНЫХ НАКОНЕЧНИКОВ

Розроблено метод оптимального проектування осесимметричних електромагнітів із заданим розподілом поля у робочому об'ємі з використанням методу граничних інтегральних рівнянь, що дозволяє прискорити розрахунок магнітного поля при проведенні синтезу. Задача синтезу розв'язується з допомогою оптимізації роєм часток з еволюційним формуванням складу рою.

Разработан метод оптимального проектирования осесимметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с использованием метода граничных интегральных уравнений, позволяющий ускорить расчет магнитного поля при проведении синтеза. Задача синтеза решается с применением оптимизации роём частиц с эволюционным формированием состава роёв.

ВВЕДЕНИЕ

Электромагниты часто используются во многих отраслях науки и техники, где применяются в качестве источников сильного магнитного поля. Для многих технических приложений важным является реализация заданной конфигурации поля в рабочем объеме используемых электромагнитов. Наиболее эффективным способом решения данной задачи является оптимальный синтез магнитной системы источника поля. Выбором формы полюсных наконечников в этом случае удастся обеспечить требуемые технические характеристики устройства. Однако в магнитных системах, содержащих ферромагнитные элементы, конфигурация магнитного поля зависит от распределения намагниченности в них, что существенно усложняет организацию вычислительных процессов, поскольку на различных этапах решения задачи синтеза возникает необходимость многократного решения задачи анализа.

Для упрощения решения задачи анализа в первом приближении вектор намагниченности полюсных наконечников $\mathbf{M}$ в ряде случаев считают постоянным [1, 2], что значительно ускоряет процесс проведения синтеза магнитных систем. Однако, принятое допущение приводит к искажению результатов расчета поля в рабочем объеме электромагнитов, и, как следствие, к неточностям в решении задачи синтеза. Поэтому расчет поля должен позволять учесть сложную зависимость между распределением намагниченности в ферромагнитных элементах магнитных систем от их формы и магнитных свойств материала, пространственной конфигурации магнитных полей катушек с током, выступающих в роли первичных источников поля. Поэтому важным является рациональный выбор метода решения задачи расчета поля, руководствуясь критерием эффективности как самого метода, так и возможностью его интеграции в рамках алгоритма решения задачи синтеза.

Для расчета пространственных полей ферромагнитных элементов магнитных систем, имеющих произвольную геометрию, наиболее часто применяются метод интегральных уравнений [3, 4] и метод конечных элементов (FEM). В настоящее время FEM зарекомендовал себя как один из самых эффективных методов расчета поля, однако он не лишен ряда недостатков, которые ограничивают возможность его применения в задачах синтеза. Одним из главных недостатков FEM является то, что при его использовании требуется проводить дискретизацию не только ферромагнитного тела, но и окружающего его пространства. Это приводит к необходимости искусственного ограничения расчетных областей и введения дополнительных граничных условий на их поверхностях,

влияние которых на точность расчета поля с трудом поддается строгому анализу.

В свою очередь, в методе интегральных уравнений на дискретные элементы разбиваются только ферромагнитные объекты, что приводит к снижению числа неизвестных при его использовании. В линейном случае использование метода интегральных уравнений позволяет свести задачу к нахождению плотностей вторичных источников, расположенных на поверхностях ферромагнитных объектов, в результате чего, в свою очередь, удастся понизить размерность решаемой задачи.

Трудоемким этапом расчета поля является также построение дискретной геометрической модели ферромагнитных тел, осуществление которого для различных вариантов формы ферромагнитных элементов проектируемой магнитной системы может занять значительное время в общем цикле процесса синтеза. Поэтому в работах [5, 6], в которых для расчета поля используется FEM, при решении задачи синтеза повторное разбиение тела не проводится, а деформируется начальная сеть конечных элементов, что приводит к появлению вблизи поверхности полюсов сильно вытянутых элементов разбиения и отрицательно сказывается на точности численных расчетов.

Поскольку целевые функции, возникающие в задачах оптимального синтеза магнитных систем, зачастую многоэкстремальны, имеют овраги и области типа плато, поиск их оптимума требует применения специальных методов, ориентированных на поиск глобального экстремума. В исследовании [7] при решении задачи анализа применяется метод интегральных уравнений, однако, так же как и в работах [5, 6], для решения задачи синтеза используются классические методы локального спуска, не позволяющие, в общем случае, найти наилучшее возможное решение многоэкстремальной задачи оптимизации.

Целью данной статьи является разработка эффективного метода оптимального проектирования аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме на основе метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации роём частиц PSO с эволюционным формированием состава роёв.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ АНАЛИЗА КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для решения задачи расчета поля, создаваемого электромагнитом, в линейном случае воспользуемся методом граничных интегральных уравнений [3]. Для этого на поверхности тела, находящегося во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$, размещается простой слой магнит-

ных зарядов, распределение поверхностной плотности которых описывается интегральным уравнением

$$\sigma(Q) = \frac{\lambda}{2\pi} \iint_S \sigma(P) \frac{n_Q r_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + 2\mu_0 \lambda n_Q H_0(Q), \quad (1)$$

где σ – поверхностная плотность магнитных зарядов; r_{PQ} – вектор, проведенный из точки истока P в точку наблюдения Q , которые располагаются на поверхности тела S ; n_Q – внешняя нормаль к поверхности в точке Q ; λ – коэффициент, зависящий от магнитной проницаемости μ или магнитной восприимчивости χ ферромагнитного тела и определяемый из соотношения

$$\lambda = \frac{\mu - 1}{\mu + 1} = \frac{\chi}{2 + \chi}. \quad (2)$$

После нахождения значений поверхностных плотностей магнитных зарядов, напряженность магнитного поля в произвольной точке пространства Q может быть вычислена по формуле

$$H(Q) = \frac{1}{4\pi\mu_0} \iint_S \frac{\sigma(P) r_{PQ}}{r_{PQ}^3} dS_P + H_0(Q). \quad (3)$$

В случае, когда тело обладает аксиальной симметрией, исходное интегральное уравнение (1) в цилиндрической системе координат принимает вид

$$\sigma(Q) = \lambda \int_l K(Q, P) \sigma(P) dl_P + 2\lambda n_Q H_0(Q), \quad (4)$$

где l – контур, вращением которого вокруг оси z образовано тело, а ядро уравнения описывается выражением

$$K(Q, P) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{n_Q \cdot r_{PQ}^{\rho_P}}{r_{PQ}^3} d\varphi_P. \quad (5)$$

С использованием эллиптических интегралов первого $E(k)$ и второго $K(k)$ рода, ядро можно представить формулами

$$\begin{aligned} K(Q, P) &= \frac{2}{\pi} [h_\rho(u) n_\rho(Q) + h_z(u) n_z(Q)]; \\ h_\rho(u) &= (A(u) - B(u)) \Psi(u); \\ h_z(u) &= C(u) \Psi(u); \\ A(u) &= (\rho_Q + \rho_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ B(u) &= \frac{2\rho_P^2(u)}{k^2(u)} \left[\frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)} - K(k(u)) \right]; \\ C(u) &= (z_Q - z_P(u)) \rho_P(u) \frac{E(k(u))}{1 - k^2(u)}; \\ \Psi(u) &= \frac{1}{[(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2]^{3/2}}; \\ k(u) &= \sqrt{\frac{4\rho_Q \rho_P(u)}{(\rho_Q + \rho_P(u))^2 + (z_Q - z_P(u))^2}}. \end{aligned} \quad (6)$$

В данных выражениях предполагается, что контур тела вращения l параметризован с помощью параметра $u \in [0; 1]$ в виде

$$\begin{cases} \rho_P = \rho_P(u); \\ z_P = z_P(u). \end{cases} \quad (7)$$

Для численного решения уравнения (4) разобьем поверхность аксиально-симметричного ферромагнитного тела на N тонких колец (см. рис. 1), что эквива-

лентно разбиению контура l на отрезки l_i , считая поверхностную плотность магнитных зарядов σ_i постоянной в пределах каждого элемента разбиения ($i = \overline{1, N}$). Тогда интегральное уравнение может быть заменено дискретным аналогом в виде системы линейных алгебраических уравнений

$$\sigma_i = \lambda \sum_{j=1}^N \left(\int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \right) \sigma_j + 2\lambda n_{Q_i} H_0(Q_i), \quad (8)$$

которая в матричной форме может быть представлена в виде

$$\left(\frac{1}{\lambda} E - A \right) \cdot \sigma = b. \quad (9)$$

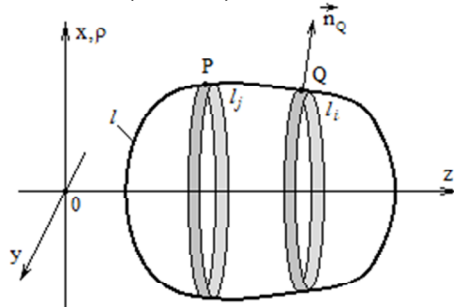


Рис. 1. Разбиение поверхности тела на кольца

В выражении (9) элементы матрицы влияния A j -го на элемента разбиения на i -й и свободного члена b вычисляются соответственно по формулам

$$\begin{aligned} a_{ij} &= \int_{l_j} K(Q_i, P) dl_P \\ b_i &= 2n_{Q_i} H_0(Q_i). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, чтобы найти распределение магнитных зарядов на поверхностях колец, нужно определить значения N^2 коэффициентов матрицы влияния A и решить систему уравнений с N неизвестными σ .

На каждой итерации решения задачи синтеза при расчете поля для различных вариантов магнитных систем, если не принять специальных мер, будет происходить многократный расчет коэффициентов влияния для элементов разбиения, причем некоторые из них могут не измениться или присутствовать в одном из следующих вычислительных циклов. Чтобы избежать повторного вычисления для уже встречавшихся ранее коэффициентов матрицы A , предлагается хранить заранее рассчитанные все их возможные значения в оперативной памяти компьютера и организовать быстрый доступ к ним по мере необходимости. При этом возможная область пространства, занимаемая магнитной системой, предварительно регулярно разбивается на кольцеобразные элементы, что эквивалентно введению прямоугольной сети в плоскости $\rho\theta z$ (см. рис. 2).

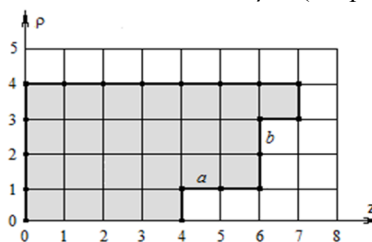


Рис. 2. Аппроксимация контура тела вращения

Пусть контур l , описывающий тело вращения, аппроксимируется отрезками с вертикальной и гори-

зонтальной ориентацией и допускает представление в виде последовательности целочисленных узлов сети.

В этом случае положение каждого элементарного отрезка контура однозначно определяется тройкой чисел

$$(i, j, s); \quad i = \overline{0, N_p - 1}; \quad j = \overline{0, N_z - 1}; \quad s = \overline{0, 1}, \quad (11)$$

где числа i, j задают позицию нижнего левого конца элемента разбиения относительно соответствующих осей p и z , переменная s – ориентацию отрезка (0 – вертикальная, 1 – горизонтальная), N_p и N_z – количество узлов сети вдоль радиальной и аксиальной осей. Так, например, представленные на рис. 2 и 3 элементы a и b характеризуются триплетом (1, 4, 1) и (2, 6, 0) соответственно.

При расчете матрицы влияния можно воспользоваться трансляционной симметрией вдоль направления оси Oz . В этом случае коэффициенты взаимного влияния двух элементов разбиения не зависят от абсолютных значений их координат вдоль оси z , а лишь, с точностью до знака, определяются расстоянием между ними. Так, согласно рис. 3, значение коэффициента влияния элемента b на элемент a совпадает со значением коэффициента влияния для элементов (1, 0, 1) и (2, 2, 0). Учитывая этот факт, достаточно рассчитать коэффициенты влияния лишь на отрезки вида $(i, 0, s)$.

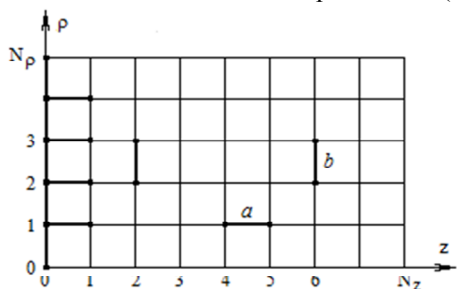


Рис. 3. Учет трансляционной симметрии вдоль оси Oz

Значение коэффициентов взаимного влияния между парой элементов разбиения зависит не только от их расположения, но и от их взаимной ориентации. Возможны четыре типа взаимной ориентации отрезков l_i и l_j (см. рис. 4), причем номер типа взаимной ориентации определяется по формуле

$$t = 2s_i + s_j, \quad (12)$$

где s_i и s_j – ориентация отрезков l_i и l_j .

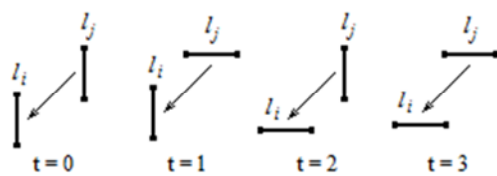


Рис. 4. Взаимное расположение элементов

Для хранения значений всех возможных коэффициентов влияния элементов, определяемых вводимой дискретной сетью узлов, без учета трансляционной симметрии требуется разместить в оперативной памяти компьютера $4N_p^2 N_z^2$ вещественных чисел. Например, если аксиально-симметричное ферромагнитное тело имеет линейные размеры порядка 200 мм, то при шаге сети 1 мм для хранения коэффициентов влияния потребуется около 48 гигабайт свободной оперативной памяти. Тогда как учет трансляционной симметрии сокращает количество необходимых ячеек памяти до $4N_p^2 N_z^2$ и в приведенном случае затрачивается всего 245 мегабайт оперативной памяти.

Наибольшую сложность при расчете значений коэффициентов влияния представляет случай $i = j$, так как при этом ядро $K(Q, P)$ уравнения (8) имеет особенность. В случае, когда ориентация элемента разбиения вертикальная ($s = 0$) коэффициент влияния элемента самого на себя равен нулю, так как при этом $n_Q \cdot r_{PQ} = 0$ (см. рис. 5).

Для численного выделения особенности в случае $s = 1$ предлагается рассчитывать нормальную составляющую магнитного поля, создаваемого элементом разбиения в нескольких точках с внешней Q_m и внутренней Q'_m стороны вблизи граничной поверхности на расстоянии h_m . Пользуясь сведениями из теории потенциала о свойствах нормальной производной потенциала простого слоя, для коэффициента a_{ii} можно записать приближенное выражение вида

$$a_{ii}(h_m) = \mu_0 n_Q (H(Q_m) + H(Q'_m)), \quad (13)$$

которое превращается в точное равенство при $h_m \rightarrow 0$. Для численного определения значения предела $\lim_{h_m \rightarrow 0} a_{ii}(h_m)$ проводится экстраполяция последовательности $a_{ii}(h_m)$ для случая $h_m \rightarrow 0$ с использованием интерполяционного полинома Лагранжа.

После расчета всех коэффициентов матрицы влияния A и заполнения столбца свободных членов b , система линейных уравнений (9) решается с использованием метода GMRES, основанного на проектировании на подпространства Крылова [8, 9]. При этом в расчете участвуют элементы разбиения, входящие в состав контура l , который образует тело вращения на текущем этапе синтеза.

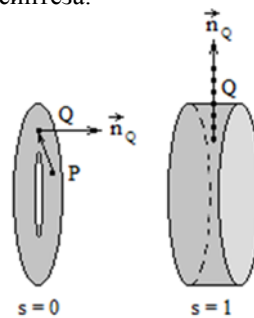


Рис. 5. Расчет коэффициента влияния для случая $i = j$

Комплекс предложенных мероприятий по адаптации метода граничных интегральных уравнений позволяет значительно сократить время, затрачиваемое на решение задачи анализа с его использованием, как составной части процесса синтеза, а также обеспечивает оптимальный выбор геометрии полюса электромагнита без деформации сети.

ВЕРИФИКАЦИЯ РАСЧЕТА ПОЛЯ

Так как точное аналитическое описание для определения намагниченности ферромагнитных тел известно лишь для ряда простейших тел конечных размеров, ограниченных криволинейными поверхностями, то для проверки адекватности численного метода расчета поля ферромагнитного тела вращения, образованного изломанным контуром, выбран пример расчета для бесконечной в двух направлениях ферромагнитной пластины с магнитной проницаемостью μ , находящейся в однородном магнитном поле H_0 , которое перпендикулярно к плоскости пластины. Поскольку разработанное программное обеспечение ориентировано на расчет поля тел вращения конечных размеров, бесконечная пластина заменяется тонким диском радиусом $r = 500$ мм и толщиной $d = 5$

мм. Поскольку радиус диска многократно превышает его толщину, представляется возможным сопоставить результаты численного расчета поля в центре для тела данной формы с аналитическим решением для бесконечной пластины. Напряженность внешнего магнитного поля принималась равной $H_0 = 100$ А/м. Из граничных условий для напряженности магнитного поля на поверхности пластины следует, что поле в ее объеме однородно и описывается зависимостью

$$H_{\text{пласт}} = \frac{H_0}{\mu}. \quad (14)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета поля в объеме ферромагнитной пластины с использованием соотношения (14) и результаты численного расчета поля в центре диска при различных значениях магнитной проницаемости вещества μ . При этом шаг разбиения диска выбирался равным 1 мм.

Таблица 1

Результаты расчета магнитного поля			
μ	$H_{\text{пласт}}, \text{А/м}$	$H_{\text{диск}}, \text{А/м}$	Погрешность, %
10	10	10,045	0,45
100	1	1,0049	0,49
200	0,5	0,5025	0,50
500	0,2	0,2010	0,50
1000	0,1	0,1005	0,50

Уменьшение шага разбиения до значения 0,1 мм практически не влияет на точность совпадения с результатами, вычисленными по формуле (14). Это можно объяснить конечными размерами диска.

Результаты сопоставления показали, что точность численного расчета достаточно высока и используемый подход может быть применен при решении задачи синтеза.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПТИМАЛЬНОГО СИНТЕЗА ЭЛЕКТРОМАГНИТА

Продemonстрируем пример применения метода граничных интегральных уравнений при решении задачи синтеза электромагнита с однородным полем. Пусть в состав магнитной системы входит пара стержневых электромагнитов с полюсными наконечниками, на каждом из которых размещены катушки. При этом полюсные наконечники представлены одинаковыми наборами цилиндрических полюсных элементов (рис. 6 и 7). Численные значения фиксированных параметров магнитной системы приведены в табл. 2.

В качестве варьируемых параметров используются высоты и радиусы полюсных элементов

$$X = \{h_1, \rho_1, h_2, \rho_2, \dots, h_n\}, \quad (15)$$

где n – количество полюсных элементов.

Таблица 2

Основные параметры магнитной системы			
Концентратор		Катушка	
R , мм	46	L_k , мм	60
L_z , мм	110	Δ , мм	30
$h_{\min}$, мм	14	R_1 , мм	47
$h_{\max}$, мм	40	R_2 , мм	57
χ	100	j , А/м ²	$2 \cdot 10^4$

Требуется определить такие значения параметров полюсных наконечников, которые обеспечивают наибольшую однородность магнитного поля в рабочем объеме межполюсного пространства.

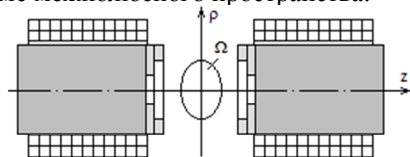


Рис. 6. Внешний вид магнитной системы

В качестве рабочего объема Ω выберем эллипсоид вращения с аксиальной и радиальной осями, имеющими численное значение 12 мм и 15 мм соответственно. Регулярно разместим внутри рабочего объема контрольные точки с шагом 1 мм. Однородность магнитного поля в рабочем объеме будем оценивать в единицах (ppm) как миллионную долю максимального относительного отклонения напряженности поля в контрольных точках по сравнению со значением поля в центре системы.

В качестве целевой функции в данной задаче удобно использовать выражение вида

$$f(X) = \frac{\sum_{k=1}^K (H_r^{(k)})^2 + \sum_{k=1}^K (H_z^{(k)} - H_z^{(0)})^2}{(H_z^{(0)})^2}, \quad (16)$$

где $H_r^{(k)}$ и $H_z^{(k)}$ – соответственно радиальная и аксиальная составляющая магнитного поля в k -й контрольной точке, $H_z^{(0)}$ – напряженность поля в центре рабочего объема, а K – число контрольных точек.

Минимизация данной целевой функции позволяет уменьшить радиальную составляющую поля и отклонение его аксиальной составляющей от значения напряженности поля в центре рабочего объема

$$f(X) \rightarrow \min. \quad (17)$$

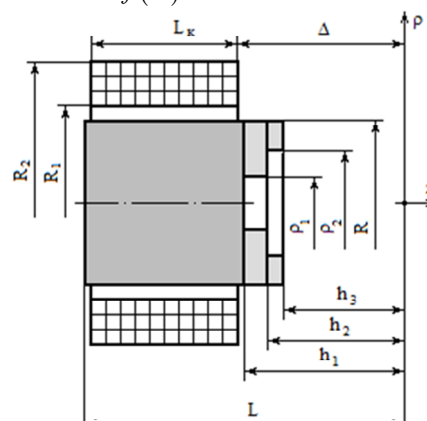


Рис. 7. Параметры электромагнита

Ограничения в рассматриваемой задаче оптимизации обуславливаются максимально допустимой удаленностью полюсных элементов от рабочего объема и минимальным расстоянием, обеспечивающим непересечение полюсных элементов друг с другом и с областью рабочего объема, и в данном случае определяются неравенствами вида

$$h_{\min} < h_i \leq h_{\max}, \quad (18)$$

$$0 < \rho_1 < \rho_2 < \dots < \rho_{n-1} \leq R.$$

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом оптимизации роем частиц (PSO), хорошо зарекомендовавшим себя в работе [2], который с большой вероятностью позволяет найти глобальное решение задачи. Для повышения скорости сходимости оптимизационного процесса и возможности выхода роя из локальных оптимумов, применим модификацию данного алгоритма с использованием операторов кроссовера и мутации, заимствованных из генетического алгоритма [10]. При этом генетические операторы кроссовера для роя частиц имеют вид

$$\begin{cases} X' = \alpha \cdot X^{(p_1)} + (1 - \alpha) \cdot X^{(p_2)} \\ V' = \beta \cdot V^{(p_1)} + (1 - \beta) \cdot V^{(p_2)} \end{cases}, \quad (19)$$

где X' и V' – координаты и скорости частицы-наследника; $X^{(p1)}$, $X^{(p2)}$, $V^{(p1)}$, $V^{(p2)}$ – координаты и скорости родительских частиц; α , β – случайные числа, равномерно распределенные на интервале [0; 1].

Оператор мутации построен на основе асимметричного нормального распределения и гарантирует, что мутировавшая частица с большой вероятностью останется в пределах пространства поиска, при этом

$$\Delta x = \begin{cases} N(0,1) \cdot (x_{\max} - x) \cdot k/3, & N(0,1) \geq 0, \\ N(0,1) \cdot (x - x_{\min}) \cdot k/3, & N(0,1) < 0, \end{cases} \quad (20)$$

$$x' = x + \Delta x,$$

где $x_{\min}$ и $x_{\max}$ – предельные значения координаты x ; $N(0, 1)$ – случайное число, распределенное по стандартному нормальному закону распределения; k – масштабирующий коэффициент, позволяющий регулировать разброс решений в пространстве поиска.

В табл. 3 представлены результаты проведения оптимального синтеза в линейном случае для описанной ранее магнитной системы при разбиении контура магнитной системы с шагом 0,25 мм. Магнитное поле от катушек рассчитывалось по формулам, приведенным в работе [11]. В результате оптимального синтеза в рабочем объеме удалось обеспечить однородность радиальной и аксиальной компонент напряженности магнитного поля соответственно равные 80 и 98 ppm, что составляет менее 0,01 %. Для сравнения при наиболее благоприятном расположении плоских полюсных наконечников относительно рабочей области однородность магнитного поля для аналогичных компонент составляла 1941 и 2742 ppm. На рис. 8 представлена 3D-CAD модель одного из синтезированных полюсов. Уменьшение шага разбиения позволяет добиться еще большей однородности генерируемого в рабочем объеме магнитного поля.

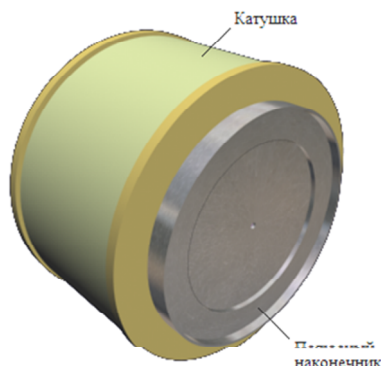


Рис. 8. 3D-CAD модель синтезированного полюса

Таблица 3

Оптимальные параметры полюсных элементов

Номер кольца	Внешний радиус, мм	Величина выступа, мм
1	1,25	27,00
2	33,75	25,75
3	45,00	23,75
4	46,00	20,00
Δ_r , ppm		80
Δ_z , ppm		98

ВЫВОДЫ

Разработан эффективный метод оптимального синтеза формы полюсных наконечников аксиально-симметричных электромагнитов с заданным распределением поля в рабочем объеме с применением метода граничных интегральных уравнений и гибридного алгоритма глобальной оптимизации роением частиц с эволюционным формированием роя, свободный от отмеченных ранее недостатков.

С помощью разработанного метода удалось обеспечить однородность компонент магнитного поля электромагнита на уровне 80 ppm и 98 ppm для радиальной и аксиальной составляющих соответственно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сизиков В.С. О повышении однородности поля постоянного магнита МР-томографа / В.С. Сизиков, Д.Ю. Соколов // Изв. вузов. Приборостроение. – Т. 49. – № 12. – 2006. – С. 32-38.
2. Гальченко В.Я. Параметрический синтез формы аксиально-симметричных полюсов электромагнита для создания однородного магнитного поля / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Электротехника и электромеханика. – 2010. – № 2. – С. 33-36.
3. Тозони О.В. Расчет трехмерных электромагнитных полей / О.В. Тозони, И.Д. Маергойз. – К.: Техника, 1974. – 352 с.
4. Гальченко В.Я. Численный анализ пространственной конфигурации магнитных полей объектов сложной геометрической формы с учетом нелинейных характеристик веществ / В.Я. Гальченко, Д.Л. Остапущенко // Информационные технологии. – 2008. – № 8. – С. 43-49.
5. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Kim D.S. Optimal shape design of 3-D nonlinear electromagnetic devices using parameterized design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 41. – №5. – 2005. – PP. 1792-1795.
6. Ryu J.S., Yao Y., Koh C.S., Shin Y.J. 3-D optimal shape design of pole piece in permanent magnet MPI using parameterized nonlinear design sensitivity analysis // IEEE Trans. Magn. – vol. 42. – № 4. – 2006. – PP. 1351-1354.
7. Курбатов П.А. Проектирование систем с постоянными магнитами открытого типа для магниторезонансных томографов / П.А. Курбатов, Е.А. Кузнецова, Ю.В. Кулаев // Электричество. – 2007. – № 7. – С. 47-52.
8. Saad Y. Iterative methods for sparse linear systems. – PWS Publishing Company, 1996. – 448 p.
9. Баландин М.Ю. Методы решения СЛАУ большой размерности / М.Ю. Баландин, Э.П. Шурина. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 70 с.
10. Гальченко В.Я. Оптимальный синтез высокооднородного магнитного поля в рабочем объеме электромагнита / В.Я. Гальченко, А.Н. Якимов, Д.Л. Остапущенко // Материалы международной конференции "Моделирование-2010" ("Simulation-2010"). – Киев. – 2010. – Т. 3 – С. 324-330.
11. Алиевский Б.Л. Расчет параметров магнитных полей осесимметричных катушек / Б.Л. Алиевский, В.Л. Орлов. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 112 с.

Поступила 24.11.2010

Гальченко Владимир Яковлевич, д.т.н., проф.

Якимов Александр Николаевич

Остапущенко Дмитрий Леонидович, к.т.н.

Луганский государственный медицинский университет кафедра медицинской и биологической физики, медицинской информатики, биостатистики
91045, Луганск, кв. 50-летия Обороны Луганска, 1
тел. (0642) 63-02-53, e-mail: halchvl@gmail.com, alex_forever_82@mail.ru, OstapushchenkoDmitriy@gala.net

V.Ya. Halchenko, A.N. Yakimov, D.L. Ostapushchenko

Application of boundary integral equation method for optimal 3-d design of axisymmetric electromagnets with choice of pole pieces form.

An optimal design method for axisymmetric electromagnets with defined field distribution based on a boundary integral equations method is considered, which allows speeding up magnetic field computation in the linear case. A synthesis problem is solved through a particle swarm optimization technique with evolutionary formation of the swarm structure.

Key words – boundary integral equation method, particle swarm optimization, optimal synthesis, choice of pole shapes, uniform magnetic field.

ПРОБЛЕМЫ ПРОЦЕДУРНОГО ПОДХОДА В ПРОЕКТИРОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН

Розглянуті питання проектування електричних машин традиційним методом, що характеризується процедурним підходом до організації проекту і альтернативного методу, що ґрунтується на концепції об'єктно-орієнтованого проектування. Доведені переваги об'єктно-орієнтованого підходу при розбитті електричної машини на об'єкти, що включають в себе дані і функціональні модулі.

Рассмотрены вопросы проектирования электрических машин традиционным методом, характеризующимся процедурным подходом к организации проекта и альтернативного метода, основывающегося на концепции объектно-ориентированного проектирования. Доказаны преимущества объектно-ориентированного подхода при разбиении электрической машины на объекты, включающие в себя данные и функциональные модули.

Одной из особенностей живой природы является ее способность порождать потомство, обладающее характеристиками, сходными с характеристиками предыдущего поколения. Природе потребовалось миллиарды лет, чтобы достичь современных форм жизни, и результат этих усилий передается каждому представителю отдельного вида живых организмов. Это результат наследования.

Если наследование приводит к таким результатам в природе, то почему оно не может быть полезно в проектировании? Электрические машины можно разбить на классы, соответствующие принципам формирования конкретных видов машин из обобщенных, обладающих универсальными для порожденных классов характеристиками [1]. Наследование позволяет, практически без ограничений, последовательно строить и расширять созданные классы. Каждый раз, когда из предыдущего класса производится последующий, производный класс наследует какие-то или все родительские качества, добавляя к ним новые. Завершенный проект может включать десятки и сотни классов, но все они могут быть произведены от считанного количества базовых классов.

Порождая классы от базовых, можно эффективно использовать алгоритмы базового класса для собственных нужд. Концепция имеет параллель в живой природе: ДНК можно рассматривать как базовый материал, из которого может быть создано любое существо. Каждый организм повторно использует ДНК для воспроизведения своего собственного вида. В проектировании повторное использование осуществляется через наследование.

Применительно к электромеханическим структурам, в качестве базового материала можно рассматривать электромеханические хромосомы, представляющие собой различные конфигурации электромагнитных полей. Их дальнейшее развитие определяет, какой вид электрической машины будет создан [2-4].

Традиционное проектирование сопровождается процедурным подходом к решению задач расчета электрической машины. Зачастую, например, в курсовом проектировании, расчеты разбиваются на последовательно выполняемые пункты с набором формул. Проект, построенный на основе процедурного метода, разделяется на функциональные модули, каждый из которых в идеальном случае выполняет некоторую законченную последовательность действий и имеет явно выраженные связи с другими функциональными модулями программы.

Можно развить идею разбиения проекта на

функциональные модули, объединив несколько функциональных модулей в один блок (иногда блок представляет отдельный проект). При этом сохраняется процедурный принцип: проект делится на несколько компонентов, каждый из которых представляет собой набор инструкций.

Деление проекта на функциональные модули и блоки является основой традиционного структурного проектирования.

Однако, как бы эффективно ни применялся структурный подход, он не позволяет в достаточной степени упростить большие и сложные проекты. Существует две основные проблемы процедурного подхода. Первая заключается в неограниченности доступа функциональных модулей проекта к глобальным данным. Вторая состоит в том, что разделение данных и методов их обработки, являющееся основой структурного подхода, неадекватно отражает картину реального мира [5].

Рассмотрим пример неконтролируемого доступа данных на примере программы проектирования асинхронного двигателя с короткозамкнутым ротором. В проекте выделим следующие функциональные модули:

- 1) выбор главных размеров;
- 2) определение числа зубцов Z_1 , числа витков W_1 и сечения провода обмотки статора;
- 3) расчет размеров зубцовой зоны статора и воздушного зазора;
- 4) расчет ротора;
- 5) расчет намагничивающего тока;
- 6) параметры рабочего режима;
- 7) расчет потерь;
- 8) расчет рабочих характеристик;
- 9) расчет пусковых характеристик;
- 10) тепловой расчет.

В процедурной программе, написанной, к примеру, на языке C++, существует два типа данных. Локальные данные находятся внутри функциональных модулей и предназначены для использования исключительно этими функциональными модулями. Например, в функциональном модуле п.6 "Параметры рабочего режима" используются локальные данные коэффициентов пазового, лобового и дифференциального рассеяния. Локальные данные этого функционального модуля недоступны никому, кроме самого модуля, и не могут быть изменены другими модулями.

Если существует необходимость совместного использования одних и тех же данных несколькими функциями, то данные должны быть объявлены как глобальные. Это, как правило, касается тех данных

проекта, которые являются наиболее важными. Любой функциональный модуль имеет доступ к глобальным данным. Схема, иллюстрирующая концепцию локальных и глобальных данных, приведена на рис. 1.

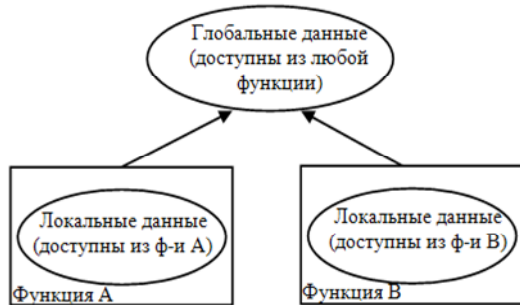


Рис. 1. Глобальные и локальные данные

Примером глобальных переменных могут служить мощности, частота вращения, токи, активные и индуктивные сопротивления обмоток статора и ротора, число зубцов и витков обмоток и т.д.

Большие программы обычно содержат множество функциональных модулей и глобальных переменных. Проблема процедурного подхода заключается в том, что число возможных связей между глобальными переменными и функциональными модулями может быть очень велико, как показано на рис. 2.



Рис. 2. Процедурный подход

Большое число связей между функциями и данными, в свою очередь, также порождает несколько проблем. Во-первых, усложняется структура программы. Во-вторых, в программу становится трудно вносить изменения. Изменение структуры глобальных данных может потребовать переписывания всех функциональных модулей, работающих с этими данными. Например, если разработчик программы решит записывать сопротивления в комплексной форме вида $Z = R + jX$, то будет необходимо ввести новый тип данных, поддерживающий операции с комплексными числами. Кроме того, токи также нужно будет записать в комплексной форме. Это означает, что во все функциональные модули, оперирующие с сопротивлениями и токами, должны быть внесены изменения, позволяющие обрабатывать данные в комплексной форме. Можно привести аналогичный бытовой пример, когда в супермаркете изменяется расположение отделов, и покупателям приходится соответствующим образом менять свой привычный путь от одного отдела к другому.

Когда изменения вносятся в глобальные данные больших программ, бывает непросто определить, какие функциональные модули необходимо скорректировать. Даже в том случае, когда это удастся сделать, из-за многочисленных связей между функциональными модулями и данными исправленные модули начинают некорректно работать с другими глобальными данными. Таким образом, любое изменение влечет за собой далеко идущие последствия.

Вторая, более важная проблема процедурного

подхода заключается в том, что отделение данных от расчета в функциональных модулях оказывается малоприменимым для отображения картин реального мира. В реальном мире нам приходится иметь дело с физическими объектами, такими, например, как люди и электрические машины. Этот объект нельзя отнести ни к данным, ни к функциональным методам, поскольку реальные вещи представляют совокупность свойств и поведения.

Примерами свойств (характеристик) для людей могут являться цвет глаз или место работы; для электрических машин – мощность двигателя и количество зубцов статора. Таким образом, свойства объектов равносильны данным в программах: они имеют определенное значение, например, голубой для цвета глаз или 36 для числа зубцов статора.

Поведение – это некоторая реакция объекта в ответ на внешнее воздействие. Например, человек на просьбу о помощи может дать ответ "да" или "нет". Если ввести активное сопротивление в цепь ротора асинхронного двигателя с фазным ротором, то произойдет увеличение критического скольжения и, как следствие, торможение двигателя. Ответ и торможение являются примерами поведения. Поведение сходно с функциональными модулями: функциональный модуль вызывается, чтобы совершить какое-либо действие (например, рассчитать величину пускового тока), и функциональный модуль совершает это действие.

Таким образом, ни отдельно взятые данные, ни отдельно взятые функции не способны адекватно отобразить объекты реального мира.

Основополагающей идеей объектно-ориентированного подхода является объединение данных и действий, производимых над этими данными, в единое целое, которое называется объектом.

Функции объекта, или функциональные модули, предназначены для доступа к данным объекта. Если необходимо получить какие-либо данные объекта, нужно вызвать соответствующий метод, который выполнит считывание и возвратит требуемое значение. Прямой доступ к данным извне невозможен. Данные объекта скрыты от внешнего воздействия, что защищает их от случайного изменения.

Говоря в терминах языка программирования C++, данные и методы объекта инкапсулированы.

Если необходимо изменить данные объекта, то, очевидно, это действие также будет возложено на методы объекта. Никакие другие функции не могут изменять данные объекта. Такой подход облегчает написание, редактирование и использование проекта. При этом, типичный проект состоит из совокупности объектов, взаимодействующих между собой посредством вызова методов друг друга. Структурная схема объектно-ориентированного проекта представлена на рис. 3.

При подходе к решению задачи с помощью объектно-ориентированного метода, вместо проблемы разбиения задачи на функции, ставится вопрос разбиения этой задачи на объекты. Мышление в терминах объектов оказывается более простым и наглядным, чем в терминах функций, поскольку программные объекты схожи с объектами реального мира. Приведем пример таких объектов:

- Физические объекты – статор, ротор, обмотка, электродвигатель.
- Параметрические объекты – комплексные числа, массивы, время.

- Графические объекты – линии, прямоугольники, круги.

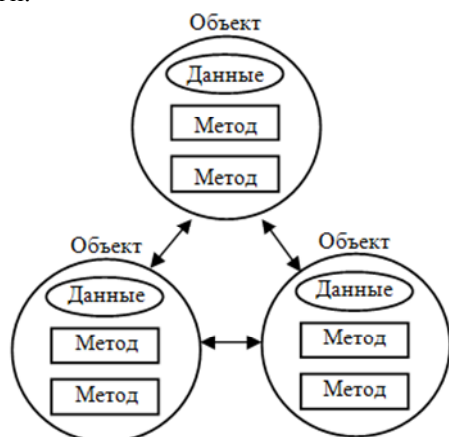


Рис 3. Объектно-ориентированный подход

Соответствие между программными и реальными объектами является следствием объединения данных и функций. Ни одна программная модель, созданная на основе процедурного подхода, не способна отразить существующие вещи столь точно, как это удается сделать с помощью объектов.

Когда идет речь об объектах, то имеется в виду, что они являются экземплярами классов. Это означает, что класс является своего рода формой, определяющей, какие данные и функции будут включены в объект класса. При формировании класса не создаются никакие объекты этого класса, по аналогии с тем, что существование электрической машины на чертеже еще не означает наличие изготовленной по ним машины. Таким образом, класс является описанием совокупности сходных между собой объектов. Например, синхронные генераторы и асинхронные двигатели относятся к классу машин переменного тока. Не существует конкретной машины, в которой вместо серийного номера было бы написано "машина переменного тока", однако машины со своими уникальными серийными номерами являются объектами этого класса, если они обладают определенным набором характеристик. Поэтому объект класса и называется экземпляром класса. В проектировании объекты, обладающие всеми признаками своих классов, создаются при выполнении расчетной программы, когда под них физически выделяется память.

Объектно-ориентированное проектирование никак не связано с процессом выполнения проекта и расчетами, а является лишь способом его организации.

Разработанные классы могут повторно использоваться в других проектах, реализуя концепцию повторного использования. Проектант может взять существующий класс, и, ничего не изменяя, внести в него свои элементы. Все производные классы унаследуют эти изменения, и в то же время каждый из производных классов можно модифицировать отдельно.

Легкость повторного использования является важным достоинством объектно-ориентированного проектирования.

ВЫВОДЫ

1) Традиционное структурное проектирование с процедурным подходом сопровождается двумя основными проблемами:

- а) увеличение, с ростом сложности проекта, чис-

ла связей между глобальными данными и расчетными функциональными модулями;

б) отделение данных от функциональных модулей непригодно для отображения объектов реального мира, обладающих свойствами и поведением.

2) Наличие проблем процедурного подхода затрудняет изменение и сопровождение проекта, делает неосуществимой концепцию наследования.

3) Совмещение данных и функциональных модулей в одном объекте адекватно отображает свойства и поведение объектов реального мира.

4) Решением проблем процедурного проектирования является переход к объектно-ориентированному проектированию, являющемуся основой наследования, полиморфизма и повторного использования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Заблодский Н.Н., Шинкаренко В.Ф., Плюгин В.Е., Гринь Г.М. Объектно-ориентированное проектирование электротепломеханических преобразователей // Техн. электродинамика. – К.: Ін-т електродинаміки НАН України. – Ч.3. – 2008. – С. 106-112.
2. N.N. Zablodsky, V.E. Plyugin etc. Object oriented designing of electro-thermo-mechanical converters with optimum thermodynamic structure // A Dunajvarosi Foiskola Kozlemeyei, № XXIX/1. – 2007. – P. 193-200.
3. Шинкаренко В.Ф. Основы теорії еволюції електромеханічних систем. – К.: Наукова думка, 2002. – 288 с.
4. V.F. Shinkarenko, N.N. Zablodsky, V.E. Plyugin, G.M. Grin. The macro-genetic analysis and systematization of specific variety of electro-thermo-mechanical converters of energy // A Dunajvarosi Foiskola Kozlemeyei, № XXIX/1. – 2007. – P. 185-192.
5. Р. Лафоре. Объектно-ориентированное программирование в C++. – СПб. – 2004. – 923с.

Поступила 17.09.2010

Шинкаренко Василий Федорович, д.т.н., проф.
Национальный технический университет Украины
"Киевский политехнический институт"
кафедра электромеханики
03056, Киев, пр. Перемоги, 37
e-mail: svf46@voliacable.com

Заблодский Николай Николаевич, д.т.н., проф.
Плюгин Владислав Евгеньевич, к.т.н., доц.
Донбасский государственный технический университет
кафедра "Электрические машины и аппараты"
94204, Алчевск, пр. Ленина, 16
тел. (06442) 2-68-87, e-mail: rector@dgmi.al.lg.ua
тел. (06442) 3-82-66, e-mail: vlad.plyugin@ukr.net

Мухаммад Тарик, к.фил.н.,
COMSATS институт информации и технологии
Пакистан, Юниверсити-роуд, Тоб Кемп,
Абботтабад, К. Пухтун Хва
Департамент экологии
e-mail: tariqjalal61@hotmail.com

N.N. Zablodsky, V.F. Shinkarenko, V.E. Plyugin, Muhammad T.
Problems of procedural approach in electric machine designing.

Problems of electric machine designing with a traditional method, which is characterized by a procedure-oriented algorithm in project organization, and an alternative method, which is based on the object-oriented design conception, are considered. Advantages of the object-oriented method are proven under partition of an electric machine into objects that include data and functional modules.

Key words – object-oriented, designing, electric machine, class, object, functional module, inheritance, structure.

СИНТЕЗ ТЯГОВОГО РЕАКТИВНОГО ИНДУКТОРНОГО ДВИГАТЕЛЯ С АКСИАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ ДЛЯ СКОРОСТНОГО ПОДВИЖНОГО СОСТАВА

Наведено методику синтезу реактивного індукторного двигуна з аксіальним магнітним потоком для швидкісного рухомого складу. Синтез здійснюється шляхом розв'язання задачі багатокритеріальної оптимізації.

Приведена методика синтеза реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком для скоростного подвижного состава. Синтез осуществляется путем решения задачи многокритериальной оптимизации.

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей задачей, которую надо решить для создания сети скоростных магистралей, является создание подвижного состава и его важнейшего элемента – тягового электропривода. Именно от его энергетической эффективности и затрат на эксплуатацию будет зависеть конкурентоспособность пассажирских перевозок на скоростных линиях. Сердцем тягового привода является тяговый двигатель, конструкция и принцип действия, которого определяет характеристики тягового электропривода в целом.

Одними из перспективных в этом направлении являются тяговые двигатели с поперечным полем. Особенностью таких тяговых двигателей является применение постоянных магнитов, что и позволяет в этих двигателях получить высокие удельные показатели. Однако известны конструкции двигателей, в которых постоянные магниты не применяются. В литературе они известны как многопакетные индукторные двигатели с аксиальным магнитным потоком. Они нашли применение в качестве силовых приводов. Поскольку изготовление машин с постоянными магнитами требует чрезвычайно высокой культуры производств, считаем уместным рассмотреть именно вариант индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком, конструкция которого представлена в [1].

Теория проектирования индукторных машин, к которым относятся реактивный индукторный двигатель с аксиальным магнитным потоком, находится в стадии становления. Многочисленные публикации носят, как правило, теоретический характер, не дают полной уверенности в справедливости полученного результата [2]. В такой ситуации представляется целесообразным искать новые подходы к решению задачи синтеза индукторных машин.

Исходя из вышесказанного, задача синтеза реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком (АИД) может быть сформулирована таким образом: необходимо создать устройство с заданными рабочими характеристиками (показателями) за счёт нахождения наилучшего сочетания конкретных геометрических и электромагнитных параметров устройства путём использованием процедуры оптимального проектирования.

Цель работы: провести синтез реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком для скоростного электропоезда.

МАТЕРИАЛ ИССЛЕДОВАНИЙ

Исходя из вышесказанного, задача синтеза реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком может быть сформулирована таким образом: необходимо создать устройство с заданными рабочими характеристиками (показателями) за счёт нахождения наилучшего сочетания конкретных геометрических и электромагнитных параметров устройства путём использованием процедуры оптимального проектирования. Определяющим фактором аксиального индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком, используемого в безредукторном приводе, является развиваемый им электромагнитный момент. В работе [3] представлена методика определения электромагнитного момента для реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком. Особенностью модели является нахождение момента путём интегрирования закона изменения магнитной проводимости. Математическая модель для определения электромагнитного момента АИД может быть представлена следующей системой уравнений:

$$\left\{ \begin{aligned} M_{\partial\delta} &= \frac{mZ^2}{\pi} \left(\int_0^{U_a} [g_a U] dU - \int_0^{U_a} [g_u U] dU \right); \quad g_a = \frac{1}{1/g_{z1} + 1/g_{\delta a} + 1/g_{z2}}; \quad g_{z1} = \mu_{z1} \mu_0 \frac{b_{z1}}{h_{z1}} l_{z1}; \quad g_{z2} = \mu_{z2} \mu_0 \frac{b_{z2}}{h_{z2}} l_{z2}; \\ g_{\delta a} &= \mu_0 (b_{\delta}/\delta)_a l_{\delta}; \quad g_u = \mu_0 (b_{\delta}/\delta)_u l_{\delta}; \quad \mu_{z1} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_{z1}}{H_{z1}}; \quad \mu_{z2} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{B_{z2}}{H_{z2}}; \quad B_{z1} = B_{\delta} \frac{b_{\delta} l_{\delta}}{b_{z1} l_{z1}}; \quad B_{z2} = B_{\delta} \frac{b_{\delta} l_{\delta}}{b_{z2} l_{z2}}; \quad H_{z1} = f(B_{z1}); \\ H_{z2} &= f(B_{z2}); \quad (b_{\delta}/\delta)_a = \frac{1}{\beta} \ln \left(1 + \frac{4\beta \cdot \Delta h_{z1}}{2\delta + \beta |b_{z1} - b_{z2}|} \right) + \frac{2}{\beta} \ln \left(1 + \frac{\beta |b_{z1} - b_{z2}|}{2\delta} \right) + \frac{b_{\delta}}{\delta}; \quad U_a = H_{z1} h_{z1} + \frac{B_{\delta}}{\mu_0} \cdot \frac{b_{\delta}}{(b_{\delta}/\delta)_a} + H_{z2} h_{z2}; \\ (b_{\delta}/\delta)_u &= \frac{2}{\beta} \ln \left(1 + \frac{2\beta \Delta b_{z2}}{2\delta + \beta (b_{n2} - b_{z1})} \right) + \frac{2(b_{n2} - b_{z1})}{2\delta + \beta (b_{n2} - b_{z1})} + \frac{2}{\beta} \ln \left(1 + \frac{\beta b_{z1}}{2\delta + \beta (b_{n2} - b_{z1})} \right); \quad l_{\delta} = \min(l_{z1}, l_{z2}); \quad b_{z1} < b_{n2}; \quad h_{z1} > \frac{b_{n1}}{2}; \\ h_{z2} &> \frac{b_{n2}}{2}; \quad |b_{z1} - b_{z2}| \leq 4\delta; \quad |l_{z1} - l_{z2}| \leq 2\delta; \quad \min(b_{z1}, b_{z2}) > b_{z\min}; \quad b_{z1} = \alpha_1 \frac{\pi D_i}{Z}; \quad b_{z2} = \alpha_2 \frac{\pi (D_i - 2\delta)}{Z}; \\ t_{z1} &= \frac{\pi \cdot D_i}{Z}; \quad t_{z2} = \frac{\pi \cdot (D_i - 2\delta)}{Z}; \quad b_{n2} = t_{z2} - b_{z2}; \quad \Delta h_{z1} = (0,15 \dots 0,2) t_{z1}; \quad \Delta b_{z1} = 0,1 t_{z2}; \quad \beta = \begin{cases} 1, & (b_{n2}/\delta) < 10 \\ (1,1 \dots 1,2), & (b_{n2}/\delta) > 10 \end{cases} \end{aligned} \right. \quad (1)$$

где $M_{\partial\delta}$ – средний момент двигателя, U_a – магнитное напряжение зубцового слоя, B_{z1} и B_{z2} – индукция

в зубце статора и ротора соответственно, B_{δ} – индукция в воздушном зазоре при номинальном магнитном

напряжении зубцового слоя, α_1 и α_2 – отношение ширины зубца статора к зубцовому делению статора и ротора соответственно, μ_{z1} – статическая магнитная проницаемость стали при индукции в зубце статора B_{z1} , μ_0 – магнитная проницаемость вакуума, равная $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, l_{z1} и l_{z2} – осевая длина зубца статора и ротора соответственно, b_{z1} и b_{z2} , h_{z1} и h_{z2} , t_{z1} и t_{z2} , b_{n1} и b_{n2} , D_i , δ – геометрические соотношения, которые показаны на рис 1.

Таким образом, в качестве исходных данных для расчёта момента и магнитного напряжения будут выступать: m , Z , D_i , δ , α_1 , α_2 , h_{z1} , h_{z2} , l_{z1} , l_{z2} , B_δ .

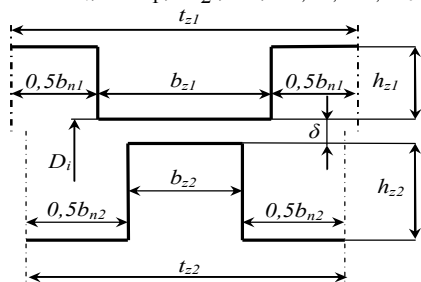


Рис. 1 Геометрические размеры зубцового слоя

Предварительные исследования позволили выявить ряд особенностей: ограничения "расчлениют" поисковое пространство на более "узкие" зоны; какое-либо значение момента или магнитного напряжения может быть достигнуто, как минимум, при двух сочетаниях геометрических размеров.

Поскольку в задаче имеем дело с одиннадцатью параметрами, то очевидно, что перебор сочетаний требует значительных временных затрат. Поэтому представляется целесообразным для проектирования АИД применить методы оптимизации. [4]

В качестве целевой функции считаем целесообразным принять магнитодвижущую силу фазной катушки, поскольку минимизация этой величины в общем случае способствует уменьшению фазного тока и расхода обмоточной меди. Это ведёт снижению массы двигателя, снижению класса полупроводниковых приборов тягового преобразователя, и способствует в целом снижению стоимости привода.

Магнитодвижущая сила фазной (МДС) катушки может быть определена по выражению:

$$F = 2U_a + U_{f1} + U_{f2}, \quad (2)$$

где U_a – магнитное напряжение зубцового слоя, U_{f1} – магнитное напряжение сердечника статора, U_{f2} – магнитное напряжение сердечника ротора.

$$\begin{aligned} U_1(\bar{x}) &= \sum_{i=1}^9 (\max\{0; a_i - x_i\} + \max\{0; x_i - b_i\}); \quad U_2(\bar{x}) = b_{z \min} - \min\left(\frac{\alpha_1 \pi D_i}{Z}, \frac{\alpha_2 \pi (D_i - 2\delta)}{Z}\right); \\ U_3(\bar{x}) &= D_i(\alpha_1 + \alpha_2 - 1) + 2\delta(1 - \alpha_2); \quad U_4(\bar{x}) = |D_i(\alpha_1 - \alpha_2) + 2\delta\alpha_2| - \frac{4\delta Z}{\pi}; \quad U_4(\bar{x}) = |l_{z1} - l_{z2}| - 2\delta; \\ U_5(\bar{x}) &= \frac{\pi(D_i - 2\delta)(1 - \alpha_2)}{2Z} - h_{z2}; \quad U_6(\bar{x}) = \frac{\pi D_i(1 - \alpha_1)}{2Z} - h_{z1}; \quad U_7(\bar{x}) = -S_{f1}; \quad U_8(\bar{x}) = -S_{f2}; \\ U_9(\bar{x}) &= \max\{0; M_0 - M(\bar{x})\} + \max\{0; M(\bar{x}) - 1,05M\}; \\ U_{10}(\bar{x}) &= B_{f1}(\bar{x}) - B_{f10}; \quad U_{11}(\bar{x}) = B_{f2}(\bar{x}) - B_{f20}; \quad U_{12}(\bar{x}) = U_a(\bar{x}), \end{aligned} \quad (5)$$

где S_{f1} , S_{f2} – площадь поперечного сечения сердечников статора и ротора соответственно, B_{f10} и B_{f20} – наибольшие допустимые индукции в сердечниках.

Магнитные напряжения сердечников статора и ротора определяются по формулам

$$U_{f1} = H_{f1} l_{f1}; \quad (3)$$

$$U_{f2} = H_{f2} l_{f2}. \quad (4)$$

В этих выражениях H_{f1} и H_{f2} – напряжённости магнитного поля в сердечнике статора и ротора соответственно, l_{f1} и l_{f2} – длины сердечников статора и ротора соответственно.

Напряжённости H_{f1} и H_{f2} определяются по кривой намагничивания материала через индукции B_{f1} и B_{f2} в сердечниках статора и ротора, которые, в свою очередь, определяются через магнитный поток зубцового деления и площадь поперечного сечения сердечника. Последнюю можно определить через геометрические размеры зубцового слоя и размеры конструкции двигателя.

Определение длин сердечников l_{f1} и l_{f2} возможно только после определения МДС катушки и компоновки фазного блока двигателя. Но, поскольку, МДС катушки зависит от l_{f1} и l_{f2} , то этот процесс носит итерационный характер и решение такой задачи, очевидно, требует больших временных затрат.

Поэтому, предлагаем вместо минимизации магнитных напряжений U_{f1} и U_{f2} минимизировать индукции B_{f1} и B_{f2} в сердечниках статора и ротора. Это приведёт к уменьшению напряжённостей H_{f1} и H_{f2} , поскольку при уменьшении индукции уменьшается напряжённость в соответствии с кривой намагничивания материала. А при компоновке фазного блока потребовать выполнение сердечников статора и ротора с минимально возможными длинами.

Минимизация магнитного напряжения производится с использованием математической модели (1).

Таким образом, минимизация МДС фазной катушки может быть сформулирована как задача многокритериальной оптимизации.

Для решения оптимизационных задач с целью определения оптимальных геометрических и электрофизических параметров устройств наиболее приемлем иерархический подход [5].

Выполним процедуру построения иерархии критериев применительно к задаче оптимизации АИД.

Наивысший приоритет присвоим критерию, объединяющему в себе параметрические ограничения и характеризующему степень нарушения гиперпараллелипипеда D допустимой области изменения вектора варьируемых параметров:

Также необходимо после выполнения оптимизации провести эскизную проработку с целью определить осевую длину машины и, соответственно, возможность её вписывания в отведенный монтажный объём.

Таким образом, выбраны параметры и критерии, а также определена их иерархия для решения задачи оптимизации АИД. Поставлена задача глобальной оптимизации функции девяти вещественных и двух целочисленных переменных.

Следует отметить, что сформулированная задача оптимизации имеет высокую размерность поискового пространства. Как показали решения тестовых задач [4, 5], результат решения сильно зависит от стартовой

точки. Достижение какой-либо величины момента двигателя возможно при различных сочетаниях геометрических размеров. В ряде случаев решение не может быть найдено. Это говорит о множестве локальных минимумов – функция многоэкстремальная. Для решения задач такого типа можем применить комбинированный генетический алгоритм с одното-чечным кроссовером и селекцией по принципу рулетки. Улучшение результата глобальной оптимизации осуществляется методом Нелдера-Мида. Результаты синтеза для различных значений числа зубцов при числе фаз $m=8$ приведены в табл. 1. При других значениях числа фаз решение найдено не было.

Таблица 1

параметр	Значение				Значение			
Z	31	35	36	38	42	32	33	34
D_s , м	0,4944	0,4925	0,4928	0,4931	0,4917	0,486	0,4887	0,4933
δ , м	0,001	0,0016	0,0012	0,0011	0,0011	0,0011	0,001	0,0012
α_1	0,448	0,4957	0,3934	0,4115	0,411	0,3552	0,4273	0,4311
α_2	0,4281	0,4507	0,357	0,4244	0,4281	0,3499	0,4683	0,4417
h_{z1} , м	0,0138	0,0112	0,013	0,012	0,011	0,0154	0,0161	0,0138
h_{z2} , м	0,0146	0,0121	0,0144	0,014	0,0113	0,0154	0,0123	0,0159
l_{z1} , м	0,0224	0,0324	0,0372	0,0385	0,0484	0,0244	0,0235	0,0297
l_{z2} , м	0,0243	0,0343	0,0389	0,0375	0,0486	0,0266	0,022	0,0273
B_δ , Тл	2,199	2,0734	2,0573	1,9693	1,8704	2,1087	2,1709	2,0396
$M_{дв}$, Нм	4200,011	4200	4200	4200	4262,837	4261,635	4200	4200
U_a , А	4565,609	2649,721	2279,32	1960,962	1566,253	3652,348	3243,101	2745,646

По результатам расчетов выбрано оптимальное значение вектора параметров которое соответствует минимальному значению магнитного напряжения $U_a=1566,253$ А.

Выводы: Для выбора параметров АИД сформулирована задача оптимизации. Определяющим критерием принята величина электромагнитного момента. Определены параметры, критерии и ограничения для оптимизации АИД. При построении последовательности критериев принят иерархический подход. В качестве целевой функции принято магнитное напряжение зубцового слоя.

Установлено, что задача синтеза АИД – задача многокритериальной оптимизации с необходимостью определения глобального оптимума.

В качестве метода глобальной оптимизации выбран генетический алгоритм с последующим уточнением результатов методом Нелдера-Мида.

По результатам расчетов определен оптимальный вектор параметров АИД для скоростного электропоезда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рябов Е.С. Реактивный индукторный двигатель с аксиальным магнитным потоком // Вісник НТУ "ХПИ". Збірник наукових праць. Нові рішення в сучасних технологіях. – Харків: НТУ "ХПИ". – 2010. – №38. – д С. 80-83.
2. Ильинский Н.Ф. Проектирование вентильно-индукторных машин общепромышленного назначения / Ильинский Н.Ф., Штайнбрунн Й., Прудникова Ю.И. // Вестник МЭИ. – № 1. – 2004. – С. 37-43.
3. Рябов Е.С., Любарский Б.Г., Зюзин Д.Ю. Емельянов В.Л. К вопросу определения электромагнитного момента реактивного индукторного двигателя с аксиальным магнитным потоком // Електротехніка і електромеханіка. – 2010. – № 5. С. 27-29.
4. Северин В.П. Структура лаборатории методов оптимизации OPTLAB в системе MATLAB // Труды IV Всероссийской научной конференции "Проектирование инженерных и научных приложений в среде MATLAB". – Астрахань: Из-

дательский дом "Астраханский университет". – 2009. – С. 235-267.

5. В.А. Дзензерский, В.И. Омеляненко, С.В. Васильев и др. Высокоскоростной магнитный транспорт и электродинамической левитацией / В.А. Дзензерский, В.И. Омеляненко, С.В. Васильев, В.И. Матин, С.А. Сергеев. – К.: Наукова думка, 2001. – 479 с.

Поступила 23.10.2010

Северин Валерий Петрович, д.т.н., профессор,
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",
кафедра системного анализа и управления
тел. (057) 707-66-54,
Любарский Борис Григорьевич, к.т.н., доцент,
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",
кафедра электрического транспорта и тепловозостроения
тел. (057) 707-65-30, E-mail: lboris@kpi.kharkov.ua
Рябов Евгений Сергеевич,
ГП завод "Электротяжмаш",
Украина, 61089, Харьков, пр. Московский, 299
тел. (0572) 956503, E-mail: ryabov_eugene@mail.ru
Емельянов Вадим Леонидович
Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
Украина, 61002, Харьков, ул. Фрунзе, 21, НТУ "ХПИ",
кафедра электрических аппаратов
тел. (057) 707-68-64, E-mail: evl@kpi.kharkov.ua

B.G. Lubarskiy, V.P. Severin, E.S. Ryabov, V.L. Emeljanov
Synthesis of an axial-flux traction jet induction motor for high-speed rolling stock.

A technique for synthesis of a traction jet induction motor with axial magnetic flux for high-speed rolling stock is introduced. The synthesis is performed through solving a multicriterion optimization problem.

Key words – traction jet induction motor, axial magnetic flux, synthesis, multicriterion optimization, high-speed rolling stock.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОТЫ ТРЕХФАЗНОГО ЛИНЕЙНОГО СИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ В ПАКЕТЕ MATLAB/SIMULINK

Розроблено підхід до моделювання лінійного синхронного двигуна коливального руху в пакеті Matlab/Simulink з використанням стандартної моделі двигуна обертового руху. Для розрахунку параметрів двигуна використовується кінцево-елементний аналіз магнітного поля. Досліджені резонансні властивості приводу при наявності пружного елемента та навантаження типу в'язке тертя. Показані умови виникнення хаотичних коливань рухомої частини приводу.

Описан подход к моделированию колебательного режима работы линейного синхронного двигателя в пакете программ Matlab/Simulink с использованием стандартной модели двигателя вращательного движения. Для расчета параметров линейного двигателя используется конечно-элементный анализ магнитного поля. Исследованы резонансные свойства привода при наличии упругого элемента с вязким трением. Показаны условия возникновения хаотических колебаний подвижной части привода.

ВСТУПЛЕНИЕ

В настоящее время проявляется повышенный интерес к линейным электроприводам колебательного движения. Такие приводы позволяют получать в технологическом процессе непосредственно возвратно-поступательное движение, исключая тем самым звено преобразования вращательного движения в поступательное. В качестве электрического двигателя в таких приводах могут применяться линейные синхронные двигатели с постоянными магнитами (ЛСД-ПМ) [1, 2] и линейные асинхронные двигатели (ЛАД) [3, 4].

На этапе проектирования линейного электропривода колебательного движения с учетом, как правило, сложного характера механической нагрузки, необходимо решать задачу моделирования электромеханических переходных процессов при использовании в общем случае полупроводникового преобразователя, например, инвертора с ШИМ в качестве источника электропитания. Для случая электроприводов вращательного движения при решении таких задач в последнее время все более широко используется пакет программ Matlab/Simulink/SimPowerSystems [5]. Однако в случае линейных электроприводов этот вопрос слабо освещен в литературе и требует специального рассмотрения.

Целью данной работы является описание одного из возможных подходов к моделированию электромеханических переходных процессов в линейном приводе колебательного движения, выполненном на основе ЛСД-ПМ, используя стандартный пакет программ Matlab/Simulink. Согласно этому подходу необходимо, на первом этапе, установить соответствие между исследуемым линейным двигателем и аналогичным ему двигателем вращательного движения и определить его электромагнитные параметры. Затем, на втором этапе, используя стандартные модели для машин вращательного движения и модели электроприводов, имеющиеся в пакете SimPowerSystems, выполнить компьютерное моделирование линейного электропривода.

Указанный подход может применяться при справедливости следующих предположений:

1) малые скорости движения подвижной части двигателя, когда влиянием продольного краевого эффекта можно пренебречь;

2) двигатель имеет короткий статор (или длинный якорь), так что при движении якоря его концевые уча-

стки не влияют на процессы в активной зоне статора;

3) приближенно справедливо равенство электромагнитных параметров трех фазных обмоток.

Отметим, что вопросы учета краевых эффектов, а также ряда других эффектов, возникающих в линейных машинах, при выполнении моделирования в пакете Matlab/Simulink являются актуальными и требуют отдельного рассмотрения.

УСЛОВИЕ СООТВЕТСТВИЯ МЕЖДУ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЯМИ ВРАЩАТЕЛЬНОГО И ЛИНЕЙНОГО ДВИЖЕНИЯ

На рис. 1 схематически показаны две типовые конструкции синхронной машины вращательного движения с постоянными магнитами – с радиально и тангенциально намагниченными магнитами на роторе.

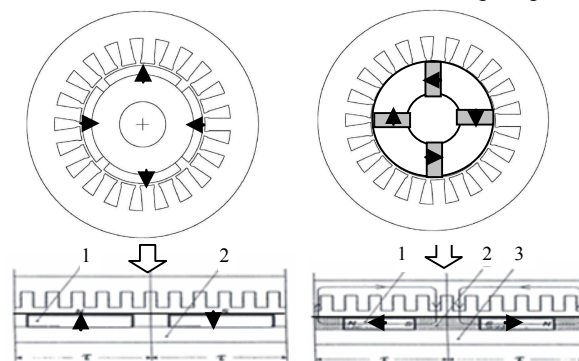


Рис. 1. Базовые две конструкции синхронной машины и соответствующие им линейные машины (1 – постоянные магниты, 2 – магнитопровод ротора, 3 – немагнитный конструктивный элемент)

Линейные синхронные машины будут также иметь подобную конструкцию, но развернутую в плоскость. При справедливости указанных выше предположений, электромагнитные процессы в линейном двигателе будут подобны процессам в соответствующем двигателе вращательного движения, а основные количественные характеристики этих процессов будут совпадать при выполнении следующих условий соответствия:

- геометрическое подобие структуры активной зоны и равенство основных ее геометрических размеров – полюсного шага τ , длины и ширины активной зоны, числа пар полюсов p и др.;

- равенство линейной скорости на поверхности якоря:

$$\omega_r R = v; \quad (1)$$

- равенство механической мощности:

$$T_e \omega_r = F_e v \Rightarrow F_e = T_e / R; \quad (2)$$

- равенство кинетической энергии подвижной части двигателя:

$$J \omega_r^2 / 2 = m v^2 / 2 \Rightarrow J = m R^2, \quad (3)$$

где ω_r , T_e , J , R – соответственно угловая частота вращения якоря, электромагнитный момент, момент инерции и радиус якоря двигателя вращательного движения, v , F_e , m – соответственно линейная скорость движения якоря, электромагнитная сила и масса якоря линейного двигателя.

Отметим, что радиус якоря R в выражениях (1)–(3) может быть вычислен из равенства $2\pi R = 2\pi r_t$, где величина $2\pi r_t$ представляет собой длину активной зоны линейного двигателя.

При выполнении этих условий соответствия, электромеханический процесс в линейной машине будет описываться такой же системой дифференциальных уравнений, как и для машины вращательного движения, и иметь такие же значения входящих в эту систему параметров. Вид этой системы уравнений в координатах dq приведен, например, в [6]. Численное решение этой системы реализовано в стандартном блоке для синхронной машины с постоянными магнитами в пакета Matlab/Simulink и при выполнении указанных условий соответствия (1)–(3) может использоваться для расчета динамических процессов в исследуемом линейном двигателе.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛИНЕЙНОГО СИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

Для моделирования электромеханических процессов в Matlab/Simulink необходимо задать следующие значения электромагнитных параметров двигателя: активное сопротивление статорной обмотки r_1 ; максимальные значения потокоцепления фазной обмотки, создаваемое постоянными магнитами, $\Psi_{\max}$; индуктивность фазной обмотки по продольной и поперечной оси L_d , L_q (или максимальная и минимальная индуктивность обмотки), соответственно.

В случае, когда существует экспериментальный образец линейного двигателя, значения вышеуказанных параметров можно определить по результатам следующих измерений:

- измерение сопротивления фазной обмотки на постоянном токе;
- измерение на переменном токе максимальной и минимальной индуктивности статорной обмотки (одной фазы) при соответствующих положениях якоря;
- измерение максимального значения потокоцепления статорной обмотки от постоянных магнитов, реализуя, например, режим колебательного синусоидального движения якоря с амплитудой, равной полюсному делению.

На этапе проектирования линейного двигателя, когда определены структура статора и ротора и основные геометрические размеры активной зоны, для

расчета его параметров могут использоваться результаты численного расчета магнитного поля в активной зоне двигателя. В данной работе реализован этот подход с использованием конечно-элементного анализа поля в пакета программ COMSOL [7].

Определение значений параметров линейного двигателя предполагает выполнение следующих этапов.

1. Расчет активного сопротивления статорной обмотки r_1 на основе известных аналитических выражений, приведенных, например, в [8].

2. Расчет магнитного поля в активной зоне при наличии ротора с постоянными магнитами и определение максимального значения потокоцепления обмотки статора $\Psi_{\max}$.

3. Расчет магнитного поля в активной зоне при отсутствии постоянных магнитов (задаются значение остаточной индукции магнитов $B_r = 0$) для двух положений ротора, соответствующих максимальному и минимальному значению индуктивности. По результатам расчетов определяются L_d , L_q .

Далее в работе рассматривается линейный цилиндрический двигатель, сечение которого плоскостью rOz показано на рис. 2,а. Основные параметры двигателя: $\tau = 0,07$ м, $p = 2$, наружный радиус якоря – 50 мм, воздушный зазор – 5 мм, число проводников в пазу – 100. Результаты расчета двумерного осесимметричного магнитного поля в его активной зоне для указанных выше этапов приведены на рис. 2,б–г.

По результатам расчетов получены следующие значения параметров: $r_1 = 1,21$ Ом, $\Psi_{\max} = 2,49$ Вб, $L_d = 0,036$ Гн, $L_q = 0,027$ Гн, которые используются далее в Simulink-модели линейного двигателя.

SIMULINK-МОДЕЛЬ ЛИНЕЙНОГО ЭЛЕКТРОПРИВОДА КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ

Линейный синхронный двигатель при колебательном движении якоря, например, по гармоническому закону $x = A \sin \omega t$ может работать в двух режимах – в режиме большой амплитуды колебаний, когда $A \gg \tau$, и в режиме малой амплитуды колебаний, при $A < \tau$. В режиме большой амплитуды колебаний для питания двигателя целесообразно использовать трехфазный инвертор с ШИМ, обеспечивающий частотное управление двигателем с периодическим реверсированием якоря. В режиме малой амплитуды колебаний возможно осуществлять питание двигателя от однофазного синусоидального напряжения. Далее будет рассматриваться режим малых колебаний якоря линейного двигателя.

Для исследования динамических характеристик исследуемого линейного привода на основе синхронного двигателя использовалась Simulink-модель, показанная на рис. 3. Модель содержит стандартный блок синхронной электрической машины с постоянными магнитами, который моделирует процессы в линейном двигателе. Питание двигателя осуществляется от управляемого источника однофазного напряжения, позволяющего осуществлять в процессе счета медленное изменение как частоты, так и амплитуды напряжения, что необходимо для исследования резонансных свойств привода.

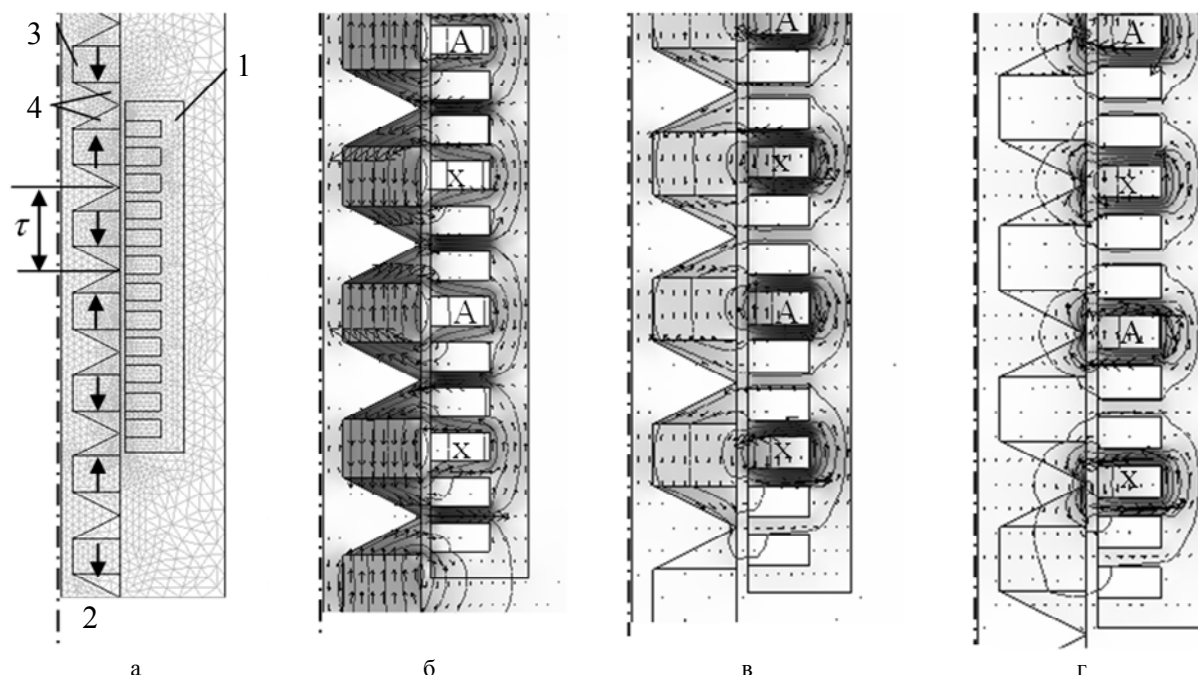


Рис. 2. Конструкция линейного цилиндрического двигателя (а) (1 – статор с трехфазной обмоткой, 2 – якорь, 3 – постоянные магниты, 4 – ферромагнитные вставки), распределение магнитного поля от постоянных магнитов (б), магнитного поля от тока в фазе А для двух положений ротора, соответствующих значению L_q (в) и L_d (г)

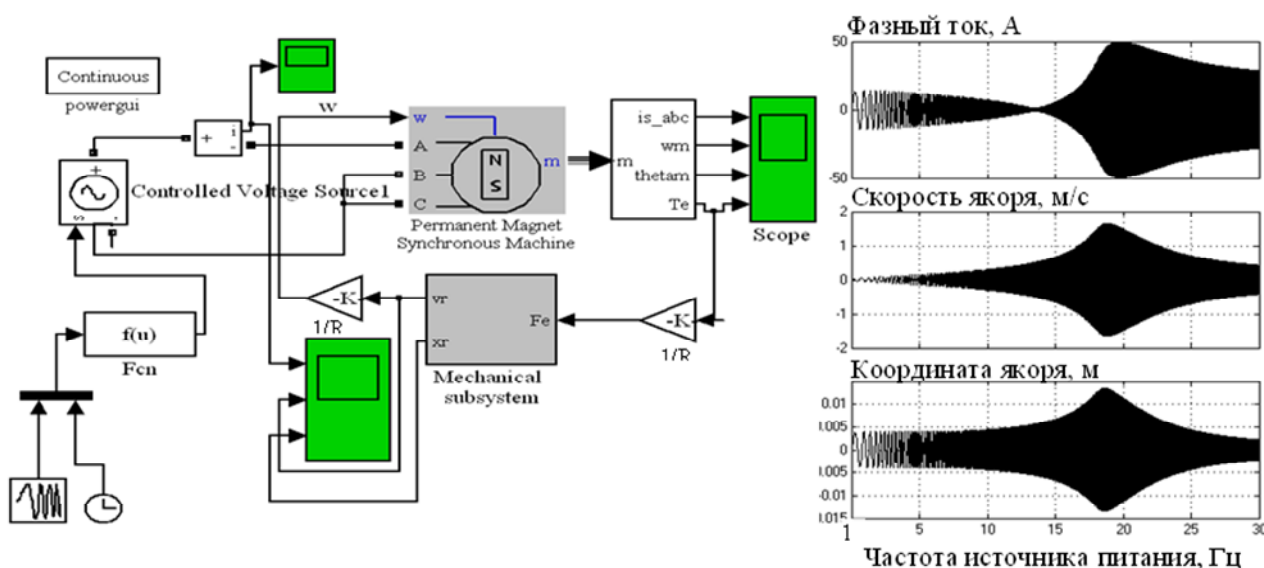


Рис. 3. Simulink-модель для анализа электромеханических процессов в линейном двигателе колебательного движения (а) и резонансные характеристики привода (б)

В качестве уравнения движения якоря в этой модели использовалось следующее уравнение, включающее упругие элементы и вязкое трение и имеющее вид

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + kx = F_e,$$

где m – масса подвижной части, c , k – коэффициент вязкого трения и коэффициент упругости пружин, соответственно.

Численное интегрирование этого уравнения выполняется в блоке [Mechanical subsystem]. На вход этого блока поступает значение электромагнитной силы F_e , вычисленное по значению электромагнитного момента с помощью выражения (2). На выходе этого блока получаем мгновенное значение линейной скорости и

координаты якоря линейного двигателя. Затем определяем угловую скорость по выражению (1), которая поступает на вход синхронного двигателя.

В работе исследовались резонансные характеристики двигателя при его питания от источника синусоидального напряжения с медленно нарастающей частотой и при выполнении условия $u/f = \text{const}$.

Результаты расчета при $m = 75$ кг, $c = 350$ кг/с, $k = 0,6$ МН·м показаны на рис. 3,б, из которого видно, что при частоте источника напряжения $f_0 = 18$ Гц в системе имеет место механический резонанс, при котором амплитуда колебаний якоря, его скорость и потребляемый ток достигают максимального значения.

Для исследования устойчивости работы линейного привода при различной величине питающего

напряжения, в работе выполнялись расчеты при питании двигателя от источника синусоидального напряжения с медленно нарастающей амплитудой и фиксированной частотой $f_0 = 18$ Гц. Результаты приведены на рис. 4 и иллюстрируют следующее.

- Якорь исследуемого двигателя совершает регулярные гармонические колебания при напряжении источника, меньшем некоторого критического значения – $U_{кр}$.
- С ростом напряжения амплитуда колебания якоря монотонно возрастает, достигает значения $\tau/2$ и стабилизируется на этом значении при напряжении меньше критического.
- При напряжении, превышающем критическое, движение якоря становится хаотическим. При этом в кривой, описывающей положение якоря, наблюдаются кратковременные броски, достигающие значений $1,5\tau$.

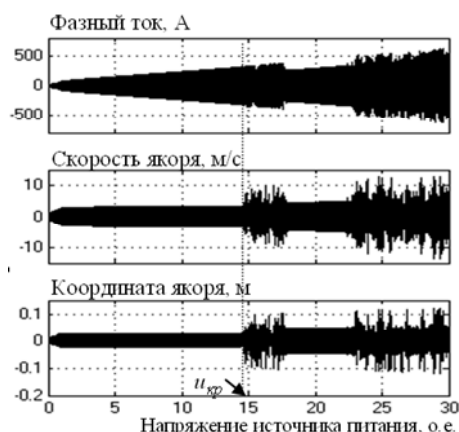


Рис. 4. Характеристики привода при медленно нарастающем напряжении

Отметим, что изучение хаотических процессов в линейных электрических машинах является актуальным и их реализация на практике позволит получить новые технологические эффекты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описан подход к моделированию электромеханических переходных процессов в приводе колебательного движения, выполненном на основе линейного синхронного двигателя с постоянными магнитами, с использованием стандартного пакета программ Matlab/Simulink. На основе решения полевой задачи определены параметры двигателя, используемые в стандартном блоке синхронной машины пакета Simulink.

Изучены резонансные свойства линейного привода при работе в колебательном режиме с малой амплитудой колебаний. Показано, что при напряжении источника питания выше критического, в приводе возникает режим хаотических колебаний якоря.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитерер М.Я., Овчинников И.Е. Синхронные электрические машины возвратно-поступательного движения. – СПб.: КОРОНА принт, 2004. – 368 с.
2. Gieras J.F., Piech Z.J. Linear Synchronous Motors. CRS Press, 2000.
3. Веселовский О.Н., Коняев А.Ю., Сарапулов Ф.Н. Линейные асинхронные двигатели. М., Энергоатомиздат, 1991. – 256 с.
4. Шымчак П. Колебательный электропривод с линейным асинхронным двигателем // Изв. вузов. Электромеханика. – 2009. – № 4. – С. 58-65.
5. www.mathworks.com.
6. Черных И.В. Моделирование электротехнических устройств в MATLAB, SimPowerSystems. – Питер, 2008. – 288 с.
7. www.comsol.com.
8. Проектирование электрических машин. Ред. И.П. Копылова. – М.: Энергия, 1980. – 495 с.

Поступила 16.10.2010

Подольцев Александр Дмитриевич, д.т.н.
Институт электродинамики НАН Украины
03680, Киев-57, просп. Победы, 56
тел. (044) 454-25-68

Бондарь Роман Петрович, к.т.н.
Киевский национальный университет строительства и архитектуры
кафедра электротехники и электропривода
03037, Киев-37, просп. Воздухофлотский, 31
тел. (044) 241-55-10

A.D. Podoltsev, R.P. Bondar

Modeling of a linear three-phase synchronous motor oscillation motion in simulink/matlab software package.

An approach to modeling oscillating conditions of a linear synchronous motor in Simulink/Matlab software package with application of a standard model of an oscillation-motion motor is described. The linear motor parameters are calculated through FEM analysis of magnetic field. Resonance behavior of the drive in the presence of an elastic element with viscous friction is studied. Conditions of chaotic oscillations generation of the drive's moving part are shown.

Key words – linear synchronous motor, oscillating conditions, Simulink/Matlab modeling, FEM analysis.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЕНТИЛЬНОГО ДВИГАТЕЛЯ С ВНУТРЕННИМИ ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ ПРИ ДВУХ СПОСОБАХ СОЕДИНЕНИЯ ФАЗ ОБМОТКИ СТАТОРА

Наведено результати розрахункових та експериментальних досліджень вентильного двигуна з внутрішніми постійними магнітами. Проаналізовано створення електромагнітного моменту та ЕРС при схемах з'єднання фаз обмотки статора "зірка" і "трикутник".

Приведены результаты расчетных и экспериментальных исследований вентильного двигателя с внутренними постоянными магнитами. Проанализировано создание электромагнитного момента и ЭДС при схемах соединения фаз обмотки статора "звезда" и "треугольник".

Прогресс в современной электромеханике характеризуется созданием управляемых электромеханических преобразователей энергии, к которым относятся вентильные двигатели (ВД) с высококоэрцитивными постоянными магнитами (ПМ). Разработка этих электродвигателей требует глубокого изучения протекающих в них процессов, что в дальнейшем позволяет оптимизировать их конструкции или отдельные характеристики в соответствии с функциональным назначением и условиями эксплуатации.

Одно из известных конструктивных исполнений электромеханического преобразователя ВД состоит из статора с явнополюсной структурой магнитопровода и ротора с высококоэрцитивными ПМ, закрепленными либо на поверхности (рис. 1,а), либо внутри (рис. 1,б) магнитопровода ротора [1, 2].

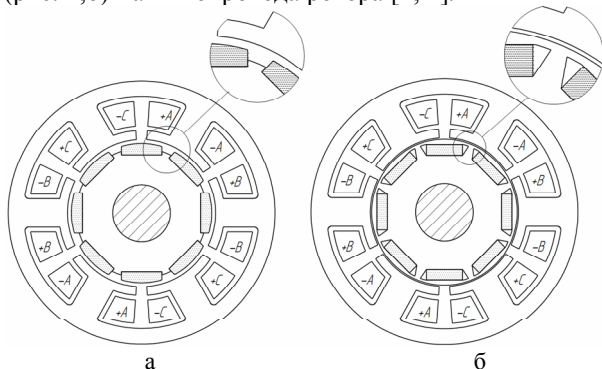


Рис. 1. Поперечное сечение магнитных систем ВДПМ

Обмотка статора рассматриваемых ВД выполняется сосредоточенной катушечной с минимально возможным вылетом лобовых частей. В соответствии с классификацией [3], по способу соединения обмотки статора ВД бывают замкнутые, подобно якорным обмоткам коллекторных машин, и разомкнутые, подобно статорным обмоткам машин переменного тока.

Замкнутые обмотки образуют в трехфазной машине треугольник, вершины которого присоединены к коммутирующему устройству (рис. 2,а), а разомкнутые – трехлучевую звезду (рис. 2,б).

В двигателях с ПМ, закрепленными на поверхности ротора, при оптимальных геометрических соотношениях зубцовой зоны, минимизирующих величину зубцового момента [1], фазные и линейные ЭДС имеют синусоидальную форму, что подтверждается исследованиями авторов [4]. В этом случае обмотка статора может быть соединена как по схеме "звезда", так и по схеме "треугольник".

Для исследования свойств ВД с внутренними ПМ был создан макетный образец двигателя (рис. 3, 4), основные данные которого приведены в табл. 1.

В макетном образце использован существующий штамп статорного листа, применяющегося для производства двигателей с внешними ПМ.

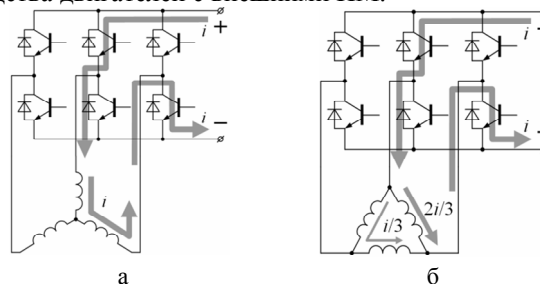


Рис. 2. Способы соединения обмотки статора ВД

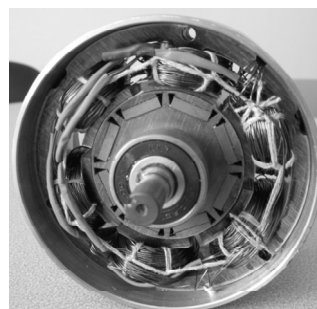


Рис. 3. Макетный образец ВД с внутренними магнитами (снят передний подшипниковый щит)



Рис. 4. Ротор макетного образца ВД с внутренними ПМ

Таблица 1

Величина	Значение
Внешний диаметр статора, мм	102
Внутренний диаметр статора, мм	56,5
Односторонний воздушный зазор, мм	0,5
Длина пакета статора, мм	25
Число витков катушки обмотки статора	50
Сопrotивление фазы обмотки, Ом	0,2
Число зубцов статора	6
Число полюсов ротора	8
Марка магнитов	NdFeB

Как показали экспериментальные исследования данного макетного образца ВД, проведенные с помощью цифрового осциллографа GDS-840S фирмы Instek, при соединении обмотки статора по схеме "звезда" зависимость линейной ЭДС E_L от угла поворота ротора Θ при вращении с постоянной скоростью имеет несинусоидальную форму (рис. 5) [2].

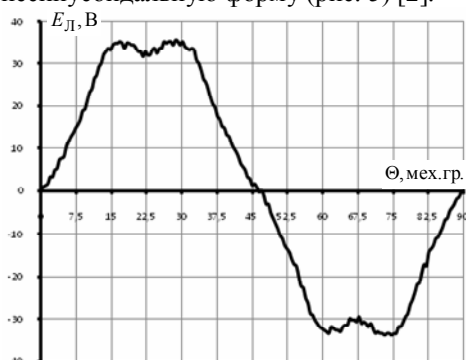


Рис. 5. Зависимость $E_L = f(\Theta)$ при частоте вращения $n = 2070$ об/мин

Гармонический анализ зависимости $E_L = f(\Theta)$, представленной на рис. 5, показывает наличие в ней значимой 5-ой гармоники, имеющей амплитуду 3,2 В, что составляет около 9 % от основной (рис. 6).

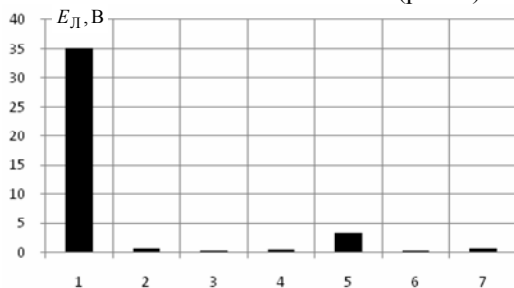


Рис. 6. Гармонический анализ зависимости $E_L = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "звезда"

Аналогично экспериментально снятой линейной ЭДС выглядит и расчетный (полученный модифицированным методом натяжений по результатам численного моделирования магнитного поля в программе FEMM [5]) электромагнитный момент M , имеющий небольшой провал в зоне коммутации $\Theta_{\text{комм}}$ (рис. 7). Наличие данного провала объясняется доминированием той же 5-ой гармонической, что четко иллюстрируется рис. 8. В то же время следует отметить, что уровень пульсаций электромагнитного момента на периоде коммутации составляет 18 %, что лишь на 4 % больше, нежели в случае синусоидальной зависимости $M = f(\Theta)$.

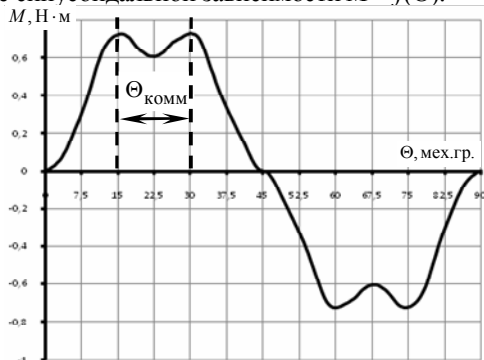


Рис. 7. Зависимость $M = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "звезда"

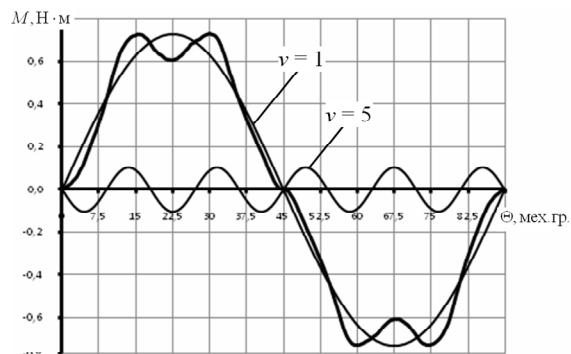


Рис. 8. Составляющие ряда Фурье для зависимости $M = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "звезда"

При этом двигатель, имея скалярное управление, обладает достаточно приемлемыми энергетическими показателями для электрической машины малой мощности. В частности, КПД, с учетом потерь в электронном блоке управления, при номинальном моменте 0,6 Нм и частоте вращения 870 об/мин (полезная мощность равна 54 Вт) составляет 68 %.

Применяя изложенный выше порядок исследований, оценим свойства ВД при соединении его обмотки статора по схеме "треугольник". Дело в том, что при таком способе соединения обмотки статора существует вероятность появления внутреннего контурного тока, приводящего к дополнительным электрическим потерям.

Для подтверждения или опровержения выказанного выше предположения были проведены экспериментальные исследования макетного образца ВД, которые показали, что форма фазной ЭДС E_Φ существенно отличается от синусоиды (рис. 9).

Гармонический анализ зависимости $E_\Phi = f(\Theta)$, представленной на рис. 9, показывает наличие в ней значимой 5-ой гармоники с амплитудой 1,9 В, что составляет, как и в случае соединения обмотки статора по схеме "звезда", около 9 % от основной гармоники (рис. 10).

Зависимость $M = f(\Theta)$, полученная расчетным путем, подтверждает несинусоидальный характер изменения фазной ЭДС (рис. 11).

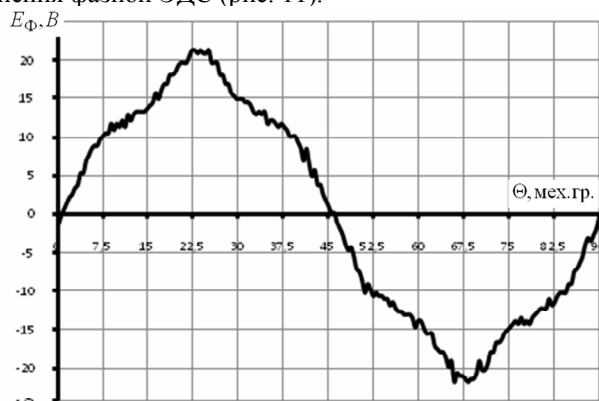


Рис. 9. Зависимость $E_\Phi = f(\Theta)$ при $n = 1950$ об/мин

Разложение зависимости $M = f(\Theta)$ в ряд Фурье также демонстрирует присутствие значимой 5-ой гармонической (рис. 12). Однако, в отличие от "звезды", 5-я гармоника вызывает не провал, а всплеск в кривой момента в зоне коммутации.

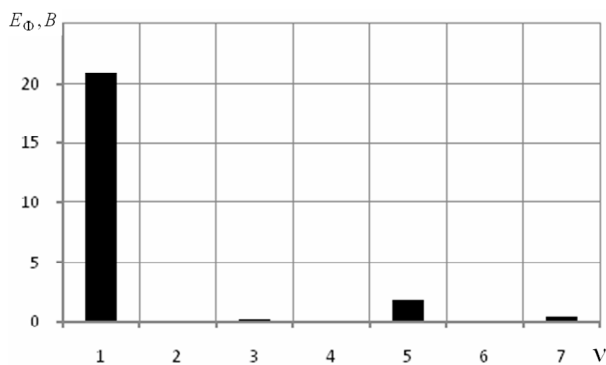


Рис. 10. Гармонический анализ зависимости $E_\phi = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "треугольник"

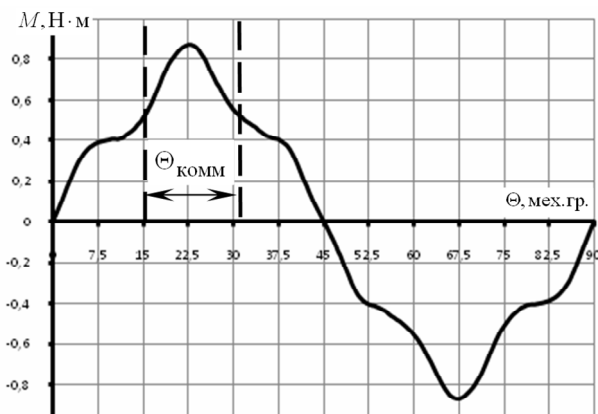


Рис. 11. Зависимость $M = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "треугольник"

Расчет уровня пульсаций электромагнитного момента в этом случае показывает, что на периоде коммутации эта величина составляет 50 %, т.е. является достаточно высокой по отношению к уровню пульсаций синусоидальной зависимости.

В то же время, благодаря наличию лишь одного максимума в кривой момента, ВД с соединением обмотки статора по схеме "треугольник" (в отличие от схемы "звезда", где имеют место два максимума в кривой момента, см. рис. 7) может быть рекомендован к применению в электроприводах с векторным управлением. Вместе с тем необходимо провести дополнительные исследования ВД с внутренними ПМ с целью снижения величины пульсаций электромагнитного момента и ЭДС.

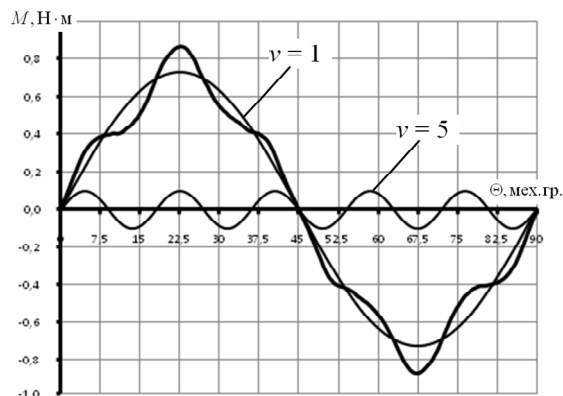


Рис. 12. Составляющие ряда Фурье для зависимости $M = f(\Theta)$ при соединении обмотки статора по схеме "треугольник"

Понятно, что при соединении фаз обмотки статора по схеме "треугольник" все гармонические составляющие ЭДС внутри контура соединения, не кратные 3, взаимно уничтожаются. Следовательно, для разработанного макетного образца ВД с внутренними ПМ такая схема соединения не приводит к ухудшению его свойств и характеристик, т.к. амплитуда 3-й гармоники в кривой фазной ЭДС составляет всего 0,88 % от амплитуды фазной ЭДС.

Также при исследованиях одновременно экспериментально определялись ЭДС, наведенные в контуре разомкнутого "треугольника" $E_T = f(\Theta)$ и в фазе обмотки статора $E_\phi = f(\Theta)$ (рис. 13).

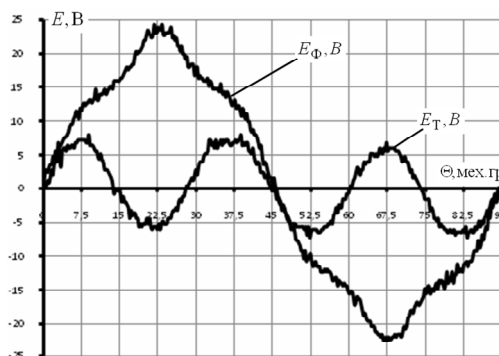


Рис. 13. Зависимости $E_T = f(\Theta)$ и $E_\phi = f(\Theta)$ при частоте вращения $n = 2040$ об/мин

Для наглядности значения ЭДС E_T на рис. 13 увеличены в 10 раз.

Из рис. 13 видно, что в случае разомкнутого "треугольника" амплитуда 3-й гармоники ЭДС мала (около 0,6 В). Измерения контурного тока при замыкании схемы показали, что этот ток практически отсутствует.

Для сопоставления свойств макетного образца ВД при двух способах соединения фаз обмотки статора были экспериментально сняты его рабочие характеристики, а именно: механическая $n = f(M_B)$, где M_B – момент на валу (рис. 14), электромеханическая $I = f(M_B)$ (рис. 15), где I – ток источника питания, зависимости КПД $\eta = f(M_B)$ (рис. 16) и $\eta = f(P_2)$ (рис. 17), где P_2 – полезная мощность. В эксперименте напряжение источника питания составляло 24 В.

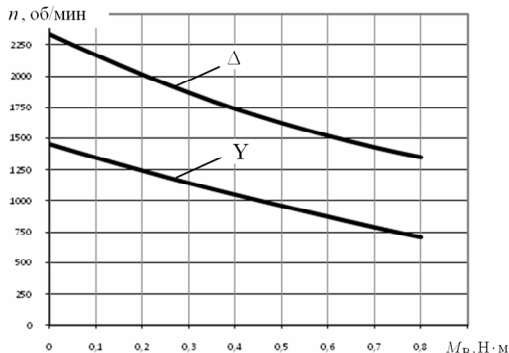


Рис. 14. Механические характеристики образца ВД

Из графиков, представленных на рис. 14 следует, что механические характеристики ВД имеют примерно одинаковую жесткость. Частота вращения в режиме холостого хода при способе соединения "треугольник" больше в 1,6 раза, чем при способе соединения "звезда", а при номинальном моменте, равном 0,6 Нм, частоты вращения ротора отличаются в 1,74 раза.

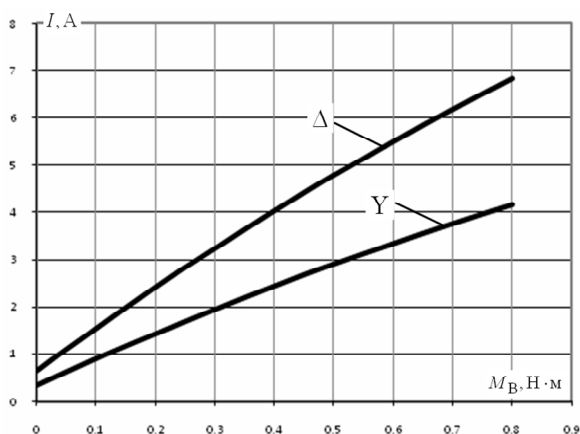


Рис. 15. Электромеханические характеристики образца ВД

Исходя из того, что частота вращения при способе соединения "треугольник" выше, чем при способе соединения "звезда", то и токи как в режиме холостого хода, так и при номинальной нагрузке при соединении фаз обмотки статора в "треугольник" больше, чем при соединении фаз обмотки статора в "звезду" (рис. 15).

Из графиков на рис. 16 видно, что при номинальном моменте ВД его КПД при способе соединения "треугольник" составляет 72,2 %, что больше на 4,2 %, чем при способе соединения "звезда".

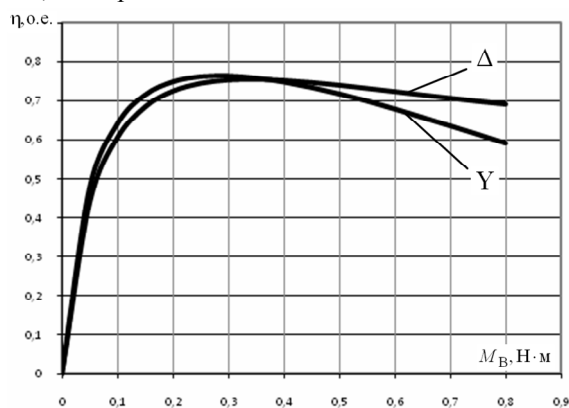


Рис. 16. Характеристики образца ВД $\eta = f(M_B)$

Максимальное значение КПД при способе соединения "треугольник" ниже, чем при способе соединения "звезда" (рис. 17). Это связано с большей величиной потерь в стали при более высокой частоте вращения многополюсного ротора ВД.

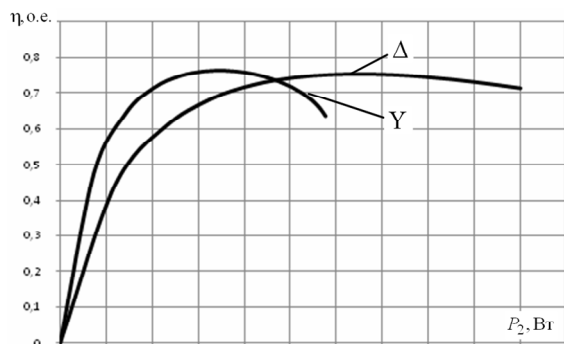


Рис. 17. Характеристики образца ВД $\eta = f(P_2)$

КПД рассматриваемого ВД может быть повышен за счет применения тонколистовой электротехнической стали взамен используемой в данном макетном образце стали марки 2211 толщиной 0,5 мм.

Также для улучшения свойств и характеристик ВД с явнополюсным статором и внутренними ПМ необходимо проведение исследовательских работ в направлении оптимизации геометрических размеров двигателей на базе полевых математических моделей высокой точности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геометрические соотношения в вентильном двигателе с постоянными магнитами / И. Н. Радимов, В. В. Рымша, Чан Тхи Тху Хыонг [и др.] // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2008. – № 5. – с. 26-28.
2. Исследование вентильного электродвигателя с внутренними постоянными магнитами / Радимов И.Н., Рымша В.В., Демяненко С.К., Кравченко П.А. // *Праці ІЕД НАН України*.: Зб. наук. пр. – 2010. – № 25. – с. 64-67.
3. Овчинников И. Е. Вентильные электрические двигатели и привод на их основе / И. Е. Овчинников. – СПб.: КОРОНА-Век, 2007. – 336 с.
4. Параметры вентильного двигателя с постоянными магнитами / И. Н. Радимов, М. В. Гулый, В. В. Рымша, Чан Тхи Тху Хыонг // *Электротехніка і електромеханіка*. – 2008. – № 6. – с. 40-43.
5. David Meeker. Finite element method magnetics version 4.2: [Электронный ресурс] / Meeker David // User's manual. – 2007. – 155 p.

Поступила 26.07.2010

Радимов Игорь Николаевич, к.т.н., доц.
Рымша Виталий Викторович, д.т.н., проф.
Гулый Михаил Викторович, к.т.н.
Кравченко Петр Алексеевич, магистрант
Одесский национальный политехнический университет
кафедра электрических машин
65044, Одесса, пр. Шевченко, 1
тел. (048) 738-58-55, e-mail: office@ukrainemotors.com,
www.ukrainemotors.com

I.N. Radimov, V.V. Rymsha, M.V. Gulyy, P.A. Kravchenko **Investigation of a brushless dc motor with interior permanent magnets at two modes of the stator phase winding connection.**

Results of calculation and experimental investigations of a brushless DC motor with interior permanent magnets are described. Generation of electromagnetic torque and EMF in "star" and "triangle" wiring schemes of the stator phase winding is analyzed.

Key words – brushless DC motor, interior and exterior permanent magnets, finite element method, electromagnetic torque, electromotive force.

СОПОСТАВИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕНТИЛЬНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ С РАЗЛИЧНЫМ ЧИСЛОМ ФАЗ

Наведено порівняльний аналіз трьох- та чотирьохфазних вентильно-реактивних двигунів при умові ідентичності зовнішнього та внутрішнього діаметрів статора, активної довжини машини і робочого повітряного зазору.

Представлен сравнительный анализ трех- и четырехфазных вентильно-реактивных двигателей при условии идентичности внешнего и внутреннего диаметров статора, активной длины машины и рабочего воздушного зазора.

В настоящее время вентильно-реактивные двигатели (ВРД) являются объектом интенсивных исследований в связи с расширением сфер их применения в системах регулируемого электропривода [1].

Электрохимический преобразователь (ЭМП) ВРД обычно классифицируют по числу полюсов на статоре Z_S и роторе Z_R , а также по числу фаз m обмотки статора. Так, например, ВРД, показанный на рис. 1, относится к трехфазным с $Z_S / Z_R = 6/4$, а ВРД (рис. 2) – к четырехфазным с $Z_S / Z_R = 8/6$.

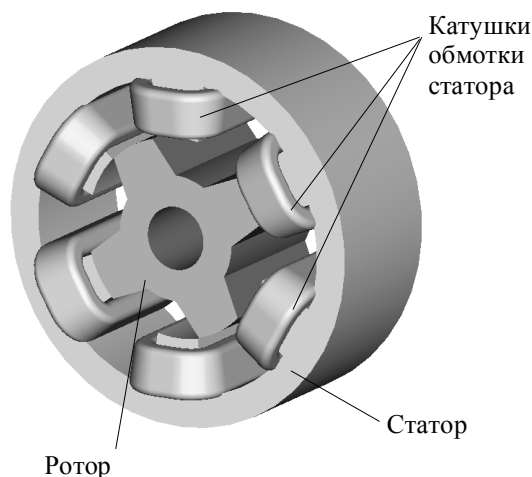


Рис. 1. Трехфазный ЭМП ВРД конструкции 6/4

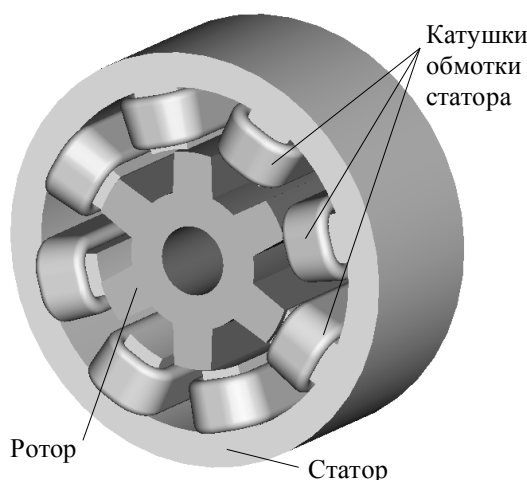


Рис. 2. Четырехфазный ЭМП ВРД конструкции 8/6

Число фаз m является фактором, определяющим многие свойства ВРД. Имеющиеся в литературе данные не позволяют на этапе решения конкретной прак-

тической задачи сделать выбор в пользу трех- или четырехфазной модификации двигателя с точки зрения их энергетических показателей. Исходя из этого, целью работы является исследование и сопоставительный анализ трехфазных и четырехфазных ВРД с использованием разработанной авторами системы автоматизированного анализа и синтеза ВРД SRM-CAD [2, 3].

Математическая модель, описывающая режимы работы ВРД и лежащая в основе математического обеспечения системы SRM-CAD, представляет собой систему дифференциальных уравнений вида:

$$\begin{cases} U_k = I_k R_k + \frac{d\Psi_k}{dt}, k = 1, 2, \dots, m \\ M_\Sigma = M_C + J_\Sigma \frac{d\omega}{dt}, \end{cases} \quad (1)$$

где U_k , I_k , R_k , Ψ_k – соответственно, напряжение, ток, сопротивление и потокосцепление k -ой фазы, $M_\Sigma = M_1 + M_2 + \dots = M_m$ – результирующий электромагнитный момент от действия всех фаз, M_C – момент сопротивления, J_Σ – суммарный момент инерции системы электропривода, ω – угловая скорость ротора, t – время.

Первое уравнение системы (1) – дифференциальное уравнение электрического равновесия, записываемое для каждой из фаз ВРД в предположении о том, что фазы являются независимыми в магнитном отношении, а сама магнитная система – симметрична относительно фаз. Второе уравнение системы (1) – дифференциальное уравнение механического равновесия движущихся частей ВРД.

Решение системы (1) позволяет найти динамические характеристики ВРД I_Φ , M , $\omega = f(t)$, а также построить его механическую характеристику $\omega = \varphi(M)$.

Для решения системы (1) первоначально требуется получить зависимости потокосцепления и момента в функции от тока в фазе и угла положения ротора ВРД. Наиболее быстро и точно они могут быть получены путем численного расчета магнитного поля методом конечных элементов (МКЭ), т.е. на базе полевой математической модели [4].

Сравнение проводилось для трех- и четырехфазного ВРД малой мощности, у которых внешний диаметр статора равен 53 мм, активная длина – 28 мм, воздушный зазор – 0,15 мм. Сталь магнитопровода статора и ротора для обоих вариантов – марки 2211 с толщиной листа 0,5 мм. Отличие состояло в числе

витков на фазу ВРД: для трехфазного – $w_{3ф} = 70$, для четырехфазного – $w_{4ф} = 60$. При этих числах витков на фазу обеспечивается практическое совпадение "естественных" механических характеристик анализируемых ВРД (рис. 3).

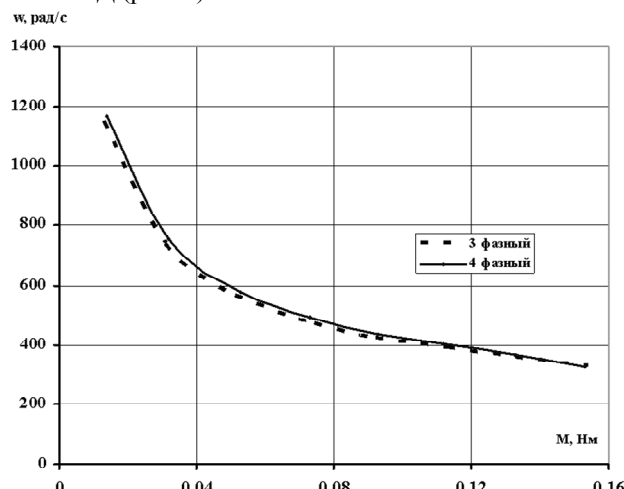


Рис. 3. Сравнение механических характеристик

Зависимости электромагнитного момента от угла поворота ротора, для трех- и четырехфазных ВРД при токе в фазе статора 6 и 9 А представлены на рис. 4.

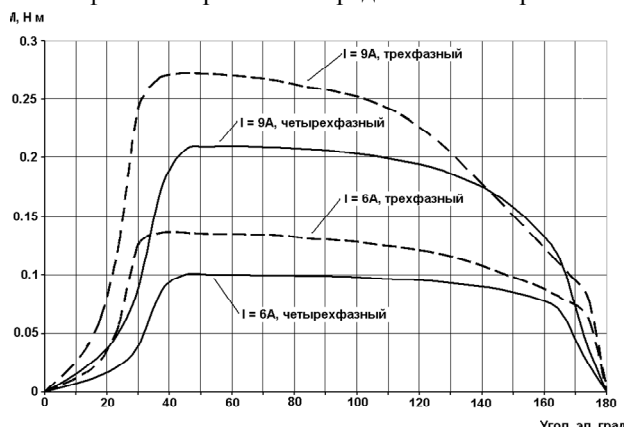


Рис. 4. Зависимость электромагнитного момента от угла положения ротора для ВРД трех- и четырехфазной конструкции

Спроектированные двигатели имеют практически одинаковые массы активных материалов, что иллюстрируется данными в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Число фаз	Масса стали ротора, кг	Масса стали статора, кг	Общая масса стали, кг
3	0,085	0,258	0,343
4	0,084	0,243	0,327

Таблица 2

Число фаз	Масса меди, кг	Общая масса активных материалов, кг	Момент инерции ротора, кг·м ²
3	0,066	0,409	$9,772 \cdot 10^{-6}$
4	0,074	0,401	$9,712 \cdot 10^{-6}$

При сравнении рассчитывались и анализировались следующие величины: потери в меди обмотки статора $P_{эл}$ и потери в стали магнитопроводов статора и ротора $P_{ст}$ (рис. 5), коэффициент полезного действия

η (рис. 6), а также коэффициент пульсаций момента K_p (рис. 7) в зависимости от момента M на валу двигателя, при его работе на "естественной" механической характеристике.

Для определения потерь в стали ЭМП ВРД был разбит на участки. Для каждого из участков рассчитана индукция и частота перемагничивания. Непосредственно потери определялись по формуле Штейнмеца.

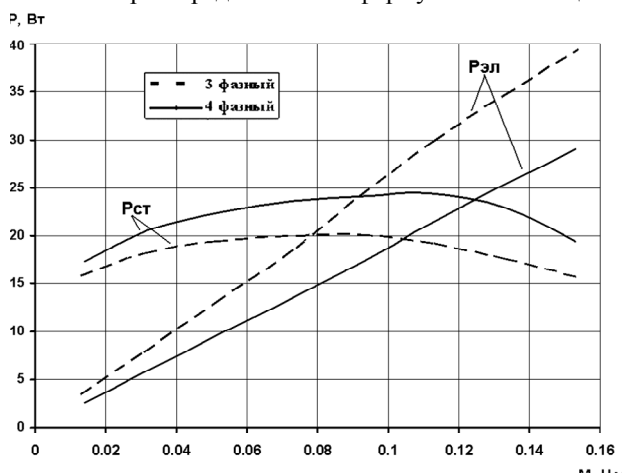


Рис. 5. Сравнение потерь от нагрузочного момента для трех- и четырехфазных ВРД

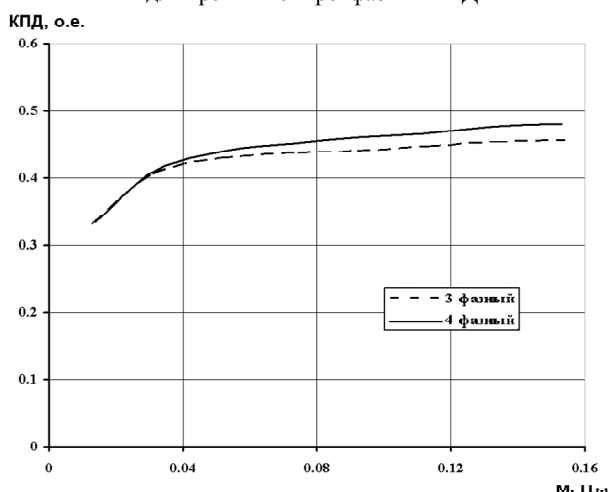


Рис. 6. Сравнение коэффициента полезного действия от нагрузочного момента для трех- и четырехфазных ВРД

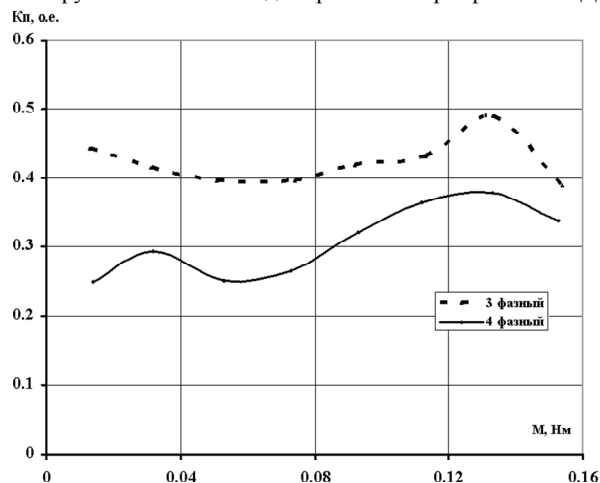


Рис. 7. Сравнение коэффициента пульсаций от нагрузочного момента для трех- и четырехфазных ВРД

Из рис. 5 следует, что с ростом момента увеличиваются потери в меди обмотки статора, а потери в стали вначале растут, достигая определенного максимального значения, а затем начинают уменьшаться. Такой характер изменения потерь в стали связан, с одной стороны, с уменьшением частоты пульсаций магнитного потока в зубцах и ярмах магнитопровода, а с другой стороны – с увеличением магнитной индукции в этих участках с ростом момента на валу двигателя.

Видно, что потери в меди для трехфазного ВРД больше, чем для четырехфазного, а потери в стали больше в четырехфазном варианте. Отличие потерь в стали объясняется тем, что при одинаковой скорости вращения ротора частота коммутации фаз $f_k = (\omega/2\pi) \cdot Z_R \cdot m$ обмотки статора для четырехфазной машины выше в два раза, чем для трехфазной.

В результате такого своеобразного изменения потерь значения КПД (см. рис. 6) анализируемых двигателей достаточно близки во всем диапазоне изменения момента на валу, хотя КПД четырехфазного ВРД все же проходит несколько выше. Здесь также интересно отметить, что максимум КПД в ВРД не наблюдается при условии равенства потерь в меди и стали, т.к. для такого типа машин потери в стали не являются постоянными. Из рис. 7 видно, что четырехфазный ВРД имеет меньшую величину пульсаций момента во всем принятом диапазоне его изменения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рымша В.В., Радимов И.Н., Мальований О.Е. и др. Вентильно-реактивные электродвигатели специального назначения // ЭЛЕКТРОинформ. – 2006. – № 2. – С. 28-30.
2. Рымша В.В., Радимов И.Н., Процына З.П. Подсистема компьютерного моделирования вентильно-реактивных электродвигателей // Вестник Херсонского национального технического университета. – Вып. 2 (25). – 2006. – С. 437-442.
3. Свідомство про реєстрацію авторського права на твір № 30929. Комп'ютерна програма "Система автоматизованого аналізу та синтезу вентильно-реактивних двигунів SRM-CAD" / Гулий М.В., Мальований О.Є., Процина З.П., Радимов І.М., Римша В.В. Україна, м. Київ: Міністерство освіти і науки України, Державний департамент інтелектуальної власності, 10.11.2009 р.
4. Рымша В.В., Радимов И.Н., Порайко А.С. Расчет статического электромагнитного момента вентильно-реактивного двигателя модифицированным методом натяжений // Електромашинобудування та електрообладнання. – 2003. – Вип. 60. – С. 35-38.

Поступила 04.10.2010

Рымша Виталий Викторович, д.т.н., проф.

Процына Зиновий Павлович

Кравченко Петр Алексеевич

Одесский национальный политехнический университет

кафедра электрических машин

65044, Одесса, пр. Шевченко, 1

тел. (048) 738-58-55, e-mail: rimsha@ukrainemotors.com

Радимов Игорь Николаевич, к.т.н., доц.

НТЦ ООО "Завод Электротехника"

65005, Одесса, ул. Мельницкая, 26/2

тел. (048) 738-58-55, E-mail: radimov@ukrainemotors.com

V.V. Rymsha, I.N. Radimov, Z.P. Protsyna, P.A. Kravchenko

Comparative analysis of power properties of a switched reluctance motor with different numbers of phases.

A comparative analysis of a three-phase and a four-phase switched reluctance motors is performed under the conditions of identity of the external and internal diameters of the stator, the active length of the machine and the working air gap.

Key words – switched reluctance motor, three phases, four phases, finite element method, simulation of dynamic modes, comparative analysis.

ПРИБЛИЖЕННАЯ МОДЕЛЬ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАНТИИ ЗЕМЛИ И ИНВЕРСИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Запропонована спрощена модель радіального розподілу вільних електронів в одношаровій напіврідкій електропровідній мантиї Землі. Показано, що радіальний дрейф вільних електронів мантиї може проходити як від ядра до периферії мантиї, так і від периферії мантиї до ядра Землі. Даний дрейф вільних електронів може приводити як до їх надлишку (круговим електронним струмам), так і недоліку (круговим іонним струмам) в зовнішньому шарі мантиї, що обертається. Полярність зарядів носіїв кругових струмів мантиї і визначає полярність магнітних полюсів геомагнітного поля. Представлена нова гіпотеза інверсії магнітного поля Землі і виконана розрахункова оцінка тимчасового періоду зміни її магнітних полюсів.

Предложена упрощенная модель радиального распределения свободных электронов в однослойной полужидкой электропроводящей мантии Земли. Показано, что радиальный дрейф свободных электронов мантии может проходить как от ядра к периферии мантии, так и от периферии мантии к ядру Земли. Данный дрейф свободных электронов может приводить как к их избытку (круговым электронным токам), так и недостатку (круговым ионным токам) в наружном вращающемся слое мантии. Полярность зарядов носителей круговых токов мантии и определяет полярность магнитных полюсов геомагнитного поля. Представлена новая гипотеза инверсии магнитного поля Земли и выполнена расчетная оценка временного периода смены ее магнитных полюсов.

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным геофизическим представлениям сферическая область Земли наружным радиусом R_3 около $6,4 \cdot 10^6$ м в своем поперечном экваториальном сечении содержит [1-4]: 1) внешнюю твердую **кору** из смеси геологических пород и тектонических (литосферных) плит толщиной h_k не более 10^5 м; 2) под твердой корой многослойную электропроводящую **мантию** из вязкого (полужидкого) расплава металлов и минералов до глубин $2,9 \cdot 10^6$ м температурой не менее $2 \cdot 10^3$ °С; 3) центральное жидкое металлическое **ядро** с рядом радиоактивных химических элементов радиусом R_0 до $3,5 \cdot 10^6$ м и температурой не менее $5 \cdot 10^3$ °С. Указанная сложная слоистая структура Земли при ее движении по геостационарной орбите вокруг Солнца со скоростью около $29 \cdot 10^3$ м/с в плоскости эклиптики осуществляет круговое вращение вокруг своей оси OZ , наклоненной к данной плоскости и образующей с ее нормалью угол $23^\circ 27'$, с периодом суточного обращения $T_3 = 86,4 \cdot 10^3$ с и угловой частотой $\omega_3 = 2\pi T_3^{-1} = 7,27 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹ [3, 4]. Наличие у вращающейся Земли, содержащей внутри себя огромный сферический объем расплава электропроводящей мантии и большой объем жидкого металлического ядра и соответственно неисчислимо количество носителей электричества, относительно стабильного в течение многих тысяч лет слабого биполярного как у постоянного электромагнита длиной (высотой) около $2R_3$ практически постоянного магнитного поля (ПМП) указывает на физическую возможность его образования (генерирования) за счет естественно вращающихся вокруг оси OZ Земли электрических зарядов обеих полярностей ее электропроводящей мантии или металлического ядра. Имеющиеся на сегодня весьма сложные математические модели внутреннего источника земного магнетизма (например, построенные на теории гидромагнитного геодинамо в жидкой металлической субстанции ядра Земли [5, 6] или теории гравитационных электрических зарядов массы Земли [7]) экспериментально не подкреплены. Они носят гипотетический характер и не могут считаться единственно правильными и адекватно отражающими сложные электромагнитные процессы, протекающие внутри и снаружи Земли. К этому следует добавить то, что для наиболее развитой сейчас в геофизической науке теории геодинамо необходим колоссальный источник энергии, приводящий в непрерывное сложное трехмерное турбулентное движение огромную высокотемпературную жидкую металлическую массу ядра Земли. Поэтому, на взгляд автора,

расчетные модели внутреннего источника геомагнетизма, разработанные к настоящему времени, требуют своего физико-математического усовершенствования и дальнейшего развития.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ИССЛЕДОВАНИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРИЧЕСТВА В ПОЛУЖИДКОЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ

Рассмотрим в сферической системе координат движущуюся в космическом пространстве с указанной выше скоростью $v_{3c} = 29 \cdot 10^3$ м/с по своей стационарной орбите планету Земля, слабо электропроводная твердая кора которой осуществляет вокруг оси OZ равномерное круговое вращение против часовой стрелки (с запада на восток) с угловой частотой ω_3 и периодом суточного обращения T_3 (рис. 1). Так как для исследуемого случая выполняется соотношение $v_{3c} \ll v_c$, где $v_c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме [2], то рассматриваемые в дальнейшем для Земли физико-механические и электрофизические процессы будут не зависеть от выбора инерциальной системы отсчета, привязанной на рис. к центру нашей планеты. Находящаяся под твердой корой многослойную мантию Земли, размещенную над ее центральным высокотемпературным жидким ядром, принимаем в виде единого полужидкого (вязкого) электропроводящего расплава наружным радиусом $R_p = (R_3 - h_k) = 6,3 \cdot 10^6$ м, характеризующегося резким от центра к периферии Земли отрицательным градиентом температуры. Считаем, что из-за явления термоэлектронной эмиссии [8, 9] и возможных иных физических процессов (например, ядерных реакций [10]) в полужидком расплаве такой электропроводящей мантии присутствуют многочисленные свободные нерелятивистские электроны, хаотично перемещающиеся между положительными заряженными ионами ее расплава с тепловой скоростью Ферми и имеющие отрицательный электрический заряд, численно равный по модулю $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл [11]. Пусть в наружном слое расплава мантии усредненная объемная плотность свободных электронов составляет величину, равную n_{e0} . С учетом известных положений гидродинамики [9] принимаем, что при вращении твердой коры Земли ею во вращение вовлекается часть наружных и внутренних слоев полужидкого расплава мантии (возможно слои с зоны Моховичича [4]), обладающих переменным вдоль оси OZ (по высоте верхней и нижней земных полусфер) наибольшим радиусом $R_k = (R_p^2 - z_k^2)^{1/2}$, где z_k – расстояние между параллельными плоскостями экватора Земли и вращающегося кольцевого k -го по высоте

северного и южного земных полушарий слоя электропроводящей мантии.

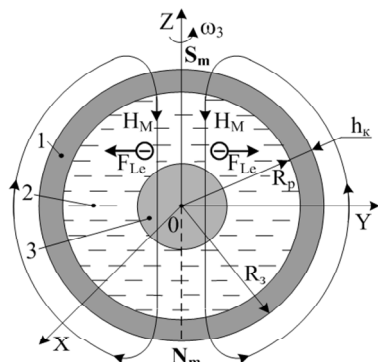


Рис. 1. Расчетная схема модели для исследования радиального распределения свободных электронов в расплаве мантии Земли (1 – твердая кора; 2 – полужидкая (вязкая) мантия; 3 – жидкое ядро)

Оценку радиального распределения свободных электронов в принятом расплаве мантии, способных при своем круговом вращении вызывать появление избыточных кольцевых постоянных электронных токов и соответственно создавать вокруг таких токов ПМП, осуществим в приближении того, что ось кругового вращения OZ Земли совпадает с осью ее дипольного геомагнитного поля (в действительности данные оси для нашей планеты разнесены друг от друга на угол, составляющий около $11,5^\circ$ [1, 3]). Пусть дипольное ПМП Земли внутри сферического объема расплава мантии характеризуется усредненным значением напряженности H_M и наличием в зоне ее северного географического полюса южного магнитного полюса S_m , а в зоне ее южного географического полюса – северного магнитного полюса N_m (см. рис. 1). При принятом виде дипольного ПМП планеты Земля вектора его напряженности H_M и магнитного момента P_M внутри ее полужидкого расплава мантии будут направлены от ее южного магнитного полюса S_m (сверху Земли) к ее северному магнитному полюсу N_m (вниз Земли). Ограничимся рассмотрением радиального распределения свободных электронов полужидкого расплава мантии Земли, допускающего возможную смену у Земли ее магнитных полюсов.

2. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУЖИДКОЙ МАНТИИ ЗЕМЛИ

Учитывая, что на электрически заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, в соответствии с положениями классической физики действует электродинамическая сила Лоренца F_L [11], запишем в скалярном виде величину этой силы F_{Le} , приложенной к свободному электрону вращающегося в ПМП Земли с максимальной угловой скоростью $v_3 = \omega_3 R_k$ против часовой стрелки (с запада на восток) наружного слоя расплава земной мантии в следующем виде:

$$F_{Le} = \mu_0 e_0 v_3 H_M, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная [9].

В нашем случае сила Лоренца F_{Le} будет направлена от оси вращения OZ Земли к периферии вращающегося расплава мантии, характеризующейся текущим R_k и наибольшим радиусом, равным $R_k = R_p$ (см. рис. 1). Данная сила будет способствовать увеличению концентрации n_{e0} свободных электронов в зоне наружного сферического слоя вращающегося расплава мантии. Физически это будет происходить за счет уменьшения электронной объемной плотности в слоях вращающейся мантии, обращенных внутрь Земли,

и ее сферического ядра. В результате действия силы Лоренца F_{Le} согласно (1) в наружном сферическом слое движущегося со скоростью $v_3 = \omega_3 R_k$ расплава мантии будет обеспечиваться избыток свободных электронов над положительно заряженными ионами этого расплава. В связи с этим при круговом вращении этого слоя мантии на его наружной сферической поверхности радиусом R_p будут создаваться круговые избыточные электронные токи с общим количеством K_p кольцевых коаксиальных контуров в обоих полушариях Земли, равным $K_p = \pi R_p / a_p$, где a_p – расстояние между соседними свободными электронами расплава мантии ($a_p = n_{e0}^{-1/3}$ [11]).

Зная из (1) силу Лоренца F_{Le} и приравняв ее силе инерции $F_e = m_e a_e$ для рассматриваемого нерелятивистского электрона, приближенно определим величину радиального ускорения a_e свободных электронов в электропроводящем расплаве мантии Земли:

$$a_e = \frac{\mu_0 e_0 \omega_3 R_k H_M}{m_e}, \quad (2)$$

где $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31}$ кг – масса покоя электрона [11].

С одной стороны, из (2) можно найти минимальную величину радиальной скорости v_{er} движения свободных электронов к наружной сферической поверхности расплава мантии Земли в виде [12]:

$$v_{er} = a_e \cdot \tau_e = \frac{\mu_0 e_0 \omega_3 R_k H_M \tau_e}{m_e}, \quad (3)$$

где τ_e – среднее время пробега свободного электрона между актами его упругого кулоновского рассеяния на ионах расплава мантии (время его релаксации, численное значение которого для большинства металлов составляет порядка 10^{-14} с [13]).

С другой стороны, с учетом известного в электродинамике соотношения для скорости дрейфа свободного электрона в электропроводящем материале расплава мантии с током электронной проводимости для v_{er} можно записать следующее выражение:

$$v_{er} = \frac{J_r}{4\pi e_0 n_{e0} R_k^2}, \quad (4)$$

где J_r – радиальный постоянный электронный ток во вращающемся вокруг оси OZ с круговой частотой ω_3 против часовой стрелки (с запада на восток) наружном слое электропроводящего расплава мантии.

Тогда из (3) и (4) для радиального электронного тока J_r во вращающемся совместно с твердой корой полужидком слое электропроводящего расплава мантии Земли получаем:

$$J_r = \frac{4\pi \mu_0 e_0^2 n_{e0} \omega_3 R_k^3 H_M \tau_e}{m_e}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что с учетом неизменности входящих в него мировых констант и при практическом постоянстве параметра τ_e для расплава мантии величина радиального постоянного электронного тока J_r в наружном слое электропроводящего расплава земной мантии будет определяться, главным образом, значениями текущего радиуса R_k этого слоя мантии, электронной плотности n_{e0} рассматриваемого слоя и напряженности H_M ПМП внутри Земли в зоне вращающегося совместно с твердой корой сферического слоя расплава мантии. Чем больше значения R_k , n_{e0} и H_M , тем будут большими и значения радиального постоянного электронного тока J_r в наружном слое рассматриваемой земной полужидкой мантии.

Выполним согласно (5) при $R_k = R_p/2$ численную оценку усредненного значения радиального электронного тока J_r в полужидкой мантии, составляющей

около 83 % всего объема Земли $V_3 = 4\pi R_3^3/3$ и содержащей в большом количестве силикаты магния Mg , кальция Ca , алюминия Al , атомарное железо Fe и его окислы FeO [7]. Для этого примем следующие исходные данные: $R_3 = 6,4 \cdot 10^6$ м; $R_p = 6,3 \cdot 10^6$ м; $\omega_3 = 7,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$; $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; $m_e = 9,108 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$; $n_{e0} = 5 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$; $a_p = 0,59 \cdot 10^{-9} \text{ м}$; $H_M = 50 \text{ А/м}$; $\tau_e = 10^{-14} \text{ с}$. Следует отметить то, что принятое выше численное значение для концентрации свободных электронов n_{e0} в расплаве земной мантии будет примерно в 30 раз меньше соответствующего значения n_{e0} , характерного для твердого железа Fe [12]. После подстановки этих данных в (5) получаем, что величина J_r принимает огромное значение, равное около $10,11 \cdot 10^{17} \text{ А}$. Протекание в полужидкой мантии такого значения радиального тока J_r вызывает в ней для ее сферического слоя радиусом $R_k = R_p/2$ наличие плотности $\delta_r = J_r / (\pi R_p^2)$ радиального постоянного тока проводимости, примерно равной $8,11 \text{ кА/м}^2$. Заметим, что при принятых выше исходных электрофизических данных в соответствии с (2) величина радиального ускорения a_e для свободных электронов в принятом слое расплава мантии ($R_k = 3,15 \cdot 10^6 \text{ м}$) оказывается равной около $2,53 \cdot 10^9 \text{ м/с}^2$, а согласно (3) величина их радиальной скорости v_{er} при дрейфе рассматриваемых свободных электронов с центральных областей мантии к ее периферии принимает значение, равное около $2,53 \cdot 10^{-5} \text{ м/с}$.

3. НОВАЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНВЕРСИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Предложенная выше приближенная модель радиального распределения свободных электронов в полужидкой электропроводящей мантии Земли позволяет построить новую гипотезу (модель) смены магнитных полюсов Земли и осуществить численную оценку периода времени T_i , в течение которого может происходить инверсия (переполусовка) магнитного диполя Земли. Данную оценку времени T_i на основании радиального смещения (дрейфа) со скоростью v_{er} свободных электронов расплава мантии от центральных областей Земли к ее периферии выполним в предположении того, что в процессе такого движения данных электронов может наступать такой момент времени в истории земной геологии, при котором концентрация n_{e0} этих носителей электричества в зоне наружного вращающегося сферического слоя мантии достигает своих максимально возможных значений. В этом случае напряженность электростатического поля сферической конфигурации, возникающего между внутренней положительно заряженной сферой жидкого металлического ядра Земли и наружным отрицательно заряженным сферическим слоем мантии с указанной концентрацией n_{e0} свободных электронов, станет характеризоваться своими предельными значениями. Кстати, для основных элементов вещества мантии их относительная диэлектрическая проницаемость ϵ_M может составлять от 3,9 до 100 [7]. Это может говорить о возможности накопления в указанном гигантском внутреннем сферическом конденсаторе Земли колоссальных значений электрической энергии. Поэтому, по мнению автора, тем неустойчивым состоянием для Земли, нарушающим первоначальную полярность его ПМП и вызывающим для нее новую смену магнитных полюсов, как раз и является максимальное насыщение наружного вращающегося слоя электропроводящей мантии избыточными свободными электронами. Именно в такой момент времени могут начать происходить длинные электрические разряды между указанными электропроводящими электродами внутренней структуры Земли, приводящие к истечению свободных электро-

нов с периферии мантии с электронной плотностью n_{e0} в область металлического ядра Земли и их последующей нейтрализации в ядре. В процессе такого истечения свободных электронов с наружного вращающегося слоя мантии к огромному по радиусу R_0 положительно заряженному металлическому ядру Земли может наступить момент, при котором круговые токи вращающегося против часовой стрелки (с запада на восток) наружного слоя мантии начнут приобретать незначительную избыточность оставшихся на своих местах положительно заряженных ионов вещества мантии над организованно (за счет указанных электрических разрядов) и радиально ушедшими внутрь Земли с этого слоя вещества мантии отрицательно заряженными свободными электронами. В связи с чем круговые первоначально крайне слабые ионные токи положительной полярности наружного сферического слоя мантии также как и предыдущие его электронные токи текущим радиусом R_k , направленные против часовой стрелки (с запада на восток), вызовут появление внутри Земли ПМП со слабой на этом этапе процесса переполусовки геомагнитного поля напряженностью, направленной от южного географического полюса Земли к ее северному географическому полюсу. Появление такой инверсионной напряженности ПМП внутри Земли в соответствии с законами классической физики вызовет изменение направления действия на свободные электроны продолжающего аналогично вращаться наружного слоя мантии электродинамической силы Лоренца F_{Le} на противоположное: теперь уже от периферии мантии к центральному положительно заряженному ядру Земли. С этого момента времени начнет действовать механизм так называемого "разгона" геомагнитного поля с полярно изменившейся пространственной ориентацией его индукции: продолжающийся во времени уход из-за действия указанной силы части свободных электронов с периферии мантии в центральную область Земли начнет это инверсионное геомагнитное поле самоподдерживать и увеличивать (за счет увеличения периферийного ионного тока мантии) по уровню его напряженности. Из-за длительного действия такой силы на указанные свободные электроны мантии положительный по заряду ионный ток каждого коаксиального кольцевого электрического контура текущим радиусом R_k ее наружного сферического слоя будет нарастать во времени и ПМП Земли новой пространственной ориентации будет увеличиваться по своей магнитной индукции. Видимо, нарастание кругового ионного тока наружной части мантии будет происходить до определенной величины, характерной для биполярного ПМП Земли с северным магнитным полюсом N_m в ее северном полушарии. Одной из возможных причин такого ограничения этого ионного тока мантии является ограниченный электронный ресурс наружного слоя мантии и лежащей выше него слабо электропроводящей земной коры. В результате такого принципиально важного для планеты Земля изменения знака кругового тока наружной части мантии (с отрицательного электронного на положительный ионный) начинается новый геологический временной цикл в периодической смене Землей своих магнитных полюсов. В связи с разными электронными ресурсами огромного жидкого металлического ядра Земли и незначительной наружной части электропроводящей мантии совместно с тонкой земной слабо электропроводящей твердой корой автор допускает следующее новое достаточно обоснованное предположение. Временной период T_{is} инверсии геомагнитного поля с южным магнитным полюсом S_m в северном полушарии Земли (нынешнее состояние ПМП Земли) на ее ПМП с северным магнитным полюсом N_m в ее северном полушарии по сравнению с временным

периодом T_{iN} смены в северном полушарии Земли северного магнитного полюса N_m (грядущее для Земли состояние ее ПМП) на южный магнитный полюс S_m будет характеризоваться тем, что $T_{is} < T_{iN}$. Возможно из-за этого исторические (экспериментальные) геологические данные для периода земной инверсии T_i имеют разброс до 2,5 раз [5].

Длительность временного периода T_{is} инверсии магнитного поля Земли согласно представленной здесь приближенной модели радиального распределения свободных электронов в полужидкой земной мантии можно оценить по следующей простой формуле:

$$T_{is} = R_p / v_{er}. \quad (6)$$

Подставив в (6) радиус мантии ($R_p = 6,3 \cdot 10^6$ м) и расчетную величину по (3) радиальной скорости $v_{er} = 2,53 \cdot 10^{-5}$ м/с дрейфа свободных электронов в электропроводящем слое мантии ($R_k = R_p/2$) при используемых исходных данных ($\omega_3 = 7,27 \cdot 10^{-5}$ с $^{-1}$; $n_{e0} = 5 \cdot 10^{27}$ м $^{-3}$; $H_M = 50$ А/м; $\tau_e = 10^{-14}$ с) для величины T_{is} получаем расчетное численное значение, равное около $2,49 \cdot 10^{11}$ с = $7,9 \cdot 10^3$ лет. Полученное простым путем расчетное оценочное значение T_{is} удовлетворительно согласуется с имеющимися в области исторической геологии опытными магнитными данными для различных минералов земной коры Земли, научно подтверждающими то обстоятельство, что инверсия магнитного поля Земли в ее длительном космическом существовании происходила с временными периодами, приблизительно составляющими от 4 до 10 тыс. лет [5]. Необходимо заметить, что поступающее в теперешних геофизических условиях (при существующем ныне типе биполярного ПМП Земли) со стороны жидкого металлического ядра Земли к наружной вращающейся части земной мантии при указанном выше расчетном радиальном постоянном электронном токе $J_r = 10,11 \cdot 10^{17}$ А колоссальное количество отрицательного электричества (за время T_{is} оно может составлять порядка $q_{re} = J_r \cdot T_{is} = 12,58 \cdot 10^{28}$ Кл) будет естественным путем поддерживать в течение всего инверсионного времени T_{is} как круговые отрицательные электронные токи мантии (соответственно их магнитный момент P_M и ПМП Земли), так видимо и стабильно определять за счет его (этого электричества) дрейфа сквозь относительно тонкую слабо электропроводящую твердую кору Земли отрицательный электрический заряд (потенциал) ее наружной сферической поверхности [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Согласно предложенной приближенной модели радиального распределения нерелятивистских свободных электронов в упрощенной однослойной полужидкой (вязкой) электропроводящей мантии Земли следует, что в зависимости от направления радиального электронного тока мантии (от жидкого ядра Земли к периферии мантии или наоборот) естественным образом возникающие круговые коаксиальные постоянные электрические токи вращающегося вместе с твердой корой Земли радиусом R_3 наружного слоя земной мантии являются избыточными отрицательными электронными или положительными ионными токами. При однонаправленном круговом вращении Земли против часовой стрелки (с запада на восток) носители электричества данных естественно образованных круговых коаксиальных постоянных электрических токов подобно сверхтонким кольцевым виткам с током гигантского сфероподобного постоянного электромагнита длиной (высотой) $2R_3 = 12,8 \cdot 10^6$ м определяют направление магнитной индукции внутри структурных частей Земли и соответственно тип маг-

нитных полюсов в ее северном и южном полушариях.

2. На основе разработанной модели радиальных электронных токов в электропроводящей земной мантии построена новая гипотеза (феноменологическая модель) смены магнитных полюсов Земли, позволяющая осуществить расчетную оценку временного периода инверсии геомагнитного поля. Результаты такой оценки удовлетворительно согласуются с известными геофизическими опытно-историческими данными по магнитной переполузовке ПМП Земли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яновский Б.М. Земной магнетизм. – М.-Л.: Главсевморпути, 1941. – 283 с.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1984. – 208 с.
3. Белов К.П., Бочкарев Н.Г. Магнетизм на Земле и в космосе. – М.: Наука, 1983. – 192 с.
4. <http://ru.wikipedia.org/wiki/>
5. <http://2012new.org/?p=972>
6. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Гидромагнитное динамо как источник планетарного, солнечного и галактического магнетизма // Успехи физических наук (Москва). – Том 152. – Вып. 6. – 1987. – С. 263-284.
7. <http://n-t.ru/tp/mr/pmpz.htm>
8. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов: Справочник. – Киев: Наукова думка, 1981. – 339 с.
9. Баранов М.И. Термоэлектронная эмиссия из металла при нагреве и электрическом взрыве проводников под воздействием больших импульсных токов // Технічна електродинаміка. – 2008. – № 3. – С. 3-8.
10. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.
11. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
12. Баранов М.И. Упрощенная математическая модель микропроцессов в проводнике с электрическим током проводимости // Електротехніка і електромеханіка. – 2006. – № 2. – С. 66-70.
13. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля / Пер. с англ. Ф.А. Николаева, Ю.П. Свириденко. – М.: Мир, 1972. – 391 с.
14. Верещагин И.П., Макальский Л.М., Морозов В.С. Электрофизические процессы в облаках / Под ред. Г.З. Мирзабеяна. – М.: Изд-во МЭИ, 1986. – 68 с.

Поступила 21.07.2010

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

M.I. Baranov

An approximate model of free electron radial distribution in earth mantle and geomagnetic field inversion.

A simplified model of radial distribution of free electrons in the one layer semifluid electroconducting Earth mantle is introduced. It is shown that radial drift of the mantle free electrons can occur both from the Earth core to the mantle periphery and from the mantle periphery to the Earth core. This drift of free electrons can result both in their excess (circular electron currents) and in their deficiency (circular ion currents) in the outer rotating layer of the mantle. It is polarity of the mantle circular current carrier charges that determines polarity of the geomagnetic field magnetic poles. A new hypothesis of the Earth magnetic field inversion is presented, estimation of time period of its magnetic poles reversal performed.

Key words – semi-fluid mantle and Earth core, free electrons, radial electron current of the Earth mantle, circular currents of the Earth mantle, the Earth magnetic field inversion.

ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ

Запропонована наближена формула для розрахункового визначення магнітного моменту Землі, що базується на новій моделі внутрішнього електричного джерела постійного геомагнітного поля. Дане електричне джерело на сучасному геофізичному етапі розвитку Землі засноване на природних кругових коаксіальних надмірних електронних (негативних) струмах, що обертається спільно з твердою корою зовнішньої сферичної частини напіввідкої електропровідної мантії Землі. Результати чисельної оцінки по запропонованій формулі магнітного моменту Землі і їх порівняння з наявними експериментальними даними свідчать про їх добру кореляцію.

Предложена приближенная формула для расчетного определения магнитного момента Земли, базирующаяся на новой модели внутреннего электрического источника постоянного геомагнитного поля. Данный электрический источник на современном геофизическом этапе развития Земли основан на естественных круговых коаксиальных избыточных электронных (отрицательных) токах вращающейся совместно с твердой корой наружной сферической части полужидкой электропроводящей мантии Земли. Результаты численной оценки по предложенной формуле магнитного момента Земли и их сравнение с имеющимися экспериментальными данными свидетельствуют о их хорошей корреляции.

ВВЕДЕНИЕ

Важной характеристикой любого микро – или макрообъекта, обладающего собственным электрическим током и магнитным полем, является его магнитный момент P_0 , носящий векторный характер и указывающий на внутреннюю электромагнитную природу образования его магнитного поля. К числу таких макрообъектов относится планета Земля, характеризующаяся слабым биполярным практически постоянным магнитным полем (ПМП) и обладающая на нынешнем этапе своего геофизического состояния южным магнитным полюсом S_m в области северного географического полюса Земли и северным магнитным полюсом N_m в области ее южного географического полюса [1]. Это обстоятельство имеет важное и определяющее влияние на биологическую и техническую сферы среды жизнеобитания человечества, на растительный и животный мир нашей планеты [2]. Из-за того, что до сих пор в области физики Земли отсутствует классическая теория внутреннего электрического или иного типа источника ее биполярного ПМП (при наличии ряда научных гипотез происхождения такого поля, например, теории гидромагнитного геодинamo в жидкой металлической субстанции ядра Земли [3,4] или теории гравитационных электрических зарядов массы Земли [5]) на сегодня нет ясных физических и соответственно четких математических подходов и по расчетному определению величины магнитного момента P_M для Земли. Автором в [6, 7] были предложены новый физический механизм генерирования внутренним электрическим источником и новая гипотеза инверсии биполярного ПМП вращающейся против часовой стрелки (с запада на восток) Земли, основанные на обусловленном действием электродинамической силы Лоренца радиальном постоянном токе свободных электронов и естественных для нее круговых коаксиальных постоянных электронных (отрицательных) или ионных (положительных) токов, протекающих во вращающейся совместно с твердой корой наружной сферической части ее вязкой (полужидкой) электропроводящей мантии. Представленные в [6, 7] новые гео- и электрофизические данные позволяют получить простые математические соотношения для приближенного расчетного определения величины магнитного момента P_M Земли.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ РАСЧЕТА МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ

Рассмотрим в сферической системе координат вращающуюся против часовой стрелки (с запада на восток) с круговой частотой $\omega_3 = 2\pi T_3^{-1} = 7,27 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и периодом суточного обращения $T_3 = 86,4 \cdot 10^3 \text{ с}$ Землю (рис. 1), содержащую тонкую слабо электропроводящую твердую кору толщиной h_k порядка 10^5 м , упрощенную однослойную полужидкую электропроводящую мантию наружным радиусом $R_p = 6,3 \cdot 10^6 \text{ м}$ и температурой не менее $2 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$, примыкающую внутри к центральному сплошному жидкому металлическому ядру радиусом $R_{\text{я}} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ м}$ с температурой не менее $5 \cdot 10^3 \text{ }^\circ\text{C}$ [1-4].

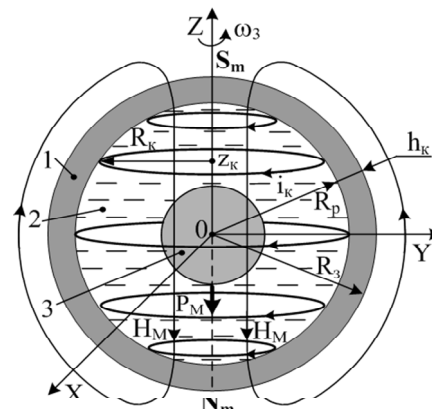


Рис. 1. Расчетная схема модели внутреннего электрического источника Земли для приближенного определения ее магнитного момента P_M (1 – твердая кора; 2 – полужидкая мантия; 3 – жидкое ядро)

Так как для Земли, практически равномерно движущейся в космическом пространстве в плоскости эклиптики со скоростью $v_{3c} = 29 \cdot 10^3 \text{ м/с}$, выполняется соотношение вида $v_{3c} \ll v_c$, где $v_c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света в вакууме [8], то рассматриваемые ниже физико-механические и электрофизические процессы будут не зависеть от выбора точки привязки указанной выше инерциальной системы отсчета. Считаем, что для нынешнего типа биполярного ПМП Земли характерно протекание в наружном сферическом слое полужидкого расплава мантии (возможно в слое с

зоны Мохоровичича, находящемся непосредственно под ее твердой корой [9]), вращающемся с угловой частотой ω_3 совместно с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток), круговых коаксиальных постоянных избыточных электронных (отрицательных) токов i_k .

Принимаем, что в наружном вращающемся слое расплава мантии с токами i_k усредненная объемная плотность (концентрация) свободных электронов, обладающих модулем элементарного электрического заряда $e_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл [9], составляет величину, равную n_{e0} . Так как в электротехнике за положительное направление электрического тока принимается направление движения положительно заряженных частиц [10], то в дальнейших электромагнитных расчетах круговые постоянные токи i_k будут согласно прилагаемому рис. направлены нами по часовой стрелке (с востока на запад). Сверхтонкие витки данных токов i_k будут характеризоваться переменным вдоль оси вращения OZ (по высоте верхнего и нижнего полушарий Земли) радиусом $R_k = (R_p^2 - z_k^2)^{1/2}$, где z_k – расстояние между параллельными плоскостями вращающегося кольцевого k -го по высоте северной и южной земных полусфер токового слоя мантии и экватора Земли. Максимальное число витков K_p этих круговых токов i_k с переменным радиусом R_k вдоль наружного сферического слоя мантии в обоих полушариях Земли по их параллелям будет составлять значение, равное примерно $K_p = \pi R_p / a_p$, где $a_p = n_{e0}^{-1/3}$ – взаимное расстояния между соседними свободными электронами расплава мантии [8]. Расчетную оценку магнитного момента P_M Земли осуществим в приближении того, что ось ее кругового вращения OZ совпадает с осью биполярного геомагнитного поля (в действительности данные оси для нашей планеты разнесены друг от друга на угол, составляющий около $11,5^\circ$ [1, 11]). Тогда с учетом принятой модели круговых постоянных электронных токов в мантии векторы напряженности H_M ПМП Земли и ее магнитного момента P_M в центральных внутренних частях ядра и полужидкого расплава мантии будут направлены вдоль оси вращения OZ от южного магнитного полюса S_m Земли к ее северному магнитному полюсу N_m (см. рис. 1).

2. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ

Используя известное положение классической физики о том, что магнитное действие замкнутых электрических токов i_k характеризуется их магнитным моментом P_k [12], с учетом применения принципа суперпозиции (наложения) к величинам P_k для суммарного магнитного момента P_M круговых коаксиальных постоянных избыточных электронных (отрицательных) токов i_k вращающегося против часовой стрелки (с запада на восток) наружного сферического слоя полужидкой мантии Земли в скалярной форме записи получаем следующее обобщенное аналитическое выражение:

$$P_M = \pi \sum_{k=1}^{K_p} i_k R_k^2, \quad (1)$$

где $i_k = 2\pi e_0 R_k / (a_p T_3)$ – круговой избыточный постоянный электронный ток k -го слоя радиусом R_k в наружной сферической вращающейся части мантии Земли [6, 7]; $R_k = (R_p^2 - z_k^2)^{1/2}$.

После элементарных преобразований в (1) выражение для P_M в рассматриваемом приближении можно записать в более конкретизированном и приемлемом для численного расчета виде:

$$P_M = \frac{2\pi^2 e_0}{a_p T_3} \sum_{k=1}^{\pi R_p / a_p} (R_p^2 - z_k^2)^{3/2}. \quad (2)$$

Количественная оценка числа членов в ряде (2) и соответственно числа K_p круговых коаксиальных постоянных избыточных электронных токов i_k вращающейся вместе с твердой корой наружной части полужидкой земной мантии, которые требуется учитывать при расчете P_M , показывает, что при $n_{e0} = 1,5 \cdot 10^{27} \text{ м}^{-3}$ ($a_p = 0,873 \cdot 10^{-9} \text{ м}$) и $R_p = 6,3 \cdot 10^6 \text{ м}$ они могут численно составлять порядка $2 \cdot 10^{16}$. Для обеспечения с помощью (2) при таком огромном числе K_p тонких кольцевых контуров (витков) природного сфероподобного постоянного электромагнита с электронными токами i_k практической реализуемости расчетных оценок величины P_M , сравнительно малых затрат машинного времени и упрощения рассматриваемых численных расчетов на ПЭВМ с наперед заданной точностью вычисления ϵ_p требуемых величин автором в [6, 7] применительно к численной оценке значений напряженности ПМП Земли был предложен оригинальный физико-математический прием. Используя этот прием, базирующийся на заданном расхождении $\lambda = (1 - \epsilon_p)$ в смежных по высоте z_k токовых слоях ($k+1$) и k толщиной $R_p = (1 - \lambda^2)^{1/2}$ значений напряженности H_M ПМП на оси вращения OZ Земли, на основе (2) для величины P_M в окончательном виде получаем следующее приближенное расчетное соотношение:

$$P_M = \frac{4\pi^2 e_0 R_p (1 - \lambda^2)^{1/2} (1 - \lambda^2)^{-1/2}}{a_p^2 T_3} \sum_{k=1}^{\pi R_p / a_p} (R_p^2 - z_k^2)^{3/2}, \quad (3)$$

где $z_k = k R_p (1 - \lambda^2)^{1/2}$; $k = 1, 2, 3, \dots, (1 - \lambda^2)^{1/2}$.

Из (3) следует, что при используемой модели внутреннего электрического источника ПМП Земли, основанного, прежде всего, на естественных круговых коаксиальных избыточных электронных (отрицательных) токах вращающейся совместно с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток) наружной сферической части полужидкой мантии, величина магнитного момента P_M Земли определяется, главным образом, такими характеристиками ее мантии как a_p и R_p . Пространственная ориентация вектора магнитного момента P_M внутри Земли зависит от вида естественно протекающего электрического тока в наружном неизменно вращающемся с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток) сферическом слое полужидкой мантии – то ли как на современном этапе состояния ее ПМП избыточного электронного (отрицательного) тока или как возможного в будущем (после инверсии ПМП Земли и смены его магнитных полюсов) избыточного ионного (положительного) тока. Проведенный с помощью (3) численный эксперимент показал, что при ранее указанных численных значениях

ях основных исходных параметров ϵ_0 , T_3 , R_p и a_p результаты расчета величины P_M при $\lambda = 0,999$ (для максимального значения k , равного $k_m = 22$, при точности вычисления $\epsilon_p = 0,001$, то есть до третьей значащей цифры после запятой) и $\lambda = 0,99999$ (для $k_m = 223$ при $\epsilon_p = 10^{-5}$ и точности вычисления до пятого знака после запятой) отличаются друг от друга не более чем на 3 %. Поэтому при практическом решении задач прикладной геофизики с применением расчетного соотношения для величины P_M в выражении (3) можно ограничиться значением параметра λ , равным 0,999.

3. ПРИМЕР ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЗЕМЛИ

Выполним численную оценку по (3) величины модуля магнитного момента P_M Земли при следующих исходных геофизических параметрах: $R_3 = 6,4 \cdot 10^6$ м; $R_p = 6,3 \cdot 10^6$ м; $T_3 = 86,4 \cdot 10^3$ с; $\epsilon_0 = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл; $n_{e0} = 1,5 \cdot 10^{27}$ м⁻³; $a_p = 0,873 \cdot 10^{-9}$ м; $\lambda = 0,999$; $k_m = 22$. После подстановки этих данных в (3) и выполнения в нем на ПЭВМ с помощью стандартной программы MathCAD 13 операции суммирования для величины P_M получаем численное значение, равное примерно $85,69 \cdot 10^{21}$ А·м². Для сравнения этого приближенного расчетного значения P_M с известными в области геофизики данными применительно к магнитному моменту планеты Земля отметим, что экспериментально определенный магнитный момент Земли по состоянию на 1995 год составлял $P_M = -78,12 \cdot 10^{21}$ А·м² [5, 9]. Знак минус в последнем выражении указывает на то, что магнитный момент P_M Земли направлен в сторону, противоположную её механическому моменту, а ее северный магнитный полюс N_m совпадает с южным географическим полюсом Земли. Из представленных выше количественных данных для магнитного момента Земли видно, что найденное предложенным здесь приближенным расчетным путем значение P_M отличается от его опытной величины примерно на 9 %. Такое расхождение в указанных значениях P_M может свидетельствовать о вероятной работоспособности предложенной в [6, 7] приближенной модели внутреннего электрического источника биполярного ПМП Земли, согласно которой вектор P_M будет ориентирован вдоль оси вращения OZ Земли и его направление будет определяться полярностью избыточных электрических зарядов в огромном числе K_p сверхтонких витков с естественными круговыми коаксиальными постоянными электронными (ионными) токами вращающейся наружной сферической части полужидкой электропроводящей земной мантии.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. На основе ранее предложенной автором приближенной модели естественным образом возникающих во вращающейся вместе с твердой корой наружной сферической части полужидкой электропроводящей мантии Земли круговых коаксиальных постоянных избыточных электронных (отрицательных) токов получена простая расчетная формула (3) для определения модуля магнитного момента P_M Земли. Численная оценка величины P_M по предложенной формуле показала, что при принятых исходных геофизических данных для нашей планеты и ее внутрискруктурных

частей результаты приближенного расчета магнитного момента Земли хорошо согласуются с его экспериментальными данными.

2. Принципиально важным является то, что магнитный момент P_M Земли в соответствии с используемой здесь новой моделью внутреннего электрического источника ее биполярного ПМП, описанной автором в [6, 7], может формироваться за пределами ее огромного с наружным радиусом $R_я$ центрального жидкого высокотемпературного металлического ядра в области наружной вращающейся совместно с твердой корой против часовой стрелки (с запада на восток) сферической части полужидкой электропроводящей мантии Земли с внешним радиусом R_p .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яновский Б.М. Земной магнетизм. – М.-Л.: Главсевморпути, 1941. – 283 с.
2. Монин А.С. История Земли. – М.: Наука, 1980. – 224 с.
3. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Гидромагнитное динамо как источник планетарного, солнечного и галактического магнетизма // Успехи физических наук (Москва). – Том 152. – Вып. 6. – 1987. – С. 263-284.
4. <http://2012new.org/?p=972>
5. <http://n-t.ru/tp/mr/pmpz.htm>
6. Баранов М.И. Постоянное магнитное поле планеты Земли. Новая гипотеза происхождения и его приближенный расчет // Электротехника і електромеханіка. – 2010. – № 5. – С. 66-70.
7. Баранов М.И. Приближенная модель радиального распределения свободных электронов в мантии Земли и инверсия геомагнитного поля // Электротехника і електромеханіка. – 2010. – № 6. – С. 65-68.
8. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике. – М.: Наука, 1990. – 624 с.
9. <http://ru.wikipedia.org/wiki/>
10. Нейман Л.Р., Демирчян К.С. Теоретические основы электротехники: Учебник для вузов. Том 1. – Л.: Энергоиздат, 1981. – 536 с.
11. Белов К.П., Бочкарев Н.Г. Магнетизм на Земле и в космосе. – М.: Наука, 1983. – 192 с.
12. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики / Отв. ред. В.К. Тартаковский. – Киев: Наукова думка, 1989. – 864 с.

Поступила 27.07.2010

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

M.I. Baranov

Approximate calculation of magnetic moment of the Earth.

An approximate formula for calculating magnetic moment of the Earth is introduced, the formula based on a new model of internal electric source of the permanent geomagnetic field. This electric source, at the present geophysical stage of the Earth development, is based on natural circular coaxial excess electron (negative) currents of the semifluid electroconducting Earth mantle that is rotating with the crust of the outer spherical part. Results of numeral estimation of the magnetic moment of the Earth with the formula presented and their comparison with available experimental information testify their good correlation.

Key words – semifluid mantle and liquid core of the Earth, circular electron currents of the Earth mantle, permanent magnetic field and magnetic moment of the Earth.

ПОДАВЛЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ГИББСА ПРИ РАСЧЕТЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ С ГРАНИЧНЫМ УСЛОВИЕМ, ЗАДАВАЕМОМ РАЗРЫВНОЙ ФУНКЦИЕЙ

Розглядається явище Гіббса для граничної умови магнітного поля у вигляді ступінчастого розподілу тангенціальної складової магнітної індукції на поверхні обмотки електромагніту, що граничить із зазором. Це явище пропонується компенсувати простим перетворенням розрахункової функції, яке не спотворює її поза точками розриву. Запропоноване перетворення рекомендується як загальне перетворення при заглушуванні явища Гіббса в точках розриву функцій, що розраховуються по їх рядах Фур'є.

Рассматривается явление Гиббса для граничного условия магнитного поля в виде ступенчатого распределения тангенциальной составляющей магнитной индукции на поверхности обмотки электромагнита, граничащей с зазором. Это явление предлагается компенсировать простым преобразованием расчетной функции, которое не искажает ее вне точек разрыва. Предложенное преобразование рекомендуется как общее преобразование при подавлении явления Гиббса в точках разрыва функций, рассчитываемых по их рядам Фурье.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время время отечественной и зарубежной промышленностью выпускается большая номенклатура электромагнитных механизмов и электрических аппаратов, основу которых составляют разные типы электромагнитов постоянного тока. Среди них широкое применение получили электромагниты броневого типа, у которых симметричный или несимметричный магнитопровод образует внешний или внутренний зазор относительно малых размеров, по сравнению с длиной обмоточного окна (рис. 1).

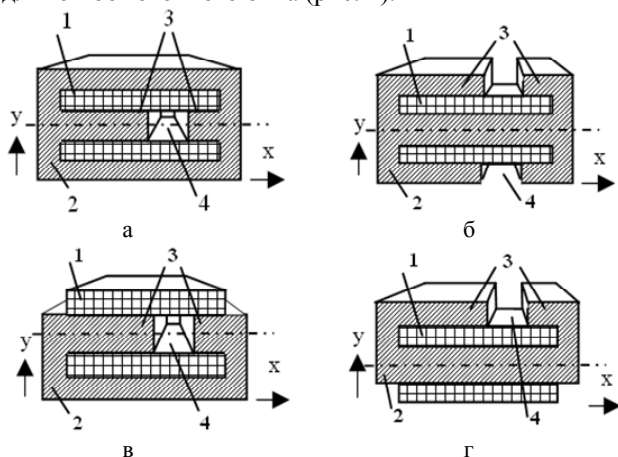


Рис. 1. Типы броневого электромагнитных систем с прямоугольным обмоточным окном: 1 – обмотка с током; 2 – магнитопровод (железо); 3 – полюса электромагнита; 4 – воздушный зазор

Если габаритный размер электромагнитов, изображенных на рис. 1, в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка, много больше их габаритных размеров в этой плоскости, то такие электромагниты могут рассматриваться как двумерные системы, распределение магнитного поля в котором является плоскопараллельным (рис. 2).

При расчете этих электромагнитов важным этапом является расчет магнитного поля в обмоточном окне, который позволяет определять магнитные потоки замыкающихся внутри обмоточного окна, а также другие параметры, обусловленные распределением магнитного поля в обмоточном окне.

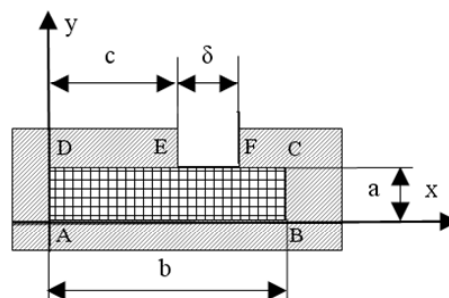


Рис. 2. Плоскопараллельная модель зоны обмоточного окна

Указанный расчет осуществляется для традиционных в данном случае допущений [1, 2], которые можно сформулировать следующим образом:

- магнитная проницаемость железа принимается равной бесконечности (идеальное железо);
- индукция магнитного поля на поверхности обмотки, не закрытой железом направлена вдоль оси катушки и имеет постоянное значение;
- распределение электрического тока по сечению обмотки намагничивания является равномерным (плотность тока в проводниках обмотки постоянна).

Для расчетной области, изображенной на рис. 2, принятие этих допущений означает, что на границе расчетной области (прямоугольная область ABCD на рис. 2) тангенциальная составляющая индукции магнитного поля:

- равна нулю, если эта граница обмотки с железом (линия EDABCF на рис. 2);
- равна некоторой постоянной величине B_0 (определяется законом полного тока), если эта граница обмотки с воздушным зазором (линия EF на рис. 2).

Соответственно этому для линии DC, как граничной линии расчетной области (рис. 2), граничное условие для тангенциальной составляющей вектора индукции поля может быть графически представлено в виде ступенчатой функции (рис. 3).

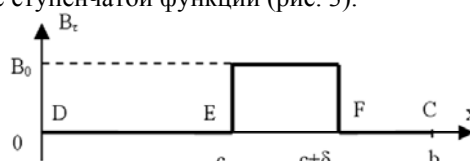


Рис. 3. Распределение индукции магнитного поля $B_t(x)$ на границе обмотки

Указанные граничные условия позволяют получить на основе решения уравнения Пуассона для векторного потенциала $A(x, y)$ плоскопараллельного магнитного поля в обмоточном окне определенное аналитическое выражение [3]. Причем, поскольку соответствующее решение проведено в [3] методом разделения переменных, применение которого связано с разложением в ряд Фурье функции $B_\tau(x)$, изображенной на рис. 3, то полученное решение для векторного потенциала $A(x, y)$ представляет собой тригонометрический ряд [3].

Следует отметить, что при численном расчете разрывной функции $B_\tau(x)$ на основе ее ряда Фурье, имеет место так называемое явление Гиббса, обуславливающее невозможность точного расчета значения функции в малой окрестности точки разрыва [4, 5].

В этой связи возникает вопрос о влиянии названного явления на результат расчета для векторного потенциала и потоков, замыкающихся внутри обмоточного окна по формулам, полученным в [3] на основе использования разрывной функции $B_\tau(x)$. Это обуславливает необходимость решения задачи об исследовании явления Гиббса для граничного условия, изображенного на рис. 3, и разработки эффективного метода его компенсации (подавления).

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Прежде всего, отметим, что под явлением Гиббса понимается "дефект сходимости" (так в [5]) ряда Фурье разрывной функции одной переменной (разрыв первого рода), который представляет собой скачок значений указанного ряда (тригонометрический ряд) справа и слева от точки разрыва в пределе: число слагаемых ряда стремится к бесконечности (рис. 4).

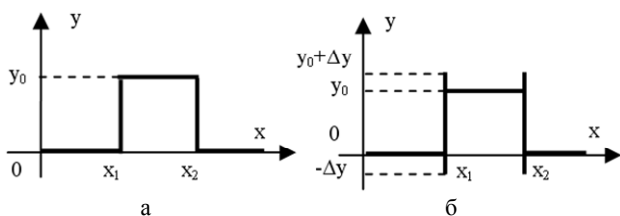


Рис. 4. Явление Гиббса для функции c

Подчеркнем, что "скачок", соответствующий явлению Гиббса, имеет место, как справа, так и слева от точки разрыва, на что иногда не указывают при описании явления Гиббса (см., например, [4, 6]).

Заметим также, что в теории цифровой обработки сигналов под явлением Гиббса понимается искажение ступенчатой функции при замене ее спектральной функцией с конечным числом слагаемых (на рис. 5 приведен пример такого искажения для функции, изображенной на рис. 4,а) [7].

Однако, согласно общей теории сходимости рядов Фурье, такие искажения обусловлены не конечным числом слагаемых, взятых для расчета (этим явление Гиббса объясняется, например, в [7]), а являются общим свойством ряда Фурье разрывной функции [4, 5].

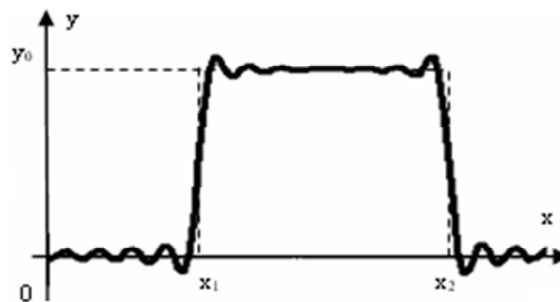


Рис. 5. К объяснению явления Гиббса

Таким образом, для граничного условия, изображенного на рис. 3, можно утверждать, что тригонометрический ряд функции $B_\tau(x)$, изображающей аналитически это условие, также дает искажение (при расчете) функции $B_\tau(x)$, как функции с двумя разрывами первого рода (при $x_1 = c$ и $x_2 = c + \delta$, рис. 3) для любого количества слагаемых ряда. То есть, ряд (все обозначения размеров по рис. 3)

$$B_\tau(x) = B_0 \frac{\delta}{b} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2B_0}{n\pi} \left(\sin\left(\frac{n\pi}{b}(c+\delta)\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{b}c\right) \right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi}{b}x\right), \quad (1)$$

и справа и слева вблизи точек разрыва будет давать скачок значений функции $B_\tau(x)$ так, что будут иметь место неустраняемые при любом увеличении числа слагаемых ряда (1) неравенства:

$$\begin{aligned} B_\tau(x_1 - \varepsilon) &\neq 0; & B_\tau(x_1 + \varepsilon) &\neq B_0; \\ B_\tau(x_2 - \varepsilon) &\neq B_0; & B_\tau(x_2 + \varepsilon) &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где ε — соответствует первому $B_\tau(x_2 - \varepsilon) \neq B_0$ максимуму (минимуму) вблизи точки разрыва x_1 и x_2 функции $B_\tau(x)$ по (1) при конечном числе слагаемых (рис. 6).

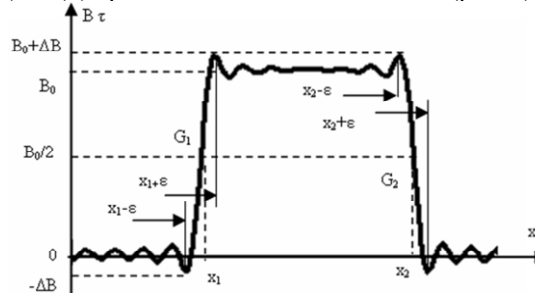


Рис. 6. К объяснению явления Гиббса для функции $B_\tau(x)$

Как следствие, если не "компенсировать" [8] явления Гиббса, то неточность расчета значений функции $B_\tau(x)$ по ее ряду Фурье в точке разрыва (угловые кромки полюсов на рис. 2 и 3), могут обусловить погрешности расчета параметров магнитного поля вблизи полюсов, кромки которых являются концентраторами магнитного поля, что ставит особые требования к точности расчета магнитного поля в окрестности кромок полюсов.

То есть, для повышения точности расчета магнитного поля в рассматриваемом случае необходимо, стремится повысить точность граничных условий, что для граничного условия, задаваемого рядом (1), означает максимальное снижение влияния явления Гиббса на результаты расчетов в точках разрыва.

В этой связи, заметим, что аналогичные задачи компенсации или "подавления" (так в [9]) явления Гиббса в теории передачи и обработки сигналов (с целью избежать искажения сигналов), в настоящее время решаются преимущественно на основе применения так называемых оконных функций [7, 10]. Применение их в нашем случае, однако, затруднено в виду множественности таких функций, что обуславливает не простую задачу выбора из всего их множества наиболее приемлемой в нашем случае.

Кроме того, известно предложение использовать для подавления явления Гиббса "сглаживающее свойство уравнения теплопроводности" [9], что, впрочем, также связано с определенными трудностями адаптации указанного предложения в нашем случае.

Поэтому целью данной работы было найти и обосновать иной путь изменения явления Гиббса, который бы не был связан с использованием каких-либо дополнительных функций, кроме той, разложение которой в ряд Фурье рассматривается.

ПОВЕДЕНИЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ РЯДА ФУРЬЕ ДЛЯ ФУНКЦИИ $B_\tau(x)$ ВБЛИЗИ ТОЧЕК РАЗРЫВА

Обозначим значение функции по (1) с частичной суммой соответствующего ряда как

$$S_N(x) = B_0 \frac{\delta}{b} + \sum_{n=1}^N \frac{2B_0}{n\pi} \left(\sin\left(\frac{n\pi}{b}(c+\delta)\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{b}c\right) \right) \cdot \cos\left(\frac{n\pi}{b}x\right), \quad (3)$$

где N – число слагаемых тригонометрического ряда.

Это обозначение позволяет переписать аналитическое выражение явления Гиббса в виде неравенства (2) как неравенства:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} S_N(x_1 - \varepsilon) \neq 0; \quad \lim_{N \rightarrow \infty} S_N(x_1 + \varepsilon) \neq B_0; \\ \lim_{N \rightarrow \infty} S_N(x_2 - \varepsilon) \neq B_0; \quad \lim_{N \rightarrow \infty} S_N(x_2 + \varepsilon) \neq 0. \quad (4)$$

Здесь следует отметить, что функция $S_N(x)$ является непрерывными функциями при любом значении N . Причем для точек $x = x_1$ и $x = x_2$ имеем $S_N(x) = 0,5B_0$, а в окрестности этих точек имеем осцилляцию функции $S_N(x)$. Отметим также, что $S_N(x)$ справа и слева от точек разрыва ($x = x_1$, $x = x_2$) имеют одинаковый характер: убывание амплитуды осцилляции по мере удаления от этих точек. Причем, как показывает непосредственный расчет $S_N(x)$ по (3), указанные осцилляции имеют определенную симметрию – центральная симметрия относительно точек G_1 и G_2 (рис. 6), поворот вокруг которых на 2π графика функции $S_N(x)$ переводит эту функцию в саму себя (вблизи точек разрыва).

Непосредственный расчет показывает также, что указанная симметрия соблюдается тем точнее, чем большее N берется в расчете $S_N(x)$ по (3), как это и показано на рис. 7 для точки симметрии G_1 .

Отметим также, что рассматриваемые осцилляции осуществляются относительно значения (рис. 7): $S_N = 0$ для всех $x < x_1$; $S_N = B_0$ для всех $x > x_1$. Соответственно цели работы задачей является найти способ уменьшения указанных осцилляций.

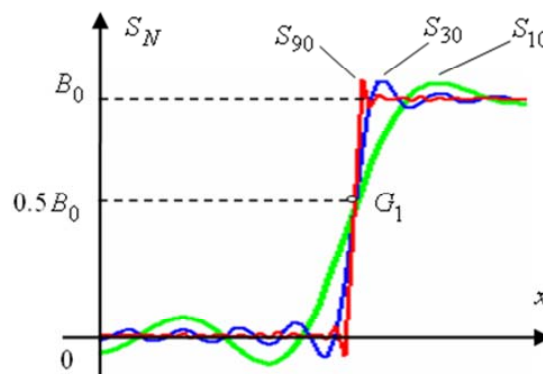


Рис. 7. Осцилляция функции $S_N(x)$ вблизи точки разрыва $x = x_1$

ПОДАВЛЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ГИББСА

Учитывая равноправие точек разрыва, далее рассматриваем только точку разрыва x_1 . Поскольку функции $S_N(x)$ является осциллирующей как до этой точки, так и после нее, то для всех точек вне окрестности точки разрыва значение функции $S_N(x)$ может быть вычислено приближенно как

$$S_N(x) \cong 0.5[S_N(x+\Delta) + S_N(x-\Delta)], \quad (5)$$

где Δ – некоторый шаг расчета, очевидно, меньший, чем расстояние от точки, где определяется функция $S_N(x)$, до ближайшей точки разрыва.

Причем, в силу непрерывности функции $S_N(x)$, уменьшение значения Δ в пределе $\Delta \rightarrow 0$ превращает равенство (5) в точное равенство так, что в этом пределе будем иметь $S_N(x) \rightarrow B_\tau(x)$, если $N \rightarrow \infty$.

Что же касается точек в непосредственной близости к точке разрыва, то для них, исходя из указанной симметрии осцилляций функции $S_N(x)$, можно утверждать, что:

– для всех $x > x_1$, таких, что разность $\Delta = x - x_1$ достаточно мала, выражение

$$S_N(x_1 + \Delta) + S_N(x_1 - \Delta)$$

будет давать в результате значение меньше, чем значение функции $S_N(x_1 + \Delta)$;

– для всех $x < x_1$, таких, что разность $\Delta = x_1 - x$ достаточно мала, выражение

$$S_N(x_1 + \Delta) + S_N(x_1 - \Delta) - B_0$$

будет давать в результате значение меньше (по модулю), чем значение модуля функции $S_N(x_1 - \Delta)$.

Последнее означает уменьшение (подавление) осцилляций функции $S_N(x)$ и связано с тем, что разность $S_N(x_1 + \Delta) - B_0$ является знакопеременной функцией, противоположной по знаку знакопеременной функции $S_N(x_1 - \Delta)$.

Таким образом, учитывая изложенное, для расчета $B_\tau(x)$ по (1) с уменьшенной осцилляцией (подавление явления Гиббса) можно записать выражение

$$B_\tau(x) \approx k_1[S_N(x+\Delta) + S_N(x-\Delta)] - k_2 B_0, \quad (6)$$

где k_1 – коэффициент, принимающий значение 1 вблизи точки разрыва и значение 0,5 вне окрестности точки разрыва; k_2 – коэффициент, равный 0 при $k_1 = 0,5$ и значение 1 при $k_1 = 1$.

Заметим, что коэффициенты k_1 и k_2 можно связать между собой соотношением

$$k_2 = 2(k_1 - 0,5). \quad (7)$$

Что же касается коэффициента k_1 , то его несложно определить по знакам функций $S_N(x_1 - \Delta)$ и $S_N(x_1 + \Delta)$, а именно

$$k_1 = [2 - 0,5 \operatorname{sign}(S_N(x + \Delta)) \operatorname{sign}(S_N(x - \Delta))]^{-1}. \quad (8)$$

В силу того, что характер осцилляций функции $S_N(x)$ в точке разрыва x_2 аналогичен характеру осцилляций этой функции в точке разрыва x_1 , несложно показать, что выражения (6)-(8) применимы и для точки разрыва x_2 .

Как следствие, можно утверждать, что выражения (6)-(8) позволяют подавить явление Гиббса в точках разрыва и осцилляции при расчете $B_r(x)$ как ряда Фурье по (3) на всем рассматриваемом диапазоне изменения аргумента (от нуля до b , рис. 3).

Для подтверждения эффективности предлагаемого способа для подавления явления Гиббса и уменьшения осцилляций расчетной функции были проведены численные расчеты по (6)-(8), один из результатов которых показан на рис. 8, показывающий явное уменьшение осцилляции функции $S_N(x) \approx B_r(x)$ и достаточную для практики точность.

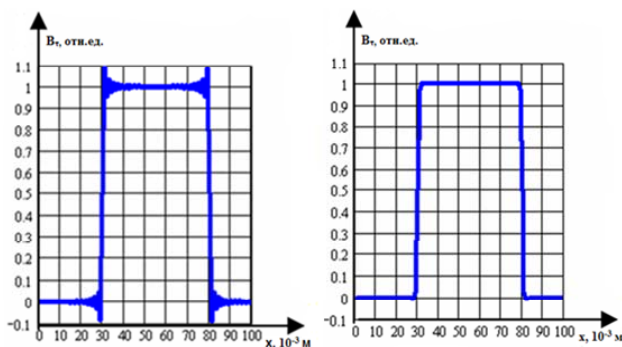


Рис. 8. Уменьшение осцилляций по предлагаемому способу компенсации явления Гиббса для ступенчатой функции $B_r(x)$ по рис. 3 при $N = 100$ ($c = 30$ мм, $\delta = 50$ мм, $b = 20$ мм)

ВЫВОДЫ

1. Повышение точности численного расчета магнитного поля путем повышения точности задания граничных условий для граничного условия в виде функции с разрывом 1-го рода связано с компенсацией явления Гиббса.

2. Сумма гармоник ряда Фурье для ступенчатой функции имеет осцилляции в точке разрыва, обладающие определенной симметрией, что позволяет получить простой способ компенсации явления Гиббса, который подтвержден непосредственными расчетами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Долинский Ю.М. К расчету втяжных электромагнитов // Вестник ХПИ. Вопросы контактной аппаратуры автоматики. – Вып. 3. – 1968. – № 28(76). – С. 56-62.

2. Алиевский Б.Л., Шерстюк А.Г. Поле рассеяния в цилиндрическом пазу осесимметричной системы возбуждения // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1980. – № 1. – с. 118-129.
3. Бранспиз Ю.А., Вельченко А.А. Расчет векторного потенциала в обмоточном окне плоскопараллельного электромагнита с несимметричным зазором // Техническая электродинамика. Тематический выпуск "Проблемы современной электроники". – Ч. 1. – 2010. – С. 21-24.
4. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. – М.: Наука, 1965. – 780 с.
5. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. В 3 т. Т. 3. – М.: Физматлит, 2008. – 728 с.
6. Воробьев Н.Н. Теория рядов. – М.: Наука, 1986. – 408 с.
7. Давыдов А.В. Цифровая обработка сигналов. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://prodav.narod.ru/dsp/index.html>. – Название с экрана.
8. Овчинников А.В., Овчинникова Г.С. Природа эффекта Гиббса и методы его компенсации. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://conference.kemsu.ru/GetDocsFile?id=7113&table=papers_fele&tupe=1&conn=confDB. – Название с экрана.
9. Ткаченко Д.С. Применения ряда Фурье для аппроксимации изображения [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://tkachenko-mephi.narod.ru/pdfs/ia.pdf>. – Название с экрана.
10. Некоторые оконные функции и их параметры. [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://dspssystem.narod.ru/add/win/win.html>. – Название с экрана.

Поступила 20.09.2010

Бранспиз Юрий Адольфович, д.т.н, проф.
Вельченко Анна Александровна, аспирант
Восточноукраинский национальный университет
имени Владимира Даля
кафедра "Прикладная физика"
91034, Луганск, кв. Молодежный, 20-а
тел. (0642) 500829, e-mail: branspiz@mail.ru,
anna.velchenko@gmail.com

Yu.A. Branspiz, A.A. Velchenko

Suppression of Gibbs phenomenon for Fourier magnetic field calculation with the boundary condition given by discontinuous functions.

For the boundary condition of magnetic field in the form of step-function distribution of tangential induction on the surface of an electromagnet coil which abuts upon a gap, Gibbs phenomenon is studied. It is suggested to compensate the phenomenon through a simple transformation of the calculation function which does not distort the function beyond discontinuity points. The introduced transformation is recommended as general transformation under Gibbs phenomenon suppression at the function discontinuity points calculated via their Fourier rows.

Key words – electromagnet, Fourier row, Gibbs phenomenon, compensation

ВЗАЄМОДІЯ РУХОМИХ І НЕРУХОМИХ ЗАРЯДІВ В СТАЦІОНАРНОМУ ПОЛІ ПРОВІДНОГО СЕРЕДОВИЩА¹

Всі речовинні середовища, використовувані в електротехнічних пристроях, мають провідність, не рівну нулю, і володіють, тією чи іншою мірою, діелектричними властивостями. При незмінному в часі розподілі напруженості електричного поля (або потенціалів), завдяки відмінній від нуля провідності речовинних середовищ у них буде протікати постійний електричний струм, при якому розподіл електричних зарядів у просторі залишається в часі незмінним. Відбувається тільки безперервна заміна кожного елемента заряду рівним йому іншим елементом. Таким чином, постійне в часі електричне поле фізично завжди буде стаціонарним електричним полем і його розподіл у просторі визначається рівняннями стаціонарного поля. Відповідно до постулату Максвелла для даного стаціонарного електричного поля залишається справедливою теорема Гауса:

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = q_{\text{св}}.$$

Друге основне рівняння електростатичного поля

$$\oint_l \mathbf{E} d\mathbf{l} = 0$$

також справедливе й для стаціонарного електричного поля, що, таким чином, є потенційним полем, тому для нього поняття напруга й потенціал залишається таким же, як і для електростатичного поля. Для електричного поля в провідному середовищі (у провідниках і в реальних діелектриках) зберігаються встановлені для електростатичного поля залежності, що виражають напруженість поля й потенціал через розподіл електричних зарядів. Отже, стаціонарне електричне поле розподіляється в просторі так само, як і електростатичне.

Проте, стаціонарне електричне поле істотно відрізняється від електростатичного поля. Насамперед, дане поле має місце в речовинному провідному середовищі (реальні провідники й діелектрики). Щоб установити закон механічного прояву стаціонарного електричного поля скористаємося залежністю між абсолютною діелектричною проникністю речовинного середовища і її провідністю [4]:

$$\gamma = \frac{d\epsilon_a}{dt}.$$

Основною величиною, що характеризує електростатичне поле в діелектрику й стаціонарне електричне поле в провідному середовищі, є напруженість $\mathbf{E}$. Це силова характеристика поля, чисельно рівна силі, що діє на заряд по величині рівній одиниці, та визначена за умови, що внесений у дану точку поля заряд не спотворив поля, що існувало до внесення цього заряду. Для електростатичного поля в діелектрику величина напруженості визначається виразом:

$$E = \frac{q}{4\pi\epsilon_a r^2},$$

звідки:

¹Закінчення. Початок – у попередньому номері.

$$\epsilon_a = \frac{q}{4\pi E r^2} = \frac{1}{4\pi E r^2} q. \quad (5)$$

З іншого боку, для будь-якого речовинного середовища, для реального діелектрика або провідника, її питома провідність і діелектрична проникність зв'язані співвідношенням [4]:

$$\gamma = \frac{d\epsilon_a}{dt}.$$

Тому що розподіл напруженості стаціонарного електричного поля незмінний в часі, тобто $E = \text{const}$, то:

$$\frac{d\epsilon_a}{dt} = \frac{1}{4\pi E r^2} \frac{dq}{dt}.$$

або:

$$\gamma = \frac{1}{4\pi E r^2} \frac{dq}{dt}. \quad (6)$$

З останнього рівняння визначається вираз, що відповідає напруженості електричного поля, створеного постійним струмом у речовинному провідному середовищі:

$$E = \frac{1}{4\pi\gamma r^2} \frac{dq}{dt}. \quad (7)$$

Якщо врахувати, що напруженість поля визначається як відношення сили, що діє на позитивний настільки малий (нерухомий) пробний заряд (q_1), що він своєю присутністю не викликає помітного перерозподілу зарядів на тілах, що створюють поле, до величини цього заряду [5]:

$$E = \lim_{q_1 \rightarrow 0} \frac{F}{q_1},$$

то сила, що діє на точковий заряд скінченної величини, внесений у поле, дорівнює:

$$\mathbf{F} = q_1 \mathbf{E} \text{ або } \mathbf{F} = \frac{q_1}{4\pi\gamma r^2} \frac{dq}{dt} [\mathbf{r}_0 [n_\delta \mathbf{r}_0]]. \quad (8)$$

Таким чином, два точкових заряди нерухомий q_1 і що змінюється в часі dq/dt взаємодіють один з одним із силою прямо пропорційною їхньому добутку, але обернено пропорційно квадрату відстані між ними, і залежної від електричних властивостей (питомої провідності) середовища, що оточує заряди.

Вираження, що описує механічний прояв стаціонарного електричного поля, є тією теоретичною основою, на якій базується й теорія стаціонарного електричного поля, і теорія лінійних електричних кіл постійного струму.

Тому що відповідно до вираження (3) вектор напруженості $\mathbf{E}$ стаціонарного електричного поля, створеного точковим змінним в часі зарядом dq/dt визначається як:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\gamma r^2} \frac{dq}{dt} \mathbf{r}_0,$$

то потік вектора $\mathbf{E}$ через елементарну площадку dS дорівнює:

$$EdS = \frac{1}{4\pi\gamma r^2} \frac{dq}{dt} \mathbf{r}_0 dS, \quad (9)$$

де: $\mathbf{r}_0$ – орт радіуса-вектора $\mathbf{r}$, проведеного з елемента струму dq/dt до площадки dS .

Таким чином:

$$EdS = \frac{dq}{dt} \frac{\cos(\mathbf{r}_0, d\mathbf{S})}{4\pi\gamma r^2}.$$

Добуток $\cos(\mathbf{r}_0, d\mathbf{S})$ чисельно дорівнює проекції площадки dS на поверхню, перпендикулярну до радіуса-вектора $\mathbf{r}$.

Перпендикулярна до радіуса-вектора площадка dS' збігається з елементом кульової поверхні радіуса із центром у точці O , де в цей момент перебуває точковий змінний у часі заряд (елемент струму dq/dt). Тілесний кут, під яким площадка dS' видна із точки O як відомо [6] визначається:

$$d\Omega = \frac{dS'}{r^2} = \frac{\cos(\mathbf{r}_0, d\mathbf{S})}{r^2},$$

і тому:

$$EdS = \frac{dq}{dt} \frac{1}{4\pi\gamma} d\Omega. \quad (10)$$

Таким чином, у поле елементарного заряду dq/dt , що рухається, потік вектора напруженості через довільно орієнтовану dS площадку залежить тільки від тілесного кута, під яким ця площадка видна із займаної елементом dq/dt струму точки O . Остання формула є наслідком того, що напруженість $\mathbf{E}$ поля спрямована радіально й при видаленні від елементарного заряду dq/dt убиває також як й тілесний кут, що відповідає даній площадці dS .

Таким чином, потік вектора $\mathbf{E}$ через кінцеву поверхню S може бути визначений як:

$$\int_S EdS = \frac{dq}{dt} \frac{1}{4\pi\gamma} \Omega,$$

де Ω – тілесний кут, під яким видна з елемента струму dq/dt вся поверхня S , тобто тілесний кут, утворений радіусами-векторами, проведеними з dq/dt до крайової лінії цієї поверхні. Якщо поверхня S замкнута, то тілесний кут Ω може мати одне із двох значень: 4π і 0 .

Точковий змінний у часі заряд dq/dt може бути розташований або усередині замкнутої поверхні, або поза нею. Розгляд елемента струму dq/dt , розташованого на самій поверхні, позбавлено змісту, тому що користуватися уявленням про точковий елемент струму можна лише за умови, що дійсні розміри dq/dt малі в порівнянні з відстанню його до розглянутих точок поля.

Якщо точковий елемент струму dq/dt розташований усередині замкнутої поверхні S , то ця поверхня оточує його з усіх боків і, таким чином, видна з розташування dq/dt під кутом $\Omega = 4\pi$. Отже, у цьому випадку:

$$\oint_S EdS = \frac{1}{\gamma} \frac{dq}{dt},$$

або:

$$\oint_S \gamma EdS = \frac{dq}{dt}. \quad (11)$$

Якщо ж елемент струму dq/dt перебуває в точці O , що лежить поза замкнутою поверхнею S , то із цієї точки O можна провести до поверхні S пучок дотич-

них. Сукупність цих дотичних утворить конус, що стикається з S уздовж деякої замкнутої лінії, що розділить поверхню S на дві частини. Обидві частини поверхні S видні із точки O під тим самим тілесним кутом, що відповідає розхилу дотичного конуса, причому одна із цих частин буде видна з її внутрішньої сторони, а інша – із зовнішньої. Таким чином, цим обом частинам поверхні S будуть відповідати тілесні кути рівні по величині й протилежні за знаком. Таким чином, і потоки напруженості електричного поля через обидві частини поверхні S будуть рівні по величині, але протилежні за знаком і в сумі дадуть нуль. Отже, потік вектора $\mathbf{E}$ через усяку замкнуту поверхню, що не охоплює елемент струму dq/dt , дорівнює нулю:

$$\oint_S \gamma EdS = 0. \quad (12)$$

Ці можливі випадки (елемент струму усередині й поза поверхнею) можуть бути охоплені одною єдиною формулою:

$$\oint_S \gamma EdS = \frac{dq}{dt},$$

якщо тільки розуміти в цій формулі під величиною dq/dt елемент струму, розташованого усередині поверхні S , і, таким чином, вважати dq/dt рівним нулю, якщо елемент струму розташований поза цією поверхнею.

Будь-яка система струмів може бути розкладена на сукупність елементарних струмів, кожний з яких може бути визначений як dq/dt . Будь-який із цих струмів створює окремо напруженість $\mathbf{E}_i$, тоді відповідно до принципу суперпозиції напруженість результуючого поля всієї системи елементарних струмів визначається як:

$$\mathbf{E} = \sum \mathbf{E}_i.$$

Таким чином:

$$\oint_S EdS = \sum \oint_S \mathbf{E}_i dS = \frac{1}{\gamma} \frac{d}{dt} \sum q,$$

або:

$$\oint_S \gamma EdS = \frac{d}{dt} \sum q, \quad (13)$$

причому, остання сума поширюється тільки на ті елементарні струми, які розташовані усередині поверхні S .

Оскільки

$$\frac{d}{dt} \sum q = i = \oint_S \delta dS,$$

то:

$$\oint_S \gamma EdS = \oint_S \delta dS. \quad (14)$$

Рівність інтегралів припускає рівність підінтегральних виразів, таким чином:

$$\delta = \gamma \mathbf{E}. \quad (15)$$

Останній вираз є закон Ома в диференціальній формі. У ньому напруженість $\mathbf{E}$ створюється змінними точковими зарядами, розташованими усередині замкнутої поверхні. У тому випадку якщо в розглянутому елементі провідного середовища діє й стороннє електричне поле напруженість $\mathbf{E}_{\text{стор}}$, що забезпечує рух зарядів даному середовищу, то:

$$\delta = \gamma (\mathbf{E} + \mathbf{E}_{\text{стор}}). \quad (16)$$

Отримане рівняння є диференціальною формою

узагальненого закону Ома або другого закону Кірхгофа.

З огляду на те, що потік вектора $\mathbf{E}$ через усяку замкнуту поверхню, що не охоплює елементи струму dq/dt , дорівнює нулю, тому:

$$\oint_S \gamma \mathbf{E} d\mathbf{S} = 0,$$

або:

$$\oint_S \delta d\mathbf{S} = 0.$$

Якщо праву й ліву частини останнього рівняння розділити на об'єм елемента провідного середовища, по якому протікає постійний струм, причому об'єм, що перебуває усередині замкнутої поверхні, спрямуємо до нуля, то рівність залишиться справедливою:

$$\lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint_S \delta d\mathbf{S}}{V} = \text{div} \delta = 0.$$

Таким чином, для стаціонарного електричного поля в провідному середовищі:

$$\text{div} \delta = 0. \quad (17)$$

Це вираження називають першим законом Кірхгофа в диференціальній формі. Воно означає, що в будь-якій точці стаціонарного електричного поля немає а ні витоку, а ні стоку ліній струму провідності δ .

З огляду на те, що робота, чинена стаціонарним електричним полем при переміщенні одиничного заряду на одиницю відстані дорівнює його напруженості $\mathbf{E}$, енергія, що виділяється в одиниці об'єму провідного середовища в одиницю часу, буде визначатися як:

$$\delta \mathbf{E}.$$

Тому що $\delta = \gamma \mathbf{E}$, то:

$$\delta \mathbf{E} = \gamma E^2. \quad (18)$$

Вираження (18) відповідає диференціальній формі закону Джоуля-Ленца.

Щоб одержати інтегральні форми основних законів електротехніки, необхідно взяти об'ємні інтеграли від їхніх диференціальних форм, з огляду на те, що інтеграл по об'єму є подвійним інтегралом (по поверхні й довжині даного об'єму):

$$\int_V dV = \int_S \int_l d\mathbf{S} dl.$$

Так, наприклад, інтегральній формі закону Ома відповідає вираз:

$$\begin{aligned} \int_S \delta d\mathbf{S} \int_l dl &= \gamma \int_S d\mathbf{S} \int_l \mathbf{E} dl, \\ \int_S \delta d\mathbf{S} \frac{\int_l dl}{\gamma \int_S d\mathbf{S}} &= \int_l \mathbf{E} dl, \\ IR &= U. \end{aligned} \quad (19)$$

ВИСНОВКИ

Таким чином, вираз, що описує взаємодії рухомих й нерухомих зарядів стаціонарного електричного поля постійного струму, не тільки описує його механічний прояв, і усвідомлює електромагнітні процеси, що протікають у провідних речовинних середовищах тих або інших електротехнічних пристроїв, але і є теоретичною базою для розробки нових методів роз-

рахунку електротехнічних пристроїв. Наприклад, у статті [7] викладено визначення залежності просторового розподілу вектора напруженості стаціонарного електричного поля в об'ємних металевих частинах електроустаткування від розподілу вектора щільності струму й електричних властивостей провідного середовища за допомогою диференціальної форми закону Ома, що базується на встановленому виразі (4).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Сукачев А.П. Теоретические основы электротехники. Часть I. Физические основы электротехники. – Харьков, 1959. – 460 с.
2. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. – М.: Высшая школа, 1986. – 263 с.
3. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. – М.: Высшая школа, 1965. – 328 с.
4. Придубков П.Я. Хоменко І.В. Дослідження функціонального зв'язку між питомою провідністю речовинного середовища і її діелектричною проникністю. Энергосбережение. Энергетика. Энергоаудит. Общегосударственный научно-производственный и информационный журнал. – 2010. – №8. – С.38-42.
5. Шимони К. Теоретическая электротехника. – М.: Мир, 1964. – 773 с.
6. Тамм И. Е. Основы теории электричества. – М.: Наука, 1976. – 616 с.
7. Придубков П.Я. Хоменко І.В. До питання просторового розподілу напруженості стаціонарного електричного поля в об'ємних металевих частинах електроустаткування. Вісник НТУ "ХПІ". – 2010. – № 29. – С. 126-135.

Надійшла 30.08.2010

Придубков Павло Якович, к.т.н., доц.
Національний технічний університет
"Харківський політехнічний інститут"
кафедра "Електротехніка"
Україна, 61002, Харьков, ул. Фрунзе 21

Хоменко Ігор Васильович, к.т.н., доц.
Національний технічний університет
"Харківський політехнічний інститут"
кафедра "Передача електричної енергії"
Україна, 61002, Харьков, ул. Фрунзе 21

P.Y Pridubkov, I.V. Khomenko

Interaction of mobile and immobile charges in a stationary field of conducting medium.

Interactions of immobile point charges in the electric field of a dielectric medium and elementary currents in the magnetic field of a magnetic medium are considered. Maxwell postulate is analyzed in the stationary field of a conducting medium, analytical expression for the strength created by motive charges of the stationary field is specified. It is determined that the analyzed interaction of mobile and immobile charges in the stationary field is inversely proportional to squared distance between them.

Key words – mobile and immobile charges, interaction, stationary field, conducting medium, analysis.

ДИНАМИКА ДЕФОРМАЦИИ ОБЪЕКТА ПРИ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛА

У статті розглянуто динаміку деформації циліндричної трубки під впливом дії на неї магнітного поля.

В статье рассмотрена динамика деформации цилиндрической трубки при воздействии на неё магнитного поля.

Магнитно-импульсная обработка материалов (МИОМ) является одним из видов обработки металлов давлением. Однако, в отличие от традиционных способов, обработка осуществляется в холодном состоянии металла под воздействием электромагнитного поля. В научной литературе существует достаточно большое количество статей, посвящённых этой тематике. Причем, во многих статьях приводится аналитическое решение задачи относительно преобразованных по Лапласу функций электромагнитного поля. Кроме того, расчет, как правило, ограничивается формулами, определяющими поверхностное магнитное давление на заготовку. Описанный выше подход имеет некоторые недостатки: обратное преобразование Лапласа для полученных функций представляет собой достаточно сложную задачу и далеко не всегда возможно; аналитическое решение задачи возможно только для простейших конфигураций индуктора и деформируемого объекта; задача МИОМ не ограничивается расчетом значений электромагнитных сил, необходимы расчеты напряжения и деформации заготовки.

В статье рассматриваются вопрос расчета сил и деформации алюминиевой трубки. Вид половины осесимметричной расчетной модели показан на рис. 1.

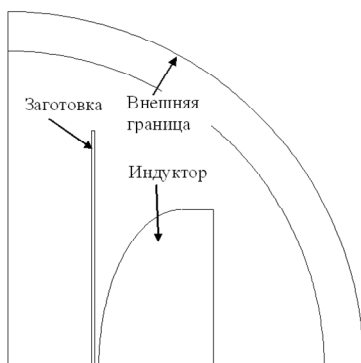


Рис. 1. Расчетная модель

В расчетной модели сделаны следующие допущения: деформируемая заготовка практически неподвижна; напряжение разрядного конденсатора приложено к сечению индуктора; не учитывается сопротивление токоподводящих проводов и переходное контактное сопротивление.

На первом этапе решалась задача расчета электромагнитного поля, создаваемого индуктором при разряде на него ёмкостного накопителя энергии.

Расчетные уравнения электромагнитного поля:

$$\sigma_k \cdot \frac{\partial A_k}{\partial t} + \nabla \times (\mu_0^{-1} \cdot \mu_r^{-1} \cdot \nabla \times A_k) = (\sigma_k \cdot \frac{U}{2 \cdot \pi \cdot r}) \cdot e_\phi; \quad (1)$$

$$A_k = A_{k\phi} \cdot e_\phi,$$

где σ – проводимость; A – векторный магнитный потенциал; μ – магнитная проницаемость; U – напряжение, приложенное к индуктору; r – радиальная координата; e_ϕ – орт.

Система (1) записана в общем виде, но для каждой из областей уравнение будет соответствовать физическим параметрам области. Система (1) дополнена граничными условиями симметричности и аксиальной симметричности, а также условиями внешней границы, имитирующей бесконечное пространство. Начальные условия нулевые.

Напряжение, приложенное к индуктору, определяется напряжением на ёмкости:

$$U = U_0 - \frac{1}{C} \cdot \int i \cdot dt, \quad (2)$$

где U_0 – начальное напряжение на ёмкости; C – ёмкость; i – ток индуктора.

Это напряжение уравнивается омическим падением напряжения в индукторе и напряжением, наводимым в индукторе электромагнитным полем. Для заготовки внешнее напряжение равно нулю.

Исходные данные: начальное напряжение на ёмкости – 2 кВ; ёмкость – 1000 мкФ; толщина цилиндра – 2 мм; половина высоты – 150 мм; материал индуктора – бронза, заготовки – алюминий; конечное расчетное время – 50 мкс; расчетный шаг – 0,1 мкс.

На рис. 2 показана временная зависимость тока индуктора.

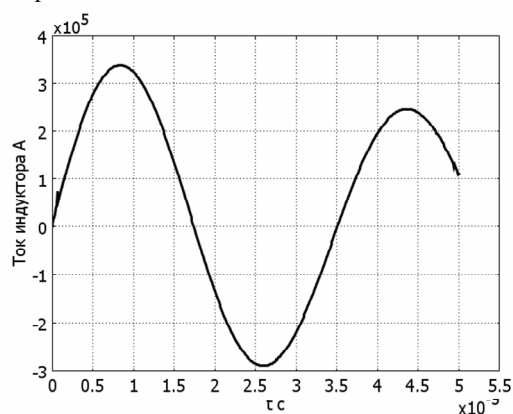


Рис. 2. Ток индуктора

На рис. 3 показано значение тока в алюминиевом цилиндре.

Из рис. 2, 3 следует, что амплитуды токов индуктора и заготовки практически равны (потери невелики). Что является одним из подтверждений правильности расчета (воздушный трансформатор тока с коэффициентом связи близким к единице).

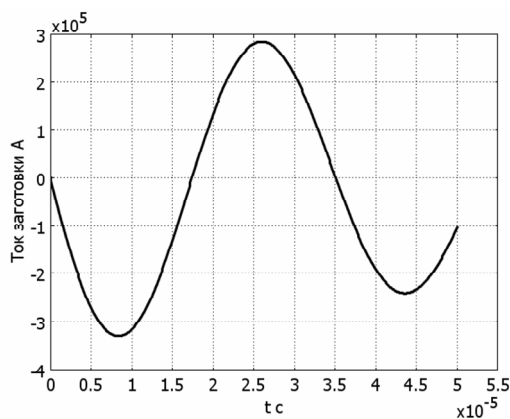


Рис. 3. Ток в заготовке

Очевидно, что наибольший интерес представляют значения объемных сил и давление на поверхность заготовки.

На рис. 4 показано значение силы Лоренца, действующей на заготовку.

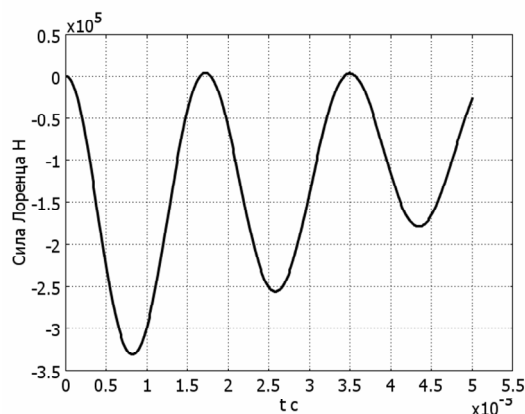


Рис. 4. Сила, действующая на заготовку

Из рис. 2-4 следует, что максимальное значение электромагнитной силы приходится на время порядка 8 мкс. Кроме того, как следует из рис. 4, в диапазоне времен $(1,66 - 1,78) \cdot 10^{-5}$ с значение электромагнитной силы положительно (притяжение заготовки к индуктору). На рис. 5 показано значение этой силы. Такое значение силы можно объяснить сдвигом по фазе тока в заготовке относительно тока индуктора. Как следует из рис. 5, силы притяжения достаточно велики, но на порядок меньше сил отталкивания. Кроме того, время действия этих сил достаточно мало.

На рис. 6 показано распределение электромагнитного давления на внешнюю поверхность заготовки в момент достижения им максимального значения.

Такая форма распределения давления по высоте внешней поверхности цилиндрической заготовки определяется формой поверхности индуктора [3].

Временное изменение сил Лоренца в точках на внешней поверхности цилиндра с координатами 1) 55, 0; 2) 55, 10; 3) 55, 20 мм показано на рис. 7.

На рис. 8 показано изменение напряжения на емкости, из которого явно виден затухающий характер процесса.

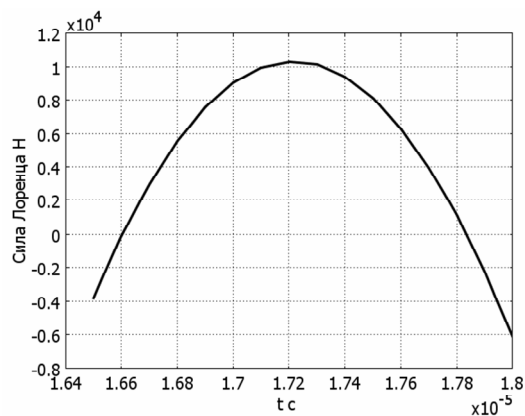


Рис. 5. Силы притяжения заготовки к индуктору

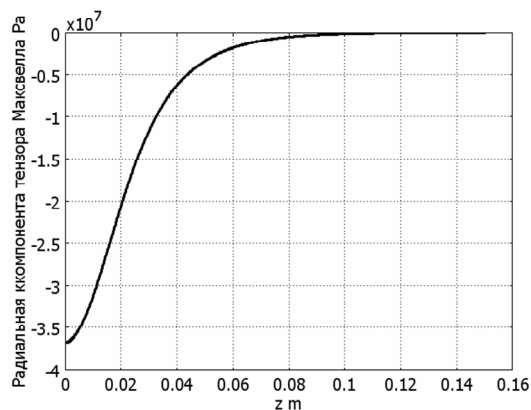


Рис. 6. Значения электромагнитного давления на поверхность заготовки

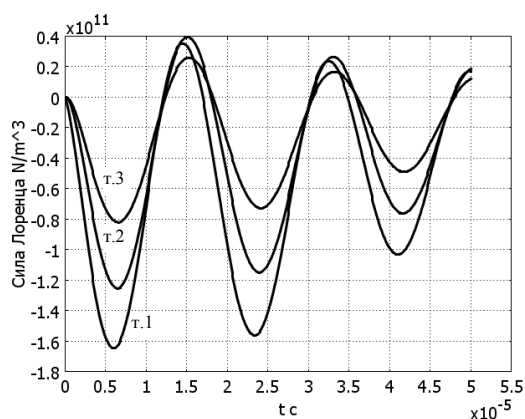


Рис. 7. Распределение объемных сил по высоте внешней поверхности цилиндрической заготовки

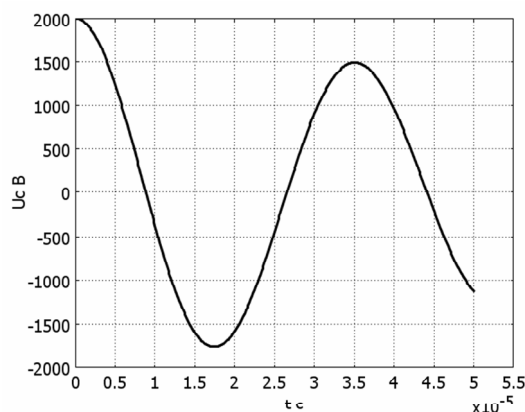


Рис. 8. Изменение напряжения на разрядной емкости

Из приведенных графиков следует, что частота разряда ёмкости на массивный одновитковый индуктор достаточно велика и составляет величину 28,5 кГц. Частота действия силы на заготовку составляет величину порядка 57 кГц. Вполне очевидно, что при таких малых временах действия силы при расчете деформации заготовки необходимо учитывать силы инерции.

При расчете деформаций заготовки были приняты следующие допущения:

- плотность материала заготовки постоянна;
- зависимость между деформацией и силой линейна (материал подчиняется закону Гука).

Последнее допущение не совсем верно, но в первом приближении решение такой задачи даёт возможность оценить силы и напряжения в заготовке без существенного усложнения математической модели.

Согласно теории упругости с учетом принятых допущений система уравнений равновесия твердого тела запишется [1, 2]:

$$(\lambda + G) \cdot \nabla \cdot \text{div}(\mathbf{u}) + G \cdot \nabla^2 \mathbf{u} - \rho \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} + \mathbf{f} = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{u}$ – вектор перемещений; ρ – плотность; $\mathbf{f}$ – вектор объемных сил.

Константы в (3) определяются через известные величины, такие как модуль Юнга – E и коэффициент Пуассона ν следующим образом:

$$\lambda = \frac{\nu \cdot E}{(1 + \nu) \cdot (1 - 2 \cdot \nu)}; \quad G = \frac{E}{2 \cdot (1 + \nu)}. \quad (4)$$

В (3) объёмными силами являются силы Лоренца, рассчитанные в предыдущей задаче и действующие на цилиндрическую заготовку. Для однозначности решения систему (3) с учетом (4) необходимо дополнить граничными условиями (начальные условия нулевые), показанными на рис. 9, где $\mathbf{n}$ – вектор внешней нормали.

Остальные границы свободны и могут перемещаться в любом направлении. Такие условия имитируют расположение заготовки на жесткой матрице с возможностью движения заготовки по поверхности матрицы без учета сил трения.

Результаты расчета приведены на следующих рисунках. На рис. 10 показаны радиальные деформации точек внешней поверхности цилиндра с координатами 1) 55,0; 2) 55, 10; 3) 55,20 (мм).

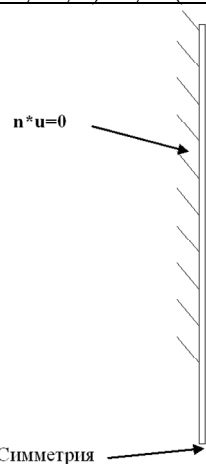


Рис. 9. Граничные условия для деформируемой заготовки

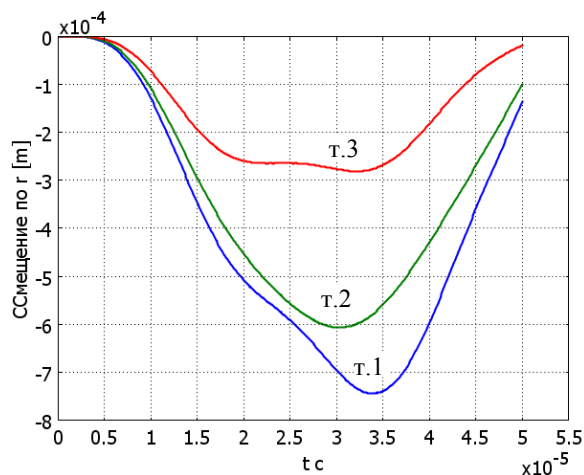


Рис. 10. Радиальные смещения точек поверхности цилиндра

Из рис. 10 следует, что максимальное значение деформации и максимальное значение деформирующей силы разнесены во времени, что подтверждает правильность положения о необходимости учета сил инерции. Достаточно велики и скорости деформации этих же точек, которые показанные на рис. 11.

Из рис. 11 видно запаздывание скорости деформации относительно деформирующей силы. Колебательный характер процесса, возможно, говорит о некоторой неустойчивости в решении задачи численным методом с выбранными параметрами решателя.

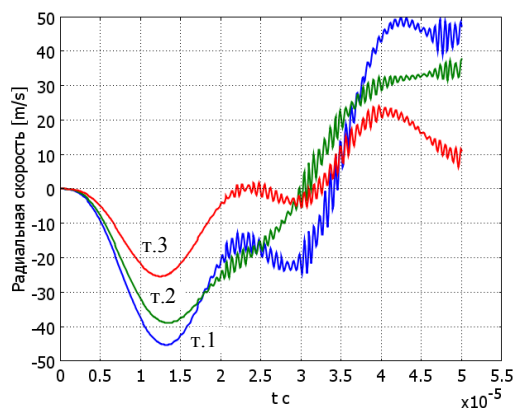


Рис. 11. Скорости деформации точек поверхности цилиндра

В процессе деформации важным являются значения напряжения в деформируемой заготовке. На рис. 12 показаны напряжения, возникающие на внешней поверхности цилиндрической заготовки по оси z в момент времени, соответствующий максимальной деформации.

Пик напряжения в районе координаты 0,03 м является результатом взаимодействия деформируемой заготовки с краем неподвижной матрицы.

На рис. 13 приведено распределение напряжений в заготовке.

На рис. 14 показана деформируемая часть заготовки в масштабе 10:1, а на рис. 15 показана временная зависимость тепловой мощности, выделяемой в деформируемой заготовке.

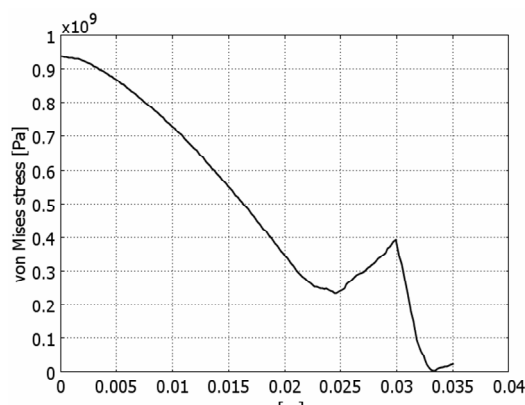


Рис. 12. Напряжения на внешней поверхности заготовки в момент максимальной деформации

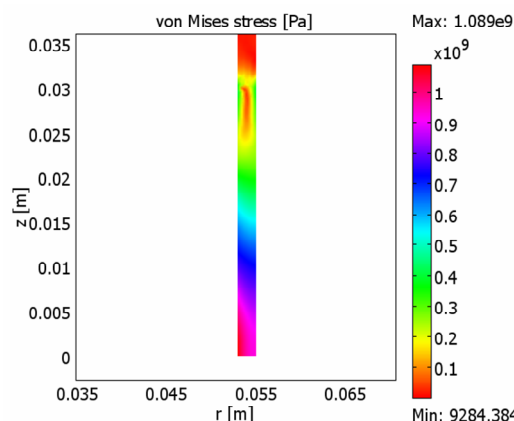


Рис. 13. Распределение напряжений по площади заготовки

ВЫВОДЫ

1. Параметры электромагнитного поля и силы, действующие на деформируемую заготовку, в полном объеме могут быть рассчитаны только на основе соответствующей мультифизической модели численными методами.
2. За счет временного сдвига тока в заготовке относительно тока индуктора, сила Лоренца, действующая на заготовку знакопеременна.
3. Скоротечность электромагнитных процессов требует учета сил инерции при определении деформации заготовки.
4. Скорости деформации заготовки достаточно велики (до 50 м/с).
5. Механические напряжения, как на поверхности заготовки, так и по её сечению, превышают предел текучести материала, что свидетельствует о необходимости учета пластических деформаций в заготовке.
6. Выделяемая тепловая мощность в деформируемой заготовке достаточно велика и вопрос о влиянии температуры нагрева заготовки на её механические характеристики и внутренние напряжения требует дополнительного исследования.

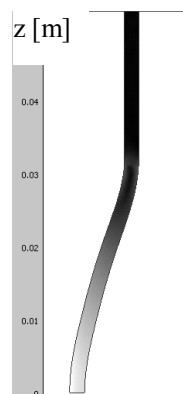


Рис. 14. Деформация заготовки

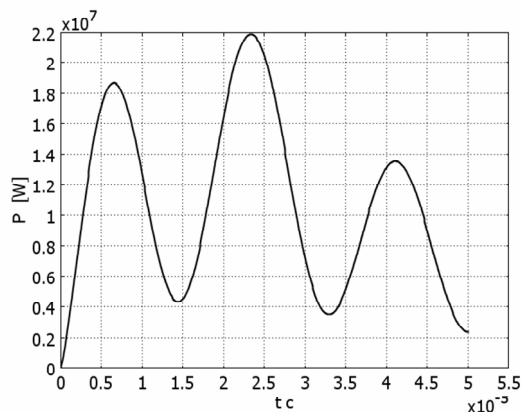


Рис. 15. Выделяемая тепловая мощность в деформируемой заготовке

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Я.И. Френкель. Курс теоретической механики. – Ленинград: Типография "Красный печатник", 1939. – 386 с.
2. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости: Пер. с англ./ Под редакцией Шапиро Г.С. – М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1979. – 560 с.
3. О.Я. Коновалов. Экспериментальная проверка решения задачи определения формы одновиткового соленоида для магнитно-импульсной сборки // Электротехніка і електро-механіка. – 2009. – № 2. – С. 61-65.

Поступила 06.09.2010

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

E.I. Bayda

Object deformation dynamics under magnetic-pulse treatment of material.

In the article, the dynamics of cylindrical tube deformation is considered under magnetic field action.

Key words – magnetic-pulse treatment, electromagnetic force and pressure, deformation.

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

Стаття присвячена індукційній індукторній системі з неферомагнітним масивним провідниковим екраном та ферромагнітній тонкостінній листовій заготовці в низькочастотному режимі діючих полів. Отримані аналітичні залежності для розрахунку електричної та магнітної складових напруженості електромагнітного поля, а також залежності для розрахунку індуктованих струмів і виникаючих електродинамічних сил в розглянутій системі.

Статья посвящена индукционной индукторной системе с неферромагнитным массивным проводящим экраном и ферромагнитной тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей. Получены аналитические зависимости для составляющих напряженности электромагнитного поля, а также зависимости для расчета индуцированных токов и развиваемых электродинамических усилий в рассматриваемой системе.

ВВЕДЕНИЕ

Постановка проблемы. Рассматривается цилиндрическая индукционная индукторная система, предназначенная для притяжения определенных участков листового металла с целью устранения вмятин. Т.к. подобные системы планируется использовать для различных металлов, то возникает необходимость провести подобные исследования при варьируемой относительной магнитной проницаемости металла заготовки.

Анализ основных достижений и публикаций.

В середине прошлого века вопросы, связанные с магнитно-импульсной обработкой металлов, рассматривались достаточно подробно, но в основном они касались мощных источников и накопителей энергии. Остался еще целый спектр нерешенных вопросов [1]. Задача, аналогичная рассматриваемой, приведена в [2], где описана индукционная индукторная система с массивным неферромагнитным проводящим экраном и тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

Электродинамические процессы в цилиндрической индукционной индукторной системе для магнитно-импульсного притяжения листовых заготовок проводились авторами работ [2-3]. Но в перечисленных работах не проводилось исследований по влиянию возможных магнитных свойств металла заготовки и по влиянию массивного экрана на электродинамические процессы системы.

Цель работы – получение основных зависимостей для расчета электродинамических усилий, возбуждаемых в индукционной индукторной системе с одновитковым цилиндрическим соленоидом, массивным неферромагнитным проводящим экраном и тонкостенной ферромагнитной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих магнитных полей.

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ

Основное назначение массивного проводящего экрана состоит в создании условий для реализации закона Ампера (трансформация отталкивания в притяжение!). Это достигается возбуждением индуцированного тока в металле экрана, направление которого совпадает с направлением тока в металле листовой заготовки. Их силовое взаимодействие есть взаимное притяжение друг к другу проводников с токами.

Расчетная 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.

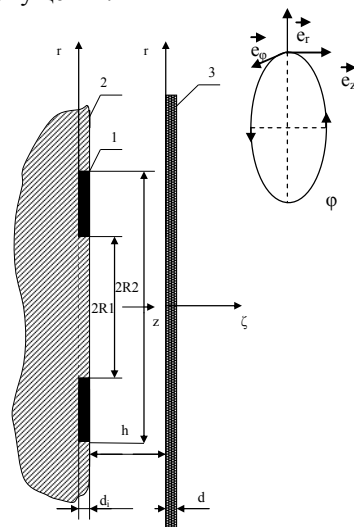


Рис. 1. Расчетная модель индукционной индукторной системы

- Цилиндрический виток индуктора – 1 с внутренним радиусом R_1 , внешним R_2 и высотой d_i (при этом $d_i \ll R_{1,2}$) изолирован и располагается в пазу на граничной поверхности экрана 2 со стороны тонкостенной листовой заготовки толщиной d . При этом немагнитный металл витка не оказывает никакого влияния на протекающие электромагнитные процессы.

- Массивный экран 2 выполнен из неферромагнитного металла с абсолютной магнитной проницаемостью $\mu_1 = \mu_0$ (μ_0 – магнитная постоянная вакуума), а заготовка 3 – из стали с абсолютной магнитной проницаемостью $\mu_2 = \mu_0 \cdot \mu_{r2}$ (μ_{r2} – относительная магнитная проницаемость).

- Амплитудно-временные параметры тока индуктора $I(t)$ таковы, что справедливо квазистационарное приближение по Ландау [1, 4].

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

• Рассматривается низкочастотный режим действующих полей, когда для металлов заготовки и экрана $\omega \cdot \tau_{1,2} \ll 1$, где $\tau_1 = \mu_0 \cdot \gamma \cdot d^2$ и $\tau_2 = \mu \cdot \gamma \cdot d^2$ (данное допущение автоматически предполагает также и "прозрачность" металла экрана).

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 (1)-(3):

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

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

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

где p – параметр преобразования Лапласа;

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

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

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

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 индукторе,

$$j_{\varphi i}(p, r, z) = j(p) \cdot f(r) \cdot \eta(z + d_i), \quad j(p) = \frac{I(p)}{(R_2 - R_1) \cdot d_i}; \quad f(r) =$$

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 $\zeta \in [0, d]$;

г) свободное полупространство с внешней стороны металлических листов $z \in [d, \infty)$.

Для каждой из этих областей с помощью дифференциальной системы (1)-(3) и выражения (4) в рамках принятых допущений следует записать уравнения для азимутальных компонент напряжённости.

Условию 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, λ – параметр преобразования, который, физически, может интерпретироваться как постоянная радиального распределения или радиальное волновое число.

Уравнения для компонент поля в выделенных областях с помощью интегрального преобразования переводятся в пространство Фурье-Бесселя, где им будут соответствовать обыкновенные линейные дифференциальные уравнения второго порядка.

Согласно допущению в постановке задачи о "прозрачности" металла экрана и заготовки (низкочастотный режим [1]) для действующих полей следует положить, что $|p \cdot \gamma \cdot \mu_{1,2}| \rightarrow 0$. При этом продольное волновое число в металлах будет равно постоянной радиального распределения.

Опуская промежуточные математические выкладки, запишем общие интегралы этих уравнений, удовлетворяющие условию ограниченности по переменной z .

а) в проводящем полупространстве вне индуктора с экраном $z \in (-\infty, 0]$:

$$E_\varphi^{(1)}(p, \lambda, z) = C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \eta(z + d_i) \times \\ \times (\text{ch}(\lambda(z + d_i)) - 1), \quad (5)$$

$$I_r^{(1)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} [C(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + \\ + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda^2} \eta(z + d_i) \cdot \text{sh}(\lambda(z + d_i))], \quad (6)$$

где $C(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования,

$$K(p, \lambda) = \mu_0 \cdot p \cdot j(p) \cdot f(\lambda); \quad f(\lambda) = \int_0^\infty f(r) \cdot J_1(\lambda \cdot r) \cdot r \cdot dr;$$

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 $\zeta \in [0, d]$:

$$E_\varphi^{(3)}(p, \lambda, z) = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}; \quad (9)$$

$$H_r^{(3)}(p, \lambda, z) = \frac{\lambda}{p \cdot \mu_2} (A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot z} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}), \quad (10)$$

где $A_{1,2}(p, \lambda)$ – произвольные постоянные интегрирования.

г) в свободном полупространстве с внешней стороны листовой заготовки, $\zeta \in [d, \infty)$, условию ограниченности при $z \rightarrow \infty$ удовлетворяют функции:

$$E_\varphi^{(4)}(p, \lambda, z) = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}; \quad (11)$$

$$H_r^{(4)}(p, \lambda, z) = -\frac{\lambda}{p \cdot \mu_0} \cdot B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot z}, \quad (12)$$

где $B(p, \lambda)$ – произвольная постоянная интегрирования.

Из условия непрерывности касательных компонент напряжённости электромагнитного поля 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) $z = 0$:

$$\begin{cases} C(p, \lambda) = D_1(p, \lambda) + D_2(p, \lambda); \\ C(p, \lambda) + \frac{K(p, \lambda)}{\lambda} = D_1(p, \lambda) - D_2(p, \lambda), \end{cases} \quad (13)$$

2) $z = h$:

$$\begin{cases} D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} + D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} = \\ = A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h}; \\ D_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} - D_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h} = \\ = \frac{A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda \cdot h} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda \cdot h}}{\mu_r}, \end{cases} \quad (14)$$

3) $z = (h + d)$:

$$\begin{cases} A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(h+d)} + A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)} = \\ = B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}; \\ \frac{A_1(p, \lambda) \cdot e^{\lambda(h+d)} - A_2(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}}{\mu_r} = \\ = -B(p, \lambda) \cdot e^{-\lambda(h+d)}. \end{cases} \quad (15)$$

Введём дополнительное упрощение. Будем считать, что толщина витка индуктора достаточно мала, так что $d_i \rightarrow 0$. Из феноменологических соображений очевидно, что данное допущение не должно нарушить общности проводимого анализа..

В этом случае, как следует из систем линейных алгебраических уравнений (13)-(15)

$$\begin{cases} A_1 = \frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (1 - \mu_r) e^{-2\lambda(h+d)}}{\lambda \cdot (R_2 - R_1) \cdot ((\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2)}; \\ A_2 = -\frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0 \cdot \mu_r \cdot (1 + \mu_r)}{\lambda \cdot (R_2 - R_1) \cdot ((\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2)}; \\ C = -\frac{p \cdot I(p) \cdot f(\lambda) \cdot \mu_0}{2 \cdot \lambda \cdot (R_2 - R_1)} \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2\lambda d}) \cdot e^{-2\lambda h}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2} \right). \end{cases} \quad (16)$$

Достоверность выражений для найденных коэффициентов C , $A_{1,2}$ устанавливаются предельным переходом к известным результатам для $\mu_r \rightarrow 1$. Результаты такого перехода полностью согласуются с аналогичными зависимостями в работе [1].

Подставляя $C(p, \lambda)$ в (5), умножая полученный результат на удельную электропроводность γ и выполняя обратные преобразования Фурье-Бесселя и Лапласа, находим плотность тока возбуждающегося в экране:

$$j_{\Phi}^{(1)}(\varphi, r, z) = \frac{j_m \cdot (\omega \cdot \tau)}{2} \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{f(\lambda)}{\lambda} \cdot M(\lambda, \mu_r) \cdot e^{\lambda z} J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (17)$$

где

$$M(\lambda, \mu_r) = \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2\lambda d}) \cdot e^{-2\lambda h}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2\lambda d} (\mu_r - 1)^2} \right),$$

где $j_m = \frac{I_m}{(R_2 - R_1)}$ – плотность тока в витке индукто-

ра; $j(\varphi)$ – зависимость тока индуктора от фазы – $\varphi = \omega \cdot t$, 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

$$J_{\Phi}^{(1)}(\varphi, r) = \frac{j_m \cdot (\omega \cdot \tau_1)}{2} \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^3} \cdot M(x, \mu_r) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (18)$$

где $x = \lambda \cdot d$ – новая безразмерная переменная интегрирования,

$$F(x) = \int_{x \frac{R_1}{d}}^{x \frac{R_2}{d}} y \cdot J_1(y) \cdot dy, \quad y = \lambda \cdot r,$$

$$M(x, \mu_r) = \left(1 + \frac{(\mu_r - 1)^2 \cdot (1 - e^{-2x}) \cdot e^{-2x \frac{h}{d}}}{(\mu_r + 1)^2 - e^{-2x} (\mu_r - 1)^2} \right).$$

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 в заготовке возбуждается вихревой ток с объёмной плотностью:

$$j_{\Phi}^{(3)}(t, r, \zeta) = -\gamma_m \mu_2 \frac{\partial j(t)}{\partial t} \int_0^{\infty} f(\lambda) \cdot N(\lambda, \mu_r, \zeta) \cdot e^{-\lambda h} J_1(\lambda r) d\lambda, \quad (19)$$

где $N(\lambda, \mu_r, \zeta) = \frac{(\mu_r \cdot \text{sh} \lambda (d - \zeta) + \text{ch} \lambda (d - \zeta))}{(\mu_r^2 \cdot \text{sh} \lambda d + 2\mu_r \cdot \text{ch} \lambda d + \text{sh} \lambda d)}$; $\zeta \in [0, d]$ – переменная, связанная с толщиной собственно листовой заготовки.

Интегрируя выражение (19) по $\zeta \in [0, d]$, находим линейную плотность тока, индуцированного в заготовке:

$$J_{\Phi}^{(3)}(\varphi, r) = -j_m \omega \tau_2 \frac{\partial j(\varphi)}{\partial \varphi} \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x^3} e^{-x \frac{h}{d}} \cdot N_1(x, \mu_r) \cdot J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx. \quad (20)$$

$$\text{где } N_1(x, \mu_r) = \left(\frac{\mu_r (1 - \text{ch}(x)) - \text{sh}(x)}{\mu_r^2 \cdot \text{sh} x + 2\mu_r \cdot \text{ch} x + \text{sh} x} \right).$$

Аналогичным образом запишем расчетные соотношения для напряжённости магнитного поля в экране и заготовке:

$$H_r^{(1)}(\varphi, r, z) = \frac{j(\varphi)}{2} \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} \cdot M(x, \mu_r) \cdot e^{x \frac{z}{d}} J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (21)$$

$$H_z^{(1)}(\varphi, r, z) = j(\varphi) \cdot \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} M(x, \mu_r) \cdot e^{x \frac{z}{d}} J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (22)$$

$$H_r^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = -j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} \frac{F(x)}{x} e^{-x \frac{h}{d}} K(x, \mu_r, \zeta) J_1\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (23)$$

$$\text{где } K(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(\mu_r \cdot \text{ch}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) + \text{sh}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) \right)}{(\mu_r^2 + 1) \text{sh} x + 2\mu_r \cdot \text{ch} x},$$

$$H_z^{(3)}(\varphi, r, \zeta) = -j_m j(\varphi) \int_0^{\infty} F(x) e^{-x \frac{h}{d}} N_2(x, \mu_r, \zeta) J_0\left(x \frac{r}{d}\right) dx, \quad (24)$$

$$\text{где } N_2(x, \mu_r, \zeta) = \frac{\left(\mu_r \cdot \text{sh}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) + \text{ch}\left(x \frac{(d - \zeta)}{d}\right) \right)}{(\mu_r^2 \cdot \text{sh} x + 2\mu_r \cdot \text{ch} x + \text{sh} x)}.$$

Проанализируем полученные результаты.

После выполнения простейших и очевидных предельных переходов при $\mu_r \rightarrow 1$ сравним между собой формулы для объемных плотностей токов, индуцированных в металле массивного экрана (17) и металле листовой заготовки (19). Очевидно, что их пространственно-временные распределения идентичны с точностью до выражения в скобках (зависимость от магнитной проницаемости) и множителя $e^{-\lambda h}$, количественно характеризующего удаление заготовки от источника поля – индуктора на расстояние h . При $h \rightarrow 0$ (зазор отсутствует) выражения (17) и (19) переходят в выражение из [2].

Формулы для линейных плотностей тока в экране (18) и листовой заготовке (20) будут также идентичны с точностью до множителя $(1 - e^{-\lambda d})$ в предельном переходе, определяющего зависимость тока от толщины заготовки – d . При $d \rightarrow \infty$ (заготовка достаточно массивна) выражения (18) и (20) переходят в известное из [1].

С физической точки зрения установленная идентичность пространственно-временных зависимостей индуцированных токов означает идентичность протекания электромагнитных процессов в экране и заготовке.

В целом, выводы проведенного анализа свидетельствуют в пользу достоверности полученных аналитических выражений для характеристик процессов в исследуемой системе.

Перейдем к определению силовых показателей, но уже при $\mu_r = \text{var}$.

В соответствии с законом Ампера о проводниках с токами, которые, в нашем случае, описываются выражениями (18) и (20) записываем формулу для рас- пределённой силы притяжения, действующей на листовую заготовку при жёстко фиксированном экране:

$$P_{\text{притяж}} = \frac{\mu_0 \cdot r}{2h} \cdot J_{\phi}^{(1)} J_{\phi}^{(3)}. \quad (25)$$

Выражение (25) после подстановки соотношений (17) и (19) для плотностей индуцированных токов есть окончательное выражение для силы электродинамического притяжения согласно закону Ампера.

Сила притяжения, обусловленная магнитными свойствами обрабатываемой листовой заготовки, имеет вид [3]:

$$P_{\text{маг}} = -\frac{\mu_0}{2} \cdot (\mu - 1) \cdot \left[\mu \cdot (H_{1r}^2 - H_{2r}^2) + (H_{1z}^2 - H_{2z}^2) \right]. \quad (26).$$

Подстановка в формулу (26) выражений для компонент напряжённости магнитного поля (23) и (24) даёт расчётное соотношение для силы магнитного притяжения.

Интегральная во времени величина силы отталкивания, действующая между токами в витке и заготовке, будет стремиться к нулю, вследствие существенной осцилляции относительно нуля в низкочастотном режиме действующих полей [4].

ВЫВОДЫ

1. Получены аналитические зависимости для расчёта основных характеристик электромагнитных процессов в индукционной индукторной системе с массивным экраном и ферромагнитной тонкостенной листовой заготовкой в низкочастотном режиме действующих полей.

2. С помощью предельных переходов к известным результатам обоснована достоверность полученных решений, проведен качественный анализ протекающих процессов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Туренко А.Н. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Импульсные магнитные поля для прогрессивных технологий. Т.3. Теория и эксперимент притяжения тонкостенных металлов импульсными магнитными полями: Монография – Х: ХНАДУ, 2009. – 240 с.
2. Батыгин Ю.В., Гнатов А.В. Расчёт электродинамических усилий в индукционной индукторной системе с неферромагнитными массивным экраном и заготовкой // Электротехника і електро механіка. – 2009. – № 4. – С. 56-59.
3. 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.
4. Батыгин Ю.В., Лавинский В.И. Магнитно-импульсная обработка тонкостенных металлов. Харьков: Изд. "МОСТ-Торнадо", 2002 – 284с.

Поступила 18.10.2010

Батыгин Юрий Викторович, д.т.н., проф.,
Драченко Светлана Александровна,
Гаврилова Татьяна Владимировна, к.т.н., доц.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра физики
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-368-53, e-mail: batygin48@mail.ru

Гнатов Андрей Викторович, к.т.н., с.н.с.
Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, кафедра "Автомобильная электроника"
61002, Харьков, ул. Петровского, 25
тел. (057) 700-38-52, e-mail: kalifus@yandex.ru

Yu. V. Batygin, A. V. Gnatov, S. A. Drachenko, T. V. Gavrilova
Calculation of electrodynamic forces in an induction inductor system with a nonferromagnetic massive screen and a ferromagnetic sheet workpiece.

The article is devoted to an induction inductor system with a nonferromagnetic massive screen and a ferromagnetic thin-walled sheet workpiece in a low-frequency mode of operating fields. Analytical dependences for electromagnetic fields components in the set area, as well as dependences for induced currents calculation and generated electrodynamic forces in the considered system are obtained.

Key words – induction inductor system, massive screen, low-frequency mode, analytical dependences

И.В. Пентегов, С.В. Рымар, В.М. Безручко

ОПТИМИЗАЦИЯ ФИЛЬТРОВ ТОКОВ НУЛЕВОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ АВТОТРАНСФОРМАТОРНОГО ТИПА И ИХ СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Розроблена оптимізаційна математична модель автотрансформаторних фільтрів струмів нульової послідовності, яка дозволяє оптимізувати їх на мінімум маси, об'єму й вартості активних матеріалів або усередненого параметра. Проведено порівняння різних конструкцій автотрансформаторних фільтрів і визначені області значень, у яких вони мають найкращі вартісні й масогабаритні показники.

Разработана оптимизационная математическая модель автотрансформаторных фильтров токов нулевой последовательности, позволяющая оптимизировать их на минимум массы, объема и стоимости активных материалов или усредненного параметра. Проведено сравнение различных конструкций автотрансформаторных фильтров и определены области значений, в которых они имеют наилучшие стоимостные и массогабаритные показатели.

ВВЕДЕНИЕ

Устройства фильтрации токов нулевой последовательности (ФТНП) в трехфазных сетях с нулевым проводом называют фильтрами токов нулевой последовательности (ФТНП) [1], фазокомпенсирующими, шунтовыми симметрирующими устройствами (ФКУ, ШСУ) [2-4], или Зеро-фильтрами. Большой вклад в разработку ФКУ и ШСУ в СССР и Украине внесли ученые Института электродинамики НАН Украины А.К. Шидловский, В.Г. Кузнецов, Н.Н. Капличный, А.В. Самков, В.Б. Данилюк, А.Д. Музыченко, И.В. Волков и др.

До 70-80 гг. наиболее эффективные ФТНП типа "автотрансформаторный зигзаг" использовались в основном для симметрирования напряжения и тока в фазах при несимметричном распределении однофазных нагрузок. Расчет ФТНП производился для токов первой гармоники.

Интерес к ФТНП в последнее время заметно вырос в связи с постоянным увеличением в крупных административных зданиях количества нелинейных нагрузок: компьютеров мониторов, принтеров, сканеров, копиров, факсов, энергосберегающих ламп и др., которые даже при равномерном распределении их по фазам, загружают нейтральные провода сети гармониками тока, кратными трем. При этом токи в нейтральных проводах могут превосходить в полтора и более раза токи в фазных проводах.

Целью работы является представление базовых подходов к разработке оптимизационной модели сухих автотрансформаторных (АТ) ФТНП.

ОПТИМИЗАЦИОННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Оптимизационная модель АТ ФТНП будет строиться таким образом, что бы его конструкционные параметры удовлетворяли критериям оптимизации – массе, стоимости или обобщенному критерию двухкритериальной задачи оптимизации [5], при обеспечении устройством необходимых фильтрующих свойств.

Как правило, оптимизационная математическая модель содержит оптимизационную функцию, позволяющую рассчитать оптимальные параметры АТ с наложенными на них ограничениями, метод (процедуру) оптимизации, уравнения для расчета выбранных критериев оптимизации и основных параметров АТ. Помимо этого, основным условием правильной разработки оптимизационной функции является полное разделение в ней зависимых и независимых пере-

менных. Для классических трансформаторов и автотрансформаторов эта задача в целом решена [6, 7], а для АТ ФТНП нуждается в дальнейшей разработке, из-за наличия в них ряда ограничений.

Оптимизационная функция АТ имеет вид [5,7]:

$$F = M_C + k_g \cdot M_O, \quad (1)$$

где M_C – масса стали магнитопровода; M_O – масса активного материала обмотки; k_g – обобщенный весовой коэффициент, задающий соотношение между массами активного материала магнитопровода и обмоток. При коэффициенте $k_g = 1$ расчет ведется на минимум массы активных материалов, при $k_g = \gamma_c/\gamma_o$ – на минимум объема активных материалов (γ_o , γ_c – плотность активного материала обмоток и магнитопровода), при $k_g = c_o/c_c$ – на минимум стоимости активных материалов (c_o , c_c – удельная стоимость активного материала обмоток и магнитопровода, у.е./кг). При двухкритериальной оптимизации коэффициент k_g лучше всего выбирать как среднегеометрическое значений критериев при однокритериальной оптимизации. Например, для массы и стоимости $k_g = (1 \cdot c_o/c_c)^{1/2}$ [5, 7].

На рис. 1 приведена конструкция трехфазно-двухфазного АТ ФТНП с шихтованным трехстержневым магнитопроводом [8, 9]. На рисунке обозначены: a , b – толщина и ширина стержня магнитопровода; h_{OK} , l_{OK} – высота и ширина окна магнитопровода; h_K , S_K – высота и толщина катушки с обмотками; l_K – задаваемое расстояние между боковой поверхностью катушки и стержнем в окне магнитопровода; Δh – задаваемая длина выступающих из катушек частей стержня магнитопровода; d_o – задаваемое расстояние между стержнем магнитопровода и катушкой.

Запишем оптимизационную математическую модель для трехфазно-двухфазного АТ ФТНП.

Масса стали магнитопровода:

$$M_C = \gamma_c \cdot S_c \cdot l_c, \quad (2)$$

где γ_c – плотность стали; S_c – активное поперечное сечение стержня и ярма магнитопровода ($S_c = k_c \cdot a \cdot b$); $k_c = 0,96$ – коэффициент заполнения магнитопровода пластинами электротехнической стали [10]; l_c – суммарная длина всех участков магнитопровода, равная:

$$l_c = 3 \cdot h_{OK} + 4 \cdot l_{OK} + 6 \cdot b. \quad (3)$$

Высота окна магнитопровода:

$$h_{OK} = \Delta h + (w_{cl} + 1) \cdot (b_{пр} + \Delta) k_y, \quad (4)$$

где $b_{пр}$ – больший размер обмоточного провода; Δ – изоляционное расстояние между проводниками; w_{cl} – количество витков одной обмотки в слое. Коэффициент укладки k_y принимаем равным 1.

Ширина окна магнитопровода

$$l_{OK} = d_0 + l_K + C_K. \quad (5)$$

Толщина катушки с обмотками:

$$C_K = 2 \cdot n_{cl} \cdot (c_{пр} + \delta_{12}) k_p, \quad (6)$$

где n_{cl} – количество слоев одной обмотки.

Коэффициент разбухания k_p также принимаем равным 1.

Масса обмоточного материала:

$$M_O = 2 \cdot (\gamma_o \cdot S_o \cdot l_{cp}), \quad (7)$$

где γ_o – плотность проводникового материала.

Поперечное сечение активного материала обмоток в окне магнитопровода для трехфазно-двухфазного ФТНП:

$$S_o = 2 \cdot w \cdot S_{пр}, \quad (8)$$

где $S_{пр}$ – сечение обмоточного провода ($S_{пр} \approx b_{пр} \cdot c_{пр}$); $c_{пр}$ – малый размер обмоточного провода; w – количество витков в обмотках, рассчитывается как произведение количества витков в слое w_{cl} на число слоев n_{cl} одной обмотки.

Средняя длина витка обмоток:

$$l_{cp} = 2 \cdot (a + b + 4 \cdot d_0) + \pi \cdot C_K, \quad (9)$$

где δ_{12} – изоляционное расстояние между проводниками различных обмоток.

С учетом формул (2)-(9), запишем оптимизационную функцию для геометрических параметров конструкции АТ без разделения зависимых и независимых переменных:

$$F = \gamma_c \cdot k_c \cdot a \cdot b \cdot \{3 \cdot [\Delta h + (w_{cl} + 1) \cdot (b_{пр} + \Delta)] + 4 \cdot [d_0 + l_K + 2 \cdot n_{cl} \cdot (c_{пр} + \delta_{12})] + 6 \cdot b\} + 2 \cdot k_g \cdot \gamma_o \cdot \{2 \cdot w_{cl} \cdot n_{cl} \cdot b_{пр} \cdot c_{пр} \cdot [2 \cdot (a + b + 4 \cdot d_0) + 2 \cdot \pi \cdot n_{cl} \cdot (c_{пр} + \delta_{12})]\}. \quad (10)$$

На следующем этапе разделим зависимые и независимые переменные. Для этого запишем формулы, которые свяжут геометрические и электромагнитные параметры конструкции.

Амплитудное значение магнитной индукции в магнитопроводе АТ [10]:

$$B_m = \sqrt{2} \cdot U / (\omega \cdot k_c \cdot a \cdot b \cdot w_{cl} \cdot n_{cl}), \quad (11)$$

где U – заданное действующее значение напряжения на обмотке (особенностью рассматриваемого трехфазно-двухфазного ФТНП является то, что напряжение на всех его обмотках одинаково, также как и количество их витков); ω – угловая частота напряжения сети, рассчитываемая по заданному значению частоты сети f_c : $\omega = 2\pi f_c$.

Зависимость (11) связывает переменные a , b , w_{cl} , n_{cl} между собой. Таким образом, взяв одну из переменных можно выразить её через три другие, и тем самым, сделать её зависимой. В качестве такой переменной выбираем w_{cl} :

$$w_{cl} = \sqrt{2} \cdot U / (\omega \cdot k_c \cdot B_m \cdot a \cdot b \cdot n_{cl}). \quad (12)$$

Для ФТНП предъявляются требования по уровню величины полного сопротивления токам нулевой последовательности (СТНП) $Z_{ФТНП}^0$, а также его активной и индуктивной составляющей $R_{ФТНП}$ и $X_{ФТНП}^0$ [11]. СТНП является основным параметром, влияющим на фильтрующие свойства.

Значение СТНП стремятся сделать как можно меньше, особенно его индуктивную составляющую, поскольку она заметно увеличивает сопротивление для гармоник токов высших частот.

Индуктивная составляющая сопротивления определяется индуктивностью рассеивания обмоток ФТНП. Ее снижение достигается за счет изготовления катушек двумя способами:

1) с бифилярной намоткой обмоток (однослойная двухходовая спираль);

2) с чередующимися слоями различных обмоток. Методы расчета индуктивностей рассеивания таких обмоток изложены в работах [12-14].

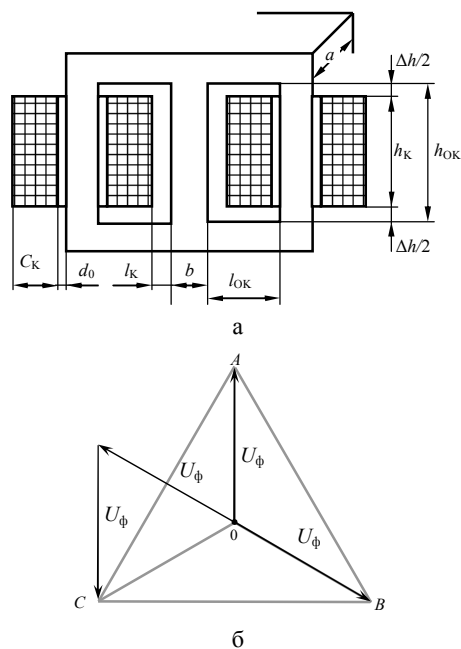


Рис. 1. Конструкция ФТНП с двумя катушками (а); векторная диаграмма напряжений обмоток (б)

Реактивное СТНП обмотки при изготовлении катушек первым способом определяется по формуле (для однослойных катушек):

$$X_{обм}^{0(q)} = q \cdot \omega \cdot \frac{2\mu_0}{\pi} \left[\ln \frac{2(b_{пр} + \delta_{12})}{\pi \cdot (b_{пр} + c_{пр})} + \frac{3}{2} - \varepsilon + 2 \sum_{i=1}^w (-1)^i (f_i - f_{i+1}) \right] \cdot l_{cp} \cdot w_{cl}, \quad (13)$$

где ε , f_i – табличные данные из работы [13]; q – номер гармоники.

Реактивное СТНП обмотки катушки с чередующимися слоями обмоток [12]:

$$X_{обм}^{0(q)} = q \cdot \omega \cdot \frac{\mu_0 \cdot w_{cl} \cdot k_R \cdot (\delta_{12} / 2 + c_{пр} / 3)}{h_K} \times l_{cp} \cdot w_{cl} \cdot n_{cl}, \quad (14)$$

где k_R – коэффициент Роговского [14]: $k_R = 1 - (1 - e^{-\pi u}) / (\pi u)$; u – безразмерный коэффициент $u = h_K / (2a_{пр} + \delta_{12})$; δ_{12} – расстояние между проводниками разных обмоток; h_K – высота катушки:

$$h_K = (w_{cl} + 1) \cdot (b_{пр} + \Delta). \quad (15)$$

Полное СТНП обмотки катушки равно

$$Z_{обм}^{0(q)} = \sqrt{R_{обм}^2 + (X_{обм}^{0(q)})^2},$$

где $R_{обм}$ – активное сопротивление обмотки.

Полное СТНП трехфазно-двухфазного ФТНП пересчитывается из сопротивления нулевой последовательности одной обмотки по формуле [11]:

$$Z_{ФТНП}^{0(q)} = (4/9) \cdot Z_{обм}^{0(q)}. \quad (16)$$

На величину СТНП накладываются ограничения, обусловленные параметрами сети, в которой необходима установка фильтра. К примеру, в сети с мощно-

стью трансформатора 1000 кВ·А для осуществления эффективной фильтрации необходимо устанавливать фильтр с $Z_{\text{ФНП}}^0 = 5-10$ мОм [1].

СТНП может задаваться в относительных единицах:

$$Z_{\text{ФНП}}^{0(q)*} = Z_{\text{ФНП}}^{0(q)} / Z_6, \quad (17)$$

где Z_6 – базовое сопротивление, $Z_6 = U_{\text{ном}} / (3 \cdot I_{\text{ном}})$; $I_{\text{ном}}$, $U_{\text{ном}}$ – номинальные значения фазного тока и напряжения фильтра [11].

Некоторые зарубежные производители заявляют об уровне ограничения СТНП в своих ФТНП. Так, у фирмы MIRUS International Inc. (Canada): $Z_{\text{ФНП}}^{0(q)*} < 0,95\%$, $X_{\text{ФНП}}^{0(q)*} < 0,3\%$ [15].

При бифилярной намотке обмоток необходимо усиливать изоляцию между проводниками, поскольку напряжение между ними равно фазному напряжению, и применять электромагнитные экраны между слоями многослойных обмоток, что снижает технологичность изготовления катушек с такими обмотками. Более технологичны катушки с чередующимися слоями различных обмоток, к тому же при многослойной намотке они обладают более низкими индуктивностями рассеяния. Поэтому, при изготовлении ФТНП, рекомендуется применять намотку катушек с чередующимися слоями различных обмоток, которую и будем рассматривать далее. Для нее полное СТНП будет равно:

$$Z_{\text{ФНП}}^{0(q)} = 4/9 \cdot l_{\text{ср}} \cdot w_{\text{сл}} \cdot n_{\text{сл}} \times \sqrt{\left(\frac{\rho_{\text{пр}}}{b_{\text{пр}} \cdot c_{\text{пр}}}\right)^2 + \left[q \cdot \omega \cdot \frac{\mu_0 \cdot w_{\text{сл}} \cdot k_R \cdot (\delta_{12}/2 + c_{\text{пр}}/3)}{(w_{\text{сл}} + 1) \cdot (b_{\text{пр}} + \Delta)}\right]^2}, \quad (18)$$

где $\rho_{\text{пр}}$ – удельное электрическое сопротивление проводника.

Для упрощения аналитического расчета, не внося большой погрешности, можно пренебречь высотой одного витка в слое, при переходе со слоя к слою, считая, что место, необходимое под обмотку определяется количеством витков в слое $w_{\text{сл}}$, а не $w_{\text{сл}} + 1$. Исходя из этих соображений, преобразуем формулу (18):

$$Z_{\text{ФНП}}^{0(n)} = \frac{4}{9} \sqrt{\left(\frac{\rho_{\text{пр}}}{b_{\text{пр}} \cdot c_{\text{пр}}}\right)^2 + \left[n \cdot \omega \cdot \frac{\mu_0 \cdot k_R \cdot (\delta_{12}/2 + c_{\text{пр}}/3)}{(b_{\text{пр}} + \Delta)}\right]^2} \times (19)$$

$$\times (2(a + b + 4d_0) + 2 \cdot \pi \cdot n_{\text{сл}} \cdot (c_{\text{пр}} + \delta_{12})) \cdot n_{\text{сл}} \cdot w_{\text{сл}}.$$

Формула (19) связывает переменные a , b , $w_{\text{сл}}$, $n_{\text{сл}}$, $b_{\text{пр}}$, $c_{\text{пр}}$. Выбрав одну из переменных в качестве зависимой, выражаем её через другие. В качестве такой переменной выбираем a :

$$a = \frac{9Z_{\text{ФНП}}^{0(q)} / (8 \cdot n_{\text{сл}} \cdot w_{\text{сл}})}{\sqrt{\left(\frac{\rho_{\text{пр}}}{b_{\text{пр}} \cdot c_{\text{пр}}}\right)^2 + \left[q \cdot \omega \cdot \frac{\mu_0 \cdot k_R \cdot (\delta_{12}/2 + c_{\text{пр}}/3)}{(b_{\text{пр}} + \Delta)}\right]^2}} - [(b + 4d_0) + \pi \cdot n_{\text{сл}} \cdot (c_{\text{пр}} + \delta_{12})]. \quad (20)$$

Подставив формулы (12) и (20) в формулу (10) получим оптимизационную функцию F , которая зависит только от четырех независимых переменных b , $n_{\text{сл}}$, $b_{\text{пр}}$, $c_{\text{пр}}$.

Независимые переменные определяются в результате минимизации функции F , а остальные параметры рассчитываются из математической модели АТ. Минимальные значения оптимизационной функции (10) могут быть найдены аналитически из решения системы дифференциальных уравнений:

$$\partial F / \partial b = 0; \quad \partial F / \partial b_{\text{пр}} = 0; \quad \partial F / \partial c_{\text{пр}} = 0; \quad \partial F / \partial n_{\text{сл}} = 0, \quad (21)$$

или при помощи численных методов оптимизации [16] при заданных начальных значениях независимых переменных.

Следует отметить, что в оптимизационной математической модели мы выбираем размеры проводников, исходя из требования обеспечения заданных величин $Z_{\text{ФНП}}^{0(q)*}$ и $X_{\text{ФНП}}^{0(q)*}$. Получаемая при этом плотность тока в проводнике может быть как меньше допустимой длительной плотности тока в проводниках обмоток $J_{\text{доп}}$, так и превышать ее.

Поэтому, после того как решение найдено, следует проверить ее величину:

$$J_{\text{дл}} = I_{\text{дл}} / S_{\text{пр}} \leq J_{\text{доп}}, \quad (22)$$

где $I_{\text{дл}}$ – длительное действующее значение тока в обмотке. В большинстве случаев, особенно при малых значениях СТНП, плотность тока получается меньше допустимой.

Величина допустимой плотности тока $J_{\text{доп}}$ для разных типов ФТНП может быть различной. Это обусловлено различными условиями охлаждения катушек. Наличие только двух катушек со свободным центральным стержнем, в трехфазно-двухфазном ФТНП, вместо трех, как в классической схеме ФТНП типа зигзаг, позволяет выбирать более высокие значения плотности тока в обмотках, при условии равенства в них температур [17].

В случае, если решение оптимизационной задачи (21) не удовлетворяет условию (22), следует ограничить минимальное сечение проводника и решить оптимизационную задачу с учётом этого ограничения. При этом одну из переменных $b_{\text{пр}}$ или $c_{\text{пр}}$ сделать зависимой. В качестве зависимой переменной выбираем:

$$b_{\text{пр}} = I_{\text{дл}} / (J_{\text{доп}} \cdot c_{\text{пр}}). \quad (23)$$

Подставив формулы (12), (20) и (23) в выражение (10) мы получим оптимизационную функцию F , которая зависит уже от трех независимых переменных b , $n_{\text{сл}}$, $c_{\text{пр}}$. Определение независимых переменных b , $n_{\text{сл}}$, $c_{\text{пр}}$ производится аналогично, аналитически из решения системы дифференциальных уравнений:

$$\partial F / \partial b = 0; \quad \partial F / \partial c_{\text{пр}} = 0; \quad \partial F / \partial n_{\text{сл}} = 0, \quad (24)$$

или при помощи численных методов.

Отметим, что в современных программных продуктах для математических расчетов предусмотрены специальные функции, которые позволяют реализовать поиск значений переменных для минимума функции без решения системы дифференциальных уравнений. В программном пакете MathCAD это функция minimize. Данная функция позволяет также задавать дополнительные ограничения типа (22). Оптимизация полученных функций выполнялась в этом пакете.

Аналогичные уравнения можно записать и для ФТНП типа зигзаг, конструкция которого, выполненная на шихтованном трехстержневом магнитопроводе, приведена на рис. 2.

Полное СТНП ФТНП типа зигзаг пересчитывается из сопротивления нулевой последовательности одной обмотки по формуле:

$$Z_{\text{ФТНП}}^{0(q)} = (2/3) \cdot Z_{\text{обм}}^{0(q)}.$$

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ КОНСТРУКЦИЙ ФТНП

На основании математических моделей, предложенных выше, был проведен сравнительный анализ массогабаритных и стоимостных показателей фильтра типа зигзаг и трехфазно-двухфазного ФТНП с чере-

дующимися слоями различных обмоток. Сравнение проводилось при одинаковых напряжениях и токах в обмотках, индукциях в магнитопроводе и СТНП.

Оценивалось отношение масс $M^*_{\text{ФТНП}}$ и стоимостей $C^*_{\text{ФТНП}}$ трехфазно-двухфазного ФТНП и ФТНП типа зигзаг при их оптимизационном расчете соответственно на минимум массы ($k_g = 1$), и стоимости (при $k_g = 2,5$) активных материалов. Оказалось, что радикальных преимуществ одной конструкции ФТНП над другой нет. Отношение масс $M^*_{\text{ФТНП}}$ и стоимостей $C^*_{\text{ФТНП}}$ различно, может быть больше и меньше 1 и зависит от величины фазного тока (мощности), напряжения на обмотках, плотности тока в них, индукции в магнитопроводе, и уровня СТНП.

Для того чтобы отобразить на двумерной плоскости зависимости $M^*_{\text{ФТНП}}$ и $C^*_{\text{ФТНП}}$ в виде одной кривой (а не многочисленного семейства кривых), введем условный безразмерный параметр π_0 , который зависит от других параметров таким образом, чтобы кривые соотношения масс и стоимостей активных материалов ФТНП совпадали на начальном отрезке для всех значений фазного тока и напряжений, индукции, плотности тока и СТНП.

Для определения π_0 воспользуемся теорией подобия, а именно π -теоремой [18-21], и подберем степени при соответствующих безразмерных параметрах, исходя из теории размерностей:

$$\pi_0 = 10^3 \cdot Z_{\text{ФТНП}}^{0*} \cdot \left(\frac{I_\phi}{I_6} \right)^{1/4} \cdot \left(\frac{B_m}{B_6} \right)^{3/4} \cdot \left(\frac{J_{\text{дл}}}{J_6} \right)^{-5/4}, \quad (25)$$

где I_ϕ – ток фазы ФТНП; I_6, J_6 – базовые значения тока и плотности тока, равные 150 А и 1 А/мм²; B_6 – базовое значение магнитной индукции, равное 1 Тл.

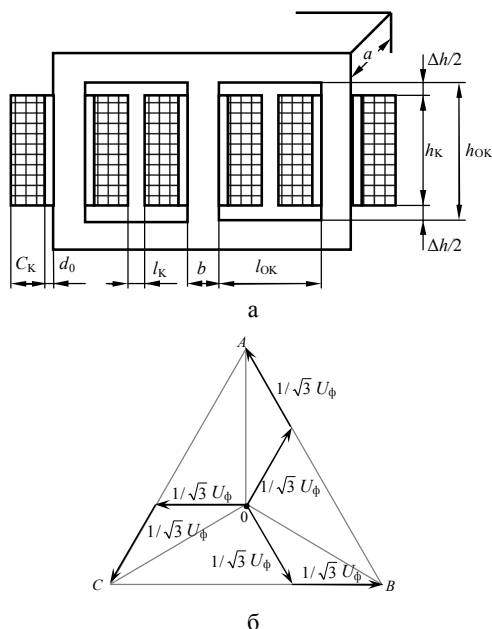


Рис. 2. Конструкция ФТНП с тремя катушками (типа зигзаг) (а); векторная диаграмма напряжений (б)

На рис. 3 и 4 представлены зависимости $M^*_{\text{ФТНП}}$ и $C^*_{\text{ФТНП}}$ от безразмерного параметра π_0 . Длительное значение плотности тока в обмотках ФТНП типа зигзаг выбрана равной 2 А/мм², что соответствует обычно принимаемой плотности тока в трехфазных сухих трансформаторах. Видно, что есть разные области значения параметров, при которых минимальные массы и стоимости будут у трехфазно-двухфазного

ФТНП и у ФТНП типа зигзаг. Масса активных материалов у первого меньше, чем у второго в области высоких мощностей и магнитных индукций при $\pi_0 > 6,5$, а стоимость активных материалов у трехфазно-двухфазного ФТНП меньше чем у ФТНП типа зигзаг при $\pi_0 > 4,5$. Дополнительно отметим, что стоимость изготовления двух катушек у трехфазно-двухфазного ФТНП меньше стоимости изготовления 3 катушек у ФТНП типа зигзаг.

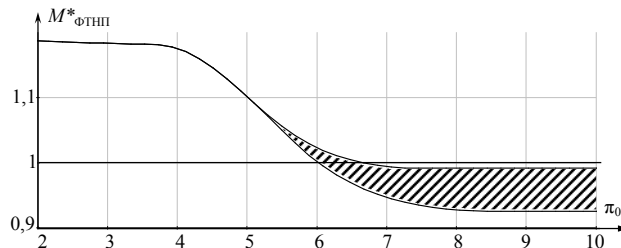


Рис. 3. Отношение масс активных материалов трехфазно-двухфазного ФТНП и ФТНП типа зигзаг с шихтованными магнитопроводами (см. рис. 1, 2) при одинаковых параметрах

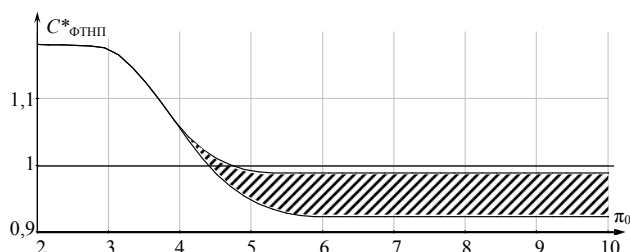


Рис. 4. Отношение стоимостей активных материалов трехфазно-двухфазного ФТНП и ФТНП типа зигзаг с шихтованными магнитопроводами (см. рис. 1, 2) при одинаковых параметрах

Заштрихованные области на рис. 3 и 4 возникают вследствие того, что в зависимости от мощности АТ плотность тока в обмотках конструкции с двумя катушками может выбираться в 1,18 и более раз выше, чем у конструкции с тремя катушками при условии равенства температур в обмотках [17].

Оптимизационные математические модели были также составлены для других конструкций трехфазно-двухфазного ФТНП (см. рис. 5-15).

Конструкции, показанные на рис. 6-15, выполнены на основе ленточных навитых магнитопроводов, поэтому потери в стали в них будут меньшими, чем у других конструкций, за счет чего можно повысить магнитную индукцию в магнитопроводе до 7% при условии одинаковых потерь в стали [17].

На рис. 5 представлена конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с шихтованным магнитопроводом и с разделением обмоток на две пары (конструкция с четырьмя катушками). На рис. 6 представлена аналогичная конструкция, построенная с использованием ленточного стержневого навитого разрезного магнитопровода, имеющего две одинаковые подковообразные части и центральный стержень.

На рис. 7 представлена конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя однофазными ленточными стержневыми навитыми разрезными магнитопроводами и двумя катушками.

На рис. 8 представлена конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками расположенными на двух однофазных ленточных стержневых

навитых разрезных магнитопроводах, каждый из которых состоит из четырех подковообразных частей.

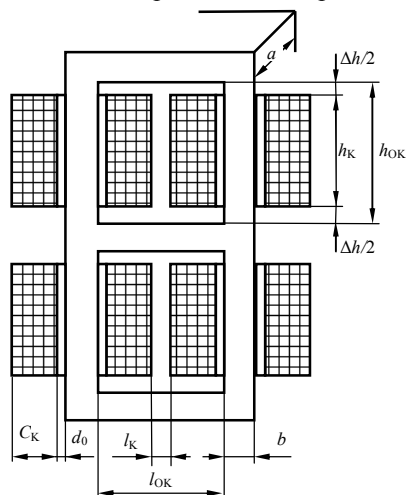


Рис. 5. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с шихтованным магнитопроводом с четырьмя катушками

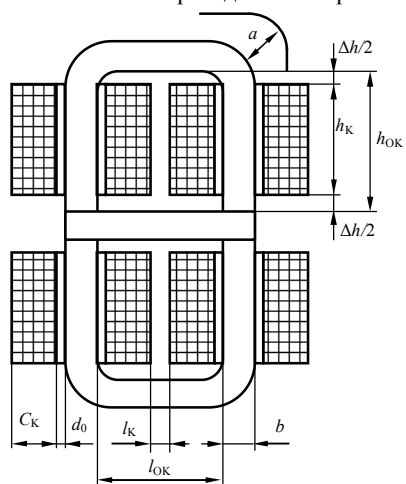


Рис. 6. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с ленточным навитым магнитопроводом с четырьмя катушками

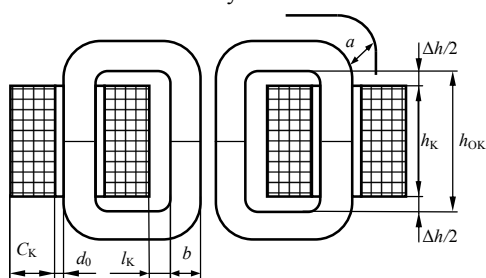


Рис. 7. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя однофазными ленточными стержневыми навитыми разрезными магнитопроводами

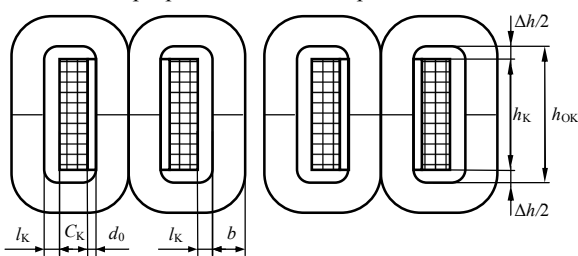


Рис. 8. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками, выполненная на четырех однофазных ленточных навитых магнитопроводах

На рис. 9 представлена конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП на двух однофазных ленточных стержневых навитых разрезных магнитопроводах с разделением обмоток на две пары и четырьмя катушками.

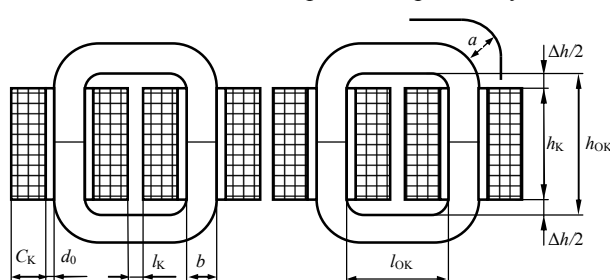


Рис. 9. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с четырьмя катушками, выполненная на двух однофазных ленточных навитых магнитопроводах

На рис. 10 представлены две проекции трехфазно-двухфазного ФТНП [17] конструкцией магнитопровода состоящего из трех ленточных навитых разрезных магнитопровода, одного большого и двух малых, каждый из которых состоит из двух одинаковых подковообразных частей. Два малых одинаковых магнитопровода наложены на большой магнитопровод, при этом крайние стержни большого и малых магнитопроводов совмещены и образуют крайние стержни многостержневого магнитопровода. Центральный стержень образуется крайними стержнями малых магнитопроводов.

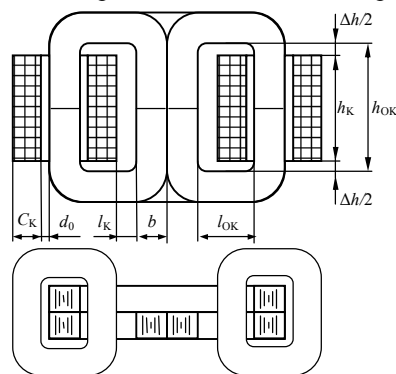


Рис. 10. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками, выполненная на трех ленточных навитых магнитопроводах со смешиваемыми магнитными потоками

На рис. 11 представлена аналогичная конструкция, за исключением того, что малые магнитопроводы размещаются с фронтальной и тыльной сторон большого магнитопровода. Таким образом, центральный стержень получается расщепленным.

На рис. 12 представлен трехфазно-двухфазный ФТНП выполненный с наиболее распространенной конструкции магнитопровода трехфазного трансформатора. Такой магнитопровод содержит три стержневые ленточные навитые разрезные магнитопровода, каждый из которых состоит из двух подковообразных частей. Два малых магнитопровода имеют одинаковые габариты и размещены таким образом, чтобы больший магнитопровод охватывал их по внешнему периметру.

Между малыми и большим магнитопроводами существуют технологические зазоры. Переход магнитных потоков из одного магнитопровода в другой крайне затруднен. Магнитные потоки в трех магнитопроводах не смешиваются, поэтому возникает необ-

ходимость в увеличении поперечного сечения магнитопровода в $2/\sqrt{3}$ раза [22].

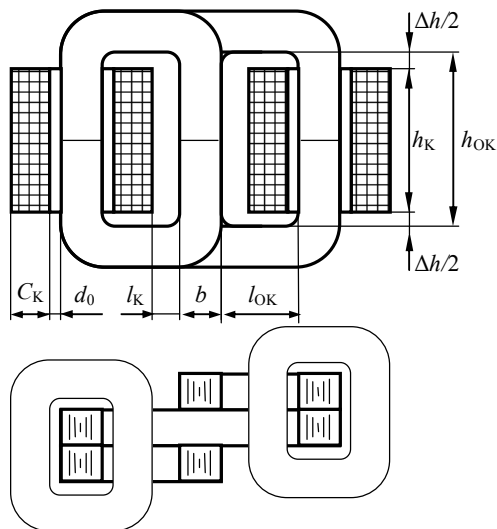


Рис. 11. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками выполненная на трех ленточных навитых магнитопроводах со смешиваемыми магнитными потоками

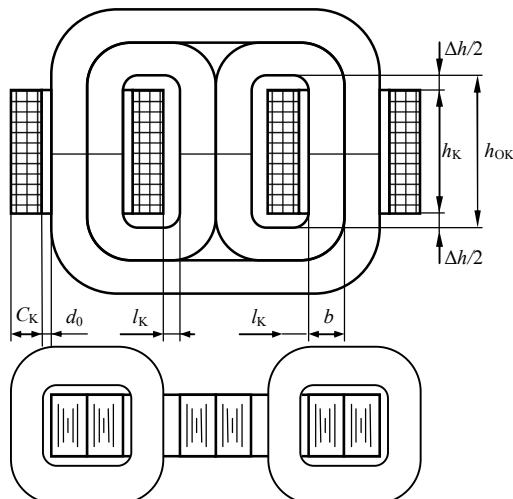


Рис. 12. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками выполненная на трех ленточных навитых магнитопроводах с несмешиваемыми магнитными потоками

На рис. 13 представлен трехфазно-двухфазный ФТНП, который состоит из трех стержневых навитых разрезных магнитопроводов. Два малых магнитопровода имеют одинаковые габариты и размещаются по бокам большего магнитопровода таким образом, что крайние стержни большого и малых магнитопроводов совмещены и образуют крайние стержни многостержневого магнитопровода. Центральный стержень расщеплен. Магнитные потоки в такой конструкции не смешиваются.

На рис. 14 представлена конструкция ФТНП, у которой малые магнитопроводы размещаются с фронтальной стороны большего магнитопровода, перпендикулярно ему. Магнитные потоки в такой конструкции не смешиваются.

На рис. 15 и 16 показаны диаграммы относительных масс и стоимостей активных материалов ФТНП различных конструкций. Массы и стоимости приведе-

ны к массе и стоимости трехфазно-двухфазного ФТНП с шихтованным магнитопроводом (рис. 1) с такими же параметрами. Заштрихованная область это область, в которой может изменяться соотношение масс и стоимостей ФТНП в зависимости от мощности, СТНП и заданного значения магнитной индукции в магнитопроводе. Индукция в магнитопроводе, СТНП, максимальная плотность тока в обмотках, мощность для сравниваемых конструкций одинаковы.

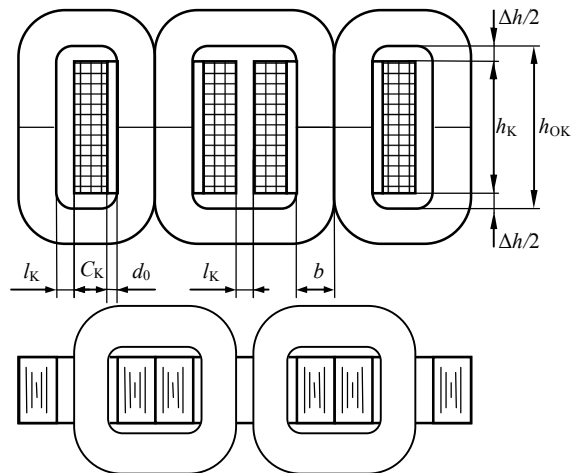


Рис. 13. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками выполненная на трех ленточных навитых магнитопроводах с несмешиваемыми потоками

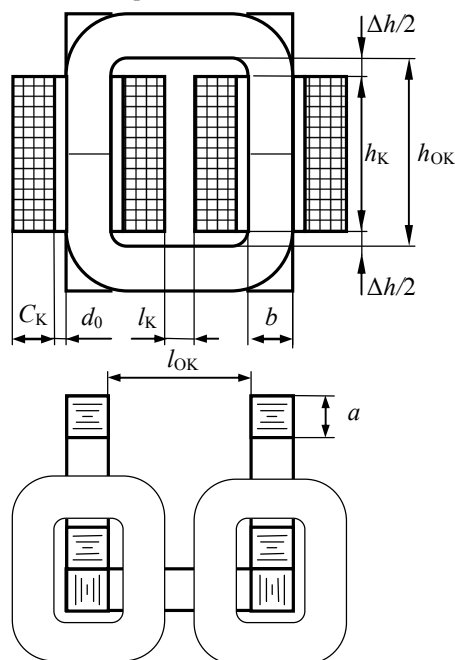


Рис. 14. Конструкция трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками, выполненная на трех ленточных навитых магнитопроводах с несмешиваемыми потоками

Из диаграмм видно, что наилучшими массогабаритными и стоимостными показателями обладают конструкции ФТНП, приведенные на рис. 6, 8, 11 и 13.

На рис. 17 и 18 приведены зависимости относительной массы и стоимости активных материалов конструкции трехфазно-двухфазного ФТНП, выполненной на четырех однофазных ленточных навитых магнитопроводах (рис. 8), к массе и стоимости активных материалов конструкции ФТНП типа зигзаг, выполненной на шихтованном магнитопроводе (рис. 2) с

аналогичными параметрами. Видно, что ФТНП типа зигзаг также целесообразно выполнять с использованием навитых магнитопроводов, в частности, представленных на рис. 10 и 12 при наличии обмоток на центральном стержне.

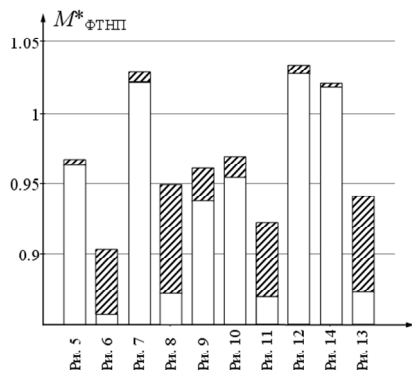


Рис. 15. Отношение масс активных материалов трехфазно-двухфазных конструкций ФТНП к массе активных материалов конструкции ФТНП с шихтованным магнитопроводом (рис. 1) при одинаковых параметрах

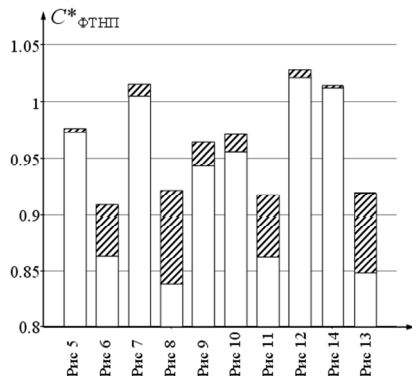


Рис. 16. Отношение стоимостей активных материалов трехфазно-двухфазных конструкций ФТНП к стоимости активных материалов конструкции ФТНП с шихтованным магнитопроводом (рис. 1) при одинаковых параметрах

Отношения массы и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг изготовленного на навитом магнитопроводе (рис. 12) к массе и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг с шихтованным магнитопроводом представлены на рис. 19. Видно, что при изготовлении ФТНП типа зигзаг на этом магнитопроводе затраты на активные материалы возрастают на 2,5-3,2 %, а масса увеличивается на 3-4 %.

Отношение массы и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг с навитым магнитопроводом (рис. 10), к массе и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг с шихтованным магнитопроводом представлены на рис. 20. При расчетах учитывалось, что в конструкции ФТНП типа зигзаг, выполненном на магнитопроводе рис. 10, есть возможность повысить плотность тока в обмотках на 7 % за счет улучшенных условий охлаждения катушек, по сравнению с конструкцией с классическим шихтованным магнитопроводом.

На рис. 20 видно, что при изготовлении ФТНП типа зигзаг на данном магнитопроводе затраты на активные материалы и их масса уменьшаются на 6,5-9,0 %.

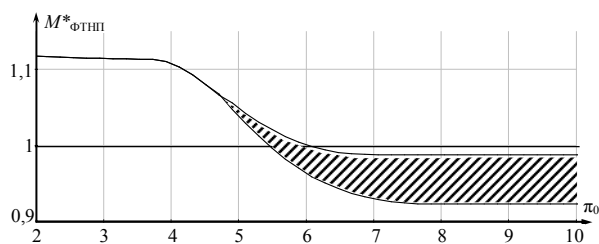


Рис. 17. Отношение массы активных материалов конструкции трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками, выполненной на четырех однофазных ленточных навитых магнитопроводах (рис. 8), к массе ФТНП типа зигзаг, выполненного на шихтованном магнитопроводе (рис. 2) с аналогичными параметрами

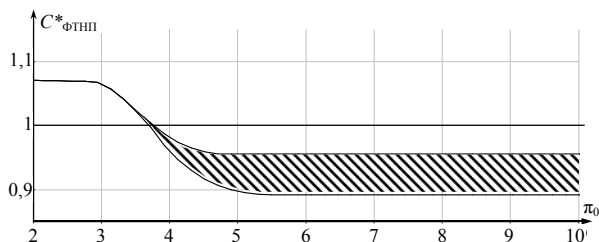


Рис. 18. Отношение стоимости активных материалов конструкции трехфазно-двухфазного ФТНП с двумя катушками, выполненной на четырех однофазных ленточных навитых магнитопроводах (рис. 8), к стоимости активных материалов зигзага выполненного на шихтованном магнитопроводе (рис. 2) с аналогичными параметрами

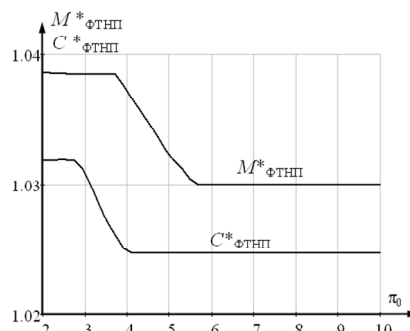


Рис. 19. Отношения массы и стоимости активных материалов конструкции ФТНП типа зигзаг выполненного на навитых магнитопроводах (рис. 12), к массе и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг, выполненного на шихтованном магнитопроводе (рис. 2) с аналогичными параметрами

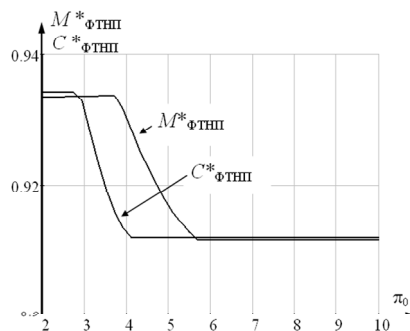


Рис. 20. Отношения массы и стоимости активных материалов конструкции ФТНП типа зигзаг выполненного на навитых магнитопроводах (рис. 10), к массе и стоимости активных материалов ФТНП типа зигзаг, выполненного на шихтованном магнитопроводе (рис. 2) с аналогичными параметрами

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные основные подходы при разработке оптимизационной математической модели фильтров тока нулевой последовательности автотрансформаторного типа позволяют оптимизировать автотрансформаторные ФТНП на минимум массы, объема, стоимости активных материалов или усредненного параметра.

Проведенное сравнение различных конструкций ФТНП по массогабаритным и стоимостным показателям позволило получить области, в которых различные конструкции ФТНП обладают наилучшими стоимостными и массогабаритными показателями, что дает возможность выбирать устройства с улучшенной технологичностью при изготовлении (устройства с двумя катушками) без (или при малом) увеличении затрат на активные материалы конструкции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шидловский А.К., Жаркин А.Ф. Высшие гармоники в низковольтных электрических сетях. – К.: Наук. думка, 2005. – 210 с.
2. Шидловский А.К., Кузнецов В.Г. Повышение качества энергии в электрических сетях. – К.: Наук. думка, 1985. – 268 с.
3. Шидловский А.К., Новский В.А., Капличный Н.Н. Стабилизация параметров электрической энергии в распределительных сетях. – К.: Наук. думка, 1989. – 312 с.
4. А.с. SU 1206881 А1 СССР, МКИ Н 02 J 3/26. Фильтросимметрирующие устройство для трехфазной сети с нулевым проводом / А.К. Шидловский, В.Г. Кузнецов, Н.Н. Капличный и др. – № 3643941/24-07; Заявлено 23.09.83; Оpubл. 23.01.86. Бюл. № 3. – 4 с.
5. Пентегов И.В., Рымар С.В. Оптимизация математических моделей трансформаторов и реакторов // Электричество. – 2006. – № 3. – С. 37-47.
6. Баев Н.Г. Трансформаторы с оптимальной геометрией сердечников // Электричество. – 1991. – № 2. – С. 74-75.
7. Пентегов И.В., Рымар С.В., Стемковский Е.П. Оптимизационная математическая модель трехфазного трансформатора и выбор его расчетного варианта при многокритериальной оптимизации // Технічна електродинаміка. – 2002. – № 1. – С. 22-28.
8. Пат. UA 88912 C2 Україна, МПК (2009) H 01 F 27/24. Трифазний фільтр гармонік струмів нульової послідовності автотрансформаторного типу / І.В. Пентегов, І.В. Волков, С.В. Рymar та ін. – № а 2007 01489; Заявл. 12.02.2007; Оpubл. 10.12.2009, Бюл. № 23. – 4 с.
9. Пат. UA 88913 C2 Україна, МПК (2009) H 01 F 27/24. Трифазний фільтр гармонік струмів нульової послідовності автотрансформаторного типу / І.В. Пентегов, І.В. Волков, С.В. Рymar та ін. – № а 2007 01508; Заявл. 12.02.2007; Оpubл. 10.12.2009, Бюл. № 23. – 4 с.
10. Особенности работы трехфазно-двухфазного фильтра токов нулевой последовательности / И.В. Пентегов, И.В. Волков, В.М. Безручко и др. // Вісник НТУ "ХПІ". – 2008. – № 45. – С. 110-118.
11. Васютинский С.Б. Вопросы теории и расчета трансформаторов. Л.: Энергия, 1970. – 432 с.
12. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 488 с.
13. Пентегов И.В., Рымар С.В., Безручко В.М. Расчет и сравнение индуктивностей цепей протекания токов нулевой последовательности в автотрансформаторных фильтрах // Технічна електродинаміка. – 2009. – № 6. – С. 38-45.
14. Technical Data Sheet. for Neutral Current Eliminator of MIRUS International Inc. – 2005. Режим доступа [http://www.mirusinternational.com/downloads/NCE-S001-B6%20\(NCE%20Tech%20Sheet\).pdf](http://www.mirusinternational.com/downloads/NCE-S001-B6%20(NCE%20Tech%20Sheet).pdf)
15. Корячко В.П., Курейчик В.М., Норенков И.П. Теоретические основы САПР. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 400 с.
16. Пентегов И.В., Рымар С.В., Лавренюк А.В. Новые конструкции трехфазно-двухфазных трансформаторов // Електротехніка і електромеханіка. – 2004. – № 3. – С. 49-55.
17. Бриджмен П.В. Анализ размерностей. – Ижевск: НИЦ "Регулируемая и хаотическая динамика", 2001. – 148 с.
18. Веников В.А. Теория подобия и моделирования применительно к задачам электроэнергетики. – М.: Высш. шк., 1966. – 488 с.
19. Пентегов И.В. Основы заряда цепей емкостных накопителей энергии. – К.: Наук. думка, 1982. – 424 с.
20. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1972. – 440 с.
21. William M. Flanagan Handbook of transformer design and applications. – New York: McGraw Hill, 1993. – 388 p.

Поступила 20.09.2010

Пентегов Игорь Владимирович, д.т.н., проф., в.н.с.

Рymar Сергей Владимирович, к.т.н., с.н.с., в.н.с.

Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины
отдел "Электротермия"

03680, Киев-150, ул. Боженко, 11

тел. (044) 287-23-88, e-mail: magn@i.com.ua,

elmag@paton.kiev.ua

Безручко Вячеслав Михайлович

Черниговский государственный технологический университет

кафедра "Электрические системы и сети"

14000, Чернигов, ул. Шевченко, 95

тел. (04622) 3-22-99, e-mail: slavajm@meta.ua

I.V. Pentegov, S.V. Rymar, V.M. Bezruchko

Optimization of autotransformer-type zero sequence current filters and their comparative analysis.

A model of autotransformer zero sequence current filters is developed to allow their optimization over the minimum weight, volume and cost of active materials or an average parameter. Comparison of various autotransformer filter designs is made, the value area in which the filters have the best cost and mass factors is specified.

Key words – zero sequence current filters, autotransformer, autotransformer filter designs.

В.В. Кузьмин, В.С. Шпатенко

О ПЕРСПЕКТИВАХ ПРИМЕНЕНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА В ЭНЕРГЕТИКЕ, ПРОМЫШЛЕННОСТИ И ТРАНСПОРТЕ

(комментарий к статье "Электромеханическая "война" постоянного и переменного токов: краткая история и области их современного применения" (Електротехніка і Електромеханіка. – 2010. – № 4))

Наведені дані, що свідчать про різке скорочення сфери використання постійного струму при виробництві та використанні електричної енергії.

Приведены данные, свидетельствующие о резком сокращении сферы применения постоянного тока при производстве и потреблении электрической энергии.

ВВЕДЕНИЕ

В комментируемой статье приведены устаревшие данные о современном состоянии и перспективах применения постоянного тока при производстве и потреблении электрической энергии.

Приведенные ниже замечания касаются второй части комментируемой публикации (стр. 7-9); цитаты из нее даны курсивом.

1. Передача электроэнергии по линиям постоянного тока используется и будет использоваться только тогда, когда её невозможно осуществить переменным током, в основном:

- при необходимости передачи энергии через водные преграды (по дну проливов или морей),
- во "вставках постоянного тока" (ВПТ), осуществляющих связь энергосистем переменного тока с различными стандартами (например с частотами 50 и 60 Гц).

Линии постоянного тока действительно обладают меньшими потерями, но это еще не означает, что они экономически более выгодны – если учесть все затраты и потери в комплексе оборудования, обеспечивающем на обоих концах ВПТ сопряжение с системами переменного тока (выпрямительно-инверторные подстанции, устройства фильтрации и генерации реактивной мощности и т.п.) то в большинстве случаев линии переменного тока могут оказаться экономически более выгодными. А у ВПТ также есть серьезный конкурент – асинхронизированные электромеханические преобразователи частоты (АСЭМПЧ) [1].

2. *"Вот Вы сели в троллейбус, поезд метрополитена или вагон "электрички" на железной дороге. Здесь Вы попадаете во "владения" постоянного электрического тока. Дело в том, что простые и удобные электрические двигатели переменного тока не позволяют в широких пределах плавно менять скорость вращения своего ротора".* Это – концепции середины прошлого века. В [2] совершенно верно указывается, что "Сименс" давно свернул производство машин постоянного тока для городского транспорта и применяет только асинхронный привод. По такому пути идут многие ведущие фирмы – "Ансальдо", "Альстом", "Хитачи" и др.

В 70-х годах Франция освоила серийный выпуск электропоездов серии TGV с электроприводом переменного тока, развивающих крейсерскую скорость 300 км/час, при этом расстояние от Лиона до Парижа

(как от Харькова до Киева) он покрывает за 1 час 50 минут, то есть в 3 раза быстрее, чем наш "Столичный экспресс". В каждом из четырех моторных вагонов установлен компактный двигатель мощностью 2000 кВт при частоте вращения 6000 об/мин.

Несколько десятилетий назад Германия и Япония занялись принципиально новой технологией скоростного магнитолевитующего железнодорожного транспорта. Это – вагон без колес или самолет без крыльев, который неконтактно удерживается и движется относительно путепровода магнитными силами.

Специалисты БелАЗа построили один из самых мощных в мире самосвалов с тяговыми асинхронными двигателями грузоподъемностью 320 т с помощью ведущих фирм Германии, Японии и США [3].

3. Электродвигатели переменного тока пока является наиболее массовым типом электрических машин, широко используемым во всех отраслях народного хозяйства. В промышленности примерно 60% электрической энергии тратится на приведение во вращение двигателей переменного тока [4].

"Последними из могикан" сдают позиции уникальные двигатели постоянного тока для прокатных станков и шахтных подъемников. Вместо них устанавливаются двигатели переменного тока, у которых в отличие от предшественников нет ограничений по единичной мощности. Наиболее мощным является двигатель-генератор Днестровской ГАЭС (введен в эксплуатацию в 2009 г.). В двигательном режиме он развивает мощность 421 МВт при частоте вращения 150 об/мин.

4. Аналогичные тенденции перехода на электроприводы переменного тока взамен постоянного наблюдаются и на судах морского и речного флотов, а также на шахтном транспортном оборудовании.

5. *"Электродвигатели постоянного тока могут развивать очень большие скорости вращения до 25 тыс. об/мин. Это позволяет получать большую мощность при сравнительно небольших размерах такого электродвигателя. Поэтому они незаменимы в качестве моторов управления, применяемых на самолетах для поворотов рулей высоты и крена, элеронов и закрылок, для подъема и опускания шасси и в других механизмах авиационной техники".* Высокоскоростные двигатели постоянного тока имеют крайне ограниченный срок службы. В авиации же издавна применяются электрические машины переменного тока частотой 400 Гц. Намечается переход на более высокие

частоты бортовых сетей самолетов. В двухполюсном варианте при частоте 400 Гц обеспечивается синхронная частота вращения 24000 об/мин. При этом резко снижается удельная масса – генераторов мощностью 50-70 кВт она не превышает 0,5 кг/кВт.

6. Безусловно останется перспектива применения двигателей и аппаратуры постоянного тока в мобильных автономных системах, содержащих химические аккумуляторы (мопеды, легковые автомобили, тракторы и т.д.). Сюда же примыкают и некоторые стационарные энергосистемы, содержащие аккумуляторные батареи. Здесь в подавляющем большинстве вариантов исполнения таких систем используются генераторы переменного тока с выпрямительным блоком на выходе.

Ввиду ограниченной энергоемкости аккумуляторных батарей в последние годы наметился переход на новые решения и в области разработки источников аварийного электроснабжения ответственных объектов (диспетчерских пунктов аэродромов, армейских штабов, госпиталей и т.д.). Так, в конце прошлого века в США было освоено серийное производство газотурбинных установок (ГТУ) "мини" класса мощностью 30 кВт при номинальной частоте вращения роторной группы 12000 об/мин. Здесь с выхода синхронного генератора (на постоянных магнитах) напряжение частоты 2000 Гц преобразуется в стандартную частоту сети потребителя.

Необходимо также отметить, что во всех типах ГТУ разворот турбодвигателя в процессе пуска производится турбогенератором, который для этого переводится в двигательный режим (работает стартером).

К сожалению, в 70-х годах прошлого столетия отечественная прикладная наука недооценила серьезность процесса вытеснения электроприводов постоянного тока с основных рынков сбыта в промышленности и на транспорте. В результате ведущие электромашиностроительные заводы как Украины, так и России допустили отставание технического уровня и снижение конкурентоспособности такой продукции, особенно в сфере производства современных преобразователей частоты в диапазоне средних и больших мощностей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин В.В., Шпатенко Т.В. Опыт создания и эксплуатации асинхронизированных турбогенераторов производства НПО "Электротяжмаш" // Электротехника. – 2010. – № 2.
2. Замятина Е. Двигатели для транспорта будущего // Энергия. – 2005 – № 3.
3. Кузьмин В.В., Носков В.И. Последний раунд // Новини Електроважмашу. – 2006. – № 6.
4. Данилевич Я.Б., Хозиков Ю.Ф., Кручинина И.Ю. Электродвигатели нового поколения // Энергия. – 2004. – № 10.

Поступила 16.10.2010

Кузьмин В.В., д.т.н., проф.

Украинская инженерно-педагогическая академия
кафедра "Электроэнергетика"
61003, Харьков, ул. Университетская 16
тел. (057) 7379337

Шпатенко В.С.

Национальный технический университет
"Харьковский политехнический институт"
61002, Харьков, ул. Фрунзе 21
кафедра "Электрические машины"
тел. (057)7076514

V.V. Kuzmin, V.S. Shpatenko

On the prospect of direct current applications in power engineering, industry and transport.

In the article, data that show shrinkage of direct current application sphere in the field of electrical power generation and consumption are given.

Key words – direct current, prospect of applications.

РОЗПОДІЛЬНІ ПРИСТРОЇ З ЕЛЕГАЗОВОЮ ІЗОЛЯЦІЄЮ SafeRing & SafePlus: БЕЗПЕЧНІСТЬ, НАДІЙНІСТЬ, КОМПАКТНІСТЬ

Система SafeRing, яка була розглянута у попередньому номері журналу, складається з десяти типових блоків (units), змонтованих в баках з нержавіючої сталі, заповнених елегазом. До складу блоків у різних комбінаціях входять лише чотири стандартизовані модулі (modules) – De, C, F та V, причому один блок може бути побудованим з двох, трьох або чотирьох модулів. Ця система орієнтована на застосування переважно у кільцевих мережах.

В системі SafePlus, яка розглядається у даній публікації і яка є розширенням системи SafeRing, до чотирьох зазначених вище модулів додано ще сім модулів і кожний з них може поставлятися у вигляді окремого блоку з нижнім та верхнім або боковим приєднанням, а також у комбінації з іншими модулями у спільному баку, причому в одному баку може бути розміщено до п'яти базових модулів. Така побудова системи надає їй значної гнучкості, що дає змогу на її основі будувати досить складні розподільні пристрої, зокрема пристрої із секціонуванням фідерів, обліком спожитої електроенергії тощо, а у деяких випадках – більш компактні та більш дешеві пристрої аніж у системі SafeRing. Наприклад, у тупиковій підстанції, побудованій на базі системи SafeRing, слід застосовувати один з блоків – DeF або DeV, які складаються з двох модулів і мають загальну ширину 696 мм, а у системі SafePlus ті ж функції виконує модуль F у вигляді окремого блоку з верхнім або боковим приєднанням до загальної шини. Такий блок має ширину лише 371 мм. Крім виграшу у просторі, застосування модуля F системи SafePlus (рис. 14, а²) замість блоку DeF системи SafeRing (рис. 14, б) забезпечує й суттєву економію коштів.

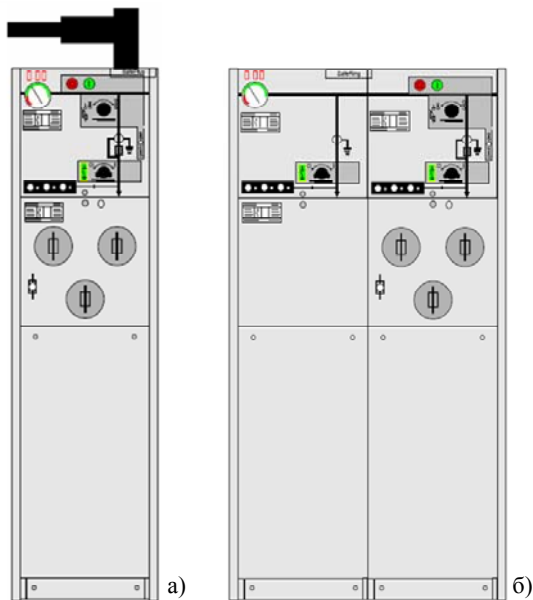


Рис. 14. Блоки F системи SafePlus (а) та DeF системи SafeRing (б)

¹ Інформацію надано компанією ТОВ «АББ Лтд», Олександр Єна, менеджер по продукції ABB

² Нумерація рисунків є наскрізною, починаючи з попередньої публікації (див. ЕІЕ'2010-5).

Модулі системи SafePlus, як і модулі системи SafeRing розташовують в герметичних баках, заповнених елегазом – високовольтному відсіку (див. рис. 4 у попередній публікації). В системі SafePlus застосовується 11 різновидів модулів, електричні схеми яких наведені у рис. 15.

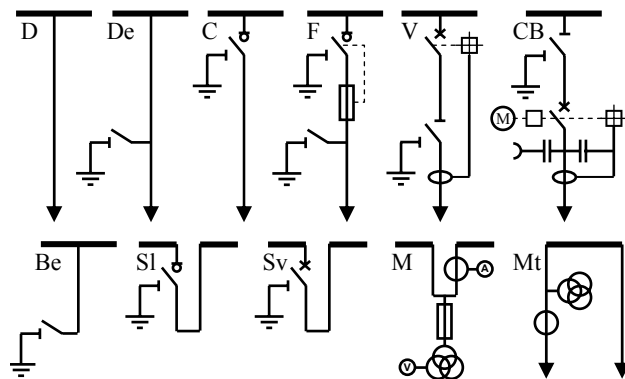


Рис. 15. Електричні схеми модулів системи SafePlus

Модулі системи SafePlus складаються з однієї або двох базових комірок, габаритні розміри яких є такими самими, як і розміри модулів системи SafeRing: ширина – 325 мм; глибина – 765 мм; висота – 1336 мм. Товщина двох бокових стінок блоку дорівнює 46 мм, тож ширина b блоку може бути розрахована за формулою:

$b = 325 \cdot n + 46$, де n – кількість базових комірок у блоці.

Зазначимо деякі особливості модулів системи SafePlus стосовно модулів системи SafeRing.

Модуль V. Цей модуль має ті ж функції, що й модуль V системи SafeRing, а також аналогічну конструкцію, але вакуумний відмикач може мати номінальний струм 200 А або 630 А. У першому випадку цей модуль слід застосовувати для підключення силового трансформатора, тож відмикач буде здійснювати його захист, а у другому випадку цей модуль може бути застосований як фідерний і відмикач буде здійснювати захист увідного кабелю від можливих надструмів, спричинених перевантаженнями та короткими замиканнями. При номінальній напрузі мережі 12 кВ здатність до відмикання коротких замикань відмикача становить 16 кА (середньоквадратичне значення очікуваного струму к.з. в усталеному режимі), а здатність до вмикання коротких замикань – 52,5 кА (пікове значення очікуваного струму к.з.). Короткочасно витримуваний струм при тривалості його дії 0,5 с, 1 с та 3 с відповідно становить 16 кА, 16 кА (при застосуванні прохідних ізоляторів серії 200 – див. рис. 12 у попередній публікації) та 21 кА (при застосуванні прохідних ізоляторів серії 400).

Модуль CB. Цей модуль (рис. 16) випускається у вигляді окремого блоку, його бак має ширину двох базових комірок, відтак ширина цього модуля дорівнює 696 мм. У модуль CB вмонтовується пружинно-моторний вакуумний відмикач (Circuit-Breaker) VD-4 з номінальним струмом 630 або 1250 А, отже його слід застосовувати як фідерний. При номінальній

напрузі мережі 12 кВ здатність до відмикання коротких замикань відмикача становить 25 кА, а здатність до вмикання коротких замикань – 62,5 кА. Короткочасно витримуваний струм при тривалості його дії 1 с та 3 с відповідно становить 16 кА, 16 кА та 21 кА.

Цей модуль випускається з низьковольтною надбудовою релейного захисту. Висота високовольтної частини модуля СВ є стандартною – 1336 мм, а загальна висота – 1806 мм. Загальна шина цього модуля-блоку з'єднується з загальними шинами сусідніх блоків за допомогою аксесуарів верхнього приєднання, а фідерний кабель приєднується знизу, через кабельний відсік, причому при струмі 630 А приєднання здійснюється одним кабелем, а при струмі 1250 А – двома кабелями (рис. 17). Відповідно глибина модуля становить 765 мм (630 А) або 860 мм (1250 А).



Рис. 16. Модуль СВ системи SafePlus

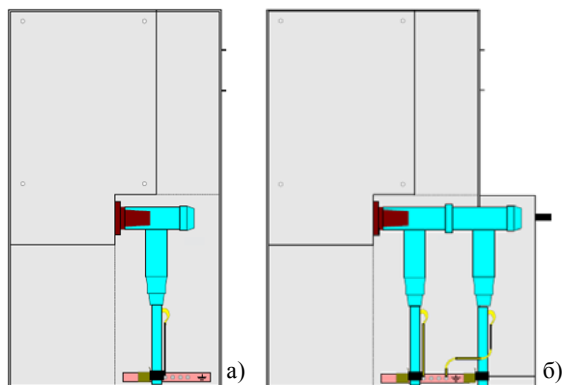


Рис. 17. Приєднання фідерних кабелів до модуля СВ при номінальному струмі відмикача 630 А (а) та 1250 А (б). Останній спосіб може застосовуватися і в інших випадках, коли приєднання має здійснюватися двома кабелями

Модуль Sl. Цей модуль дозволяє здійснити секціонування (Sectionalization) розподільного пристрою з вимикачем-роз'єднувачем у якості секційного комутаційного апарата і складається з однієї або двох модульних комірок – шириною 325 мм та 650 мм відповідно (рис. 18).



Рис. 18. Модулі для секціонування розподільних пристроїв з секційним вимикачем-роз'єднувачем

Більш економічний модуль Sl шириною 325 мм (рис. 18, а) може бути застосований, якщо він розташований у блоці між іншими модулями або зліва. Якщо ж модуль Sl має бути розташований у блоці справа, то слід застосовувати модуль шириною 650 мм (рис. 18, б). Цей модуль може бути виготовлений у вигляді окремого блоку.

Модуль Sv. Цей модуль, як і модуль Sl, дозволяє здійснити секціонування розподільного пристрою, але в ньому у якості секційного комутаційного апарата застосовується вакуумний відмикач (circuit-breaker). Модуль Sv міститься у двох базових комірках (рис. 19) і може застосовуватися в одному блоці з іншими модулями, а також у вигляді окремого блоку.

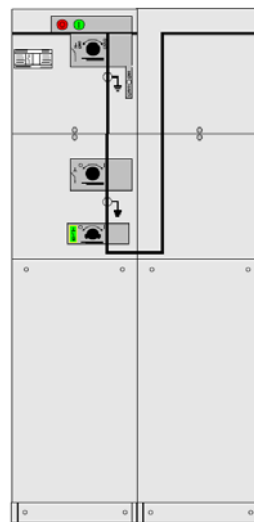


Рис. 19. Модуль для секціонування розподільних пристроїв з секційним вакуумним відмикачем

Модуль М та Mt. Ці модулі на відміну від усіх інших модулів системи SafePlus мають повітряну ізоляцію і випускаються у вигляді окремих блоків. У них розміщують вимірювальні трансформатори для забезпечення обліку спожитої електроенергії.

Модуль М має низьковольтну надбудову (рис. 20) і, завдяки застосуванню спеціальних вузьких трансформаторів струму та напруги (CTs and VTs with dimensions according to DIN 42600 Narrow type), має стандартні розміри для блоків, які складаються з двох базових комірок: глибину – 765 мм, ширину – 696 мм та загальну висоту – 1806 мм (1336 мм – без надбудови).

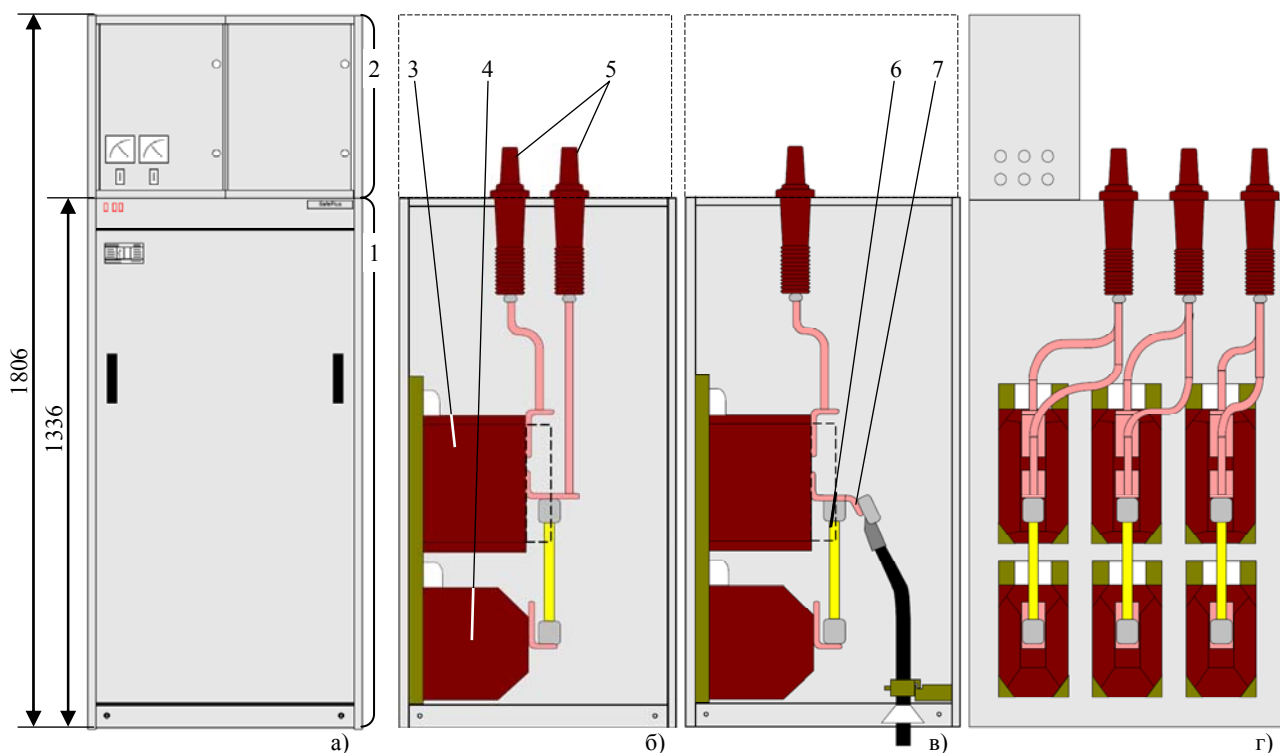


Рис. 20. Модуль М: а – загальний вигляд спереду; б – вміст трансформаторного (високовольтного) відсіку при верхньому приєднанні кабелів; в – вміст трансформаторного відсіку при верхньому увідному та нижньому вивідному приєднанні; г – вміст трансформаторного відсіку (вид збоку). 1 – трансформаторний (високовольтний) відсік; 2 – низьковольтний відсік (надбудова) для вимірювальних приладів; 3 – трансформатор струму; 4 – трансформатор напруги; 5 – прохідні ізолятори (bushings) для верхнього приєднання; 6 – запобіжник для захисту трансформатора напруги; 7 – вивід для нижнього приєднання кабелю.

На відміну від модулів М, модулі Мt передбачають можливість встановлення вимірювальних трансформаторів іншої конструкції (й інших виробників), а відтак мають й більші габаритні розміри: глибину – 1047 мм, ширину – 800 мм та висоту – 1806 мм.

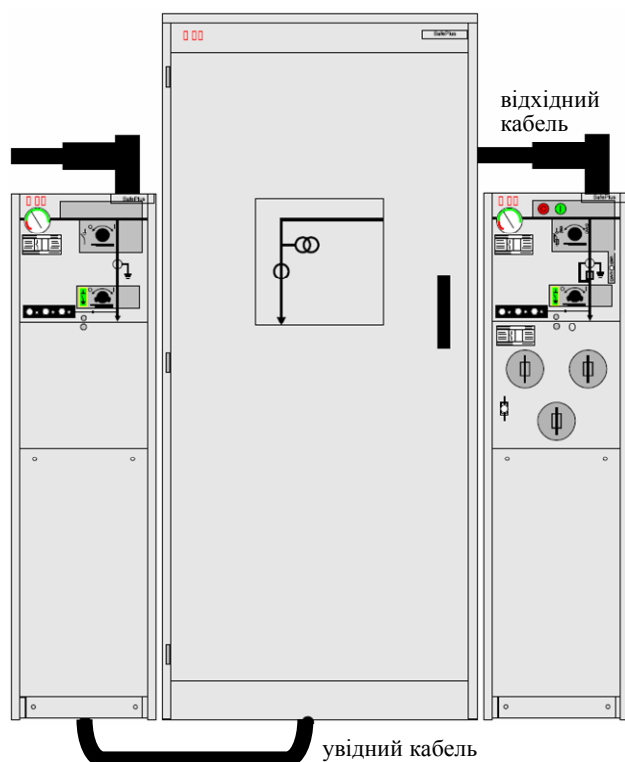


Рис. 21. Приєднання до модуля Мt: увідний кабель – знизу, вхідний кабель – зверху справа

Увідний кабель завжди підводиться до модуля Мt знизу, а вхідний кабель може підводиться як знизу – для нижнього приєднання до сусідніх модулів, так і збоку (зліва або справа) – для верхнього приєднання до сусідніх модулів (рис. 21).

Модуль D (Direct cable connection) на відміну від модуля De (див. попередню публікацію) здійснює пряме з'єднання загальної шини з кабельним виводом, не містить у своєму складі перемикача уземлення, отже не здійснює уземлення загальної шини та кабельного виводу. Застосування цього модуля дозволяє, наприклад, приєднати загальну шину безпосередньо до живильного кабелю. Такий спосіб приєднання є цілком допустимим, оскільки кабель обов'язково захищається на його вході, а вірогідність короткого замикання на загальній шині всередині блоку SafeRing/SafePlus близька до нуля. Як варіант, цей модуль можна застосувати для забезпечення розширення (у майбутньому) розподільного пристрою, не використовуючи верхнього або бокового приєднань.

Модуль Be (Busbar earthing) здійснює уземлення загальної шини. Така необхідність може виникнути, наприклад, при виведенні у ремонт однієї секції секціонованого розподільного пристрою. Його слід застосовувати також, коли у майбутньому передбачається розширення розподільного пристрою, оскільки при проведенні розширення уземлення загальної шини має здійснюватися обов'язково, щоб убезпечити обслуговуючий персонал від можливих дотиків до небезпечних частин.

Цоколі. Якщо блоки системи SafeRing/SafePlus монтуються безпосередньо на підлозі, відстань між центром кабельного з'єднувача та підлогою (595 мм) може виявитися недостатньою для належного укладання кабелю, коли у приміщенні нема кабельної траншеї. У цьому випадку слід застосовувати спеціальні цоколі (base frame) заввишки 450 мм (високий цоколь) та 290 мм (низький цоколь), які можуть бути встановлені під модулями C, F, V, SI, Sv, D, De, Be, CB та M.

Цоколі монтують безпосередньо під блоком, отже вони виготовляються різної ширини у залежності від кількості n базових комірок у блоці. Ширина w цоколя дорівнює ширині блоку без бокових стінок баку: $w = 325 \cdot n$. Цоколі не мають піддонів та кришок, отже не створюють перешкод для кабелів, що підводяться знизу до кабельного відсіку. Крім того, у бокових стінках цоколів зроблені пази для введення кабелів збоку (справа та зліва).

У цоколях є достатньо місця для розміщення трансформаторів струму (датчики струму для релейного захисту або вимірювальні трансформатори) а також диференційних трансформаторів у якості датчиків струмів витоку, що виникають при замиканнях на землю. У низькому цоколі можуть бути розміщені три трансформатори струму або один диференційний трансформатор, а у високому цоколі – три трансформатори струму та диференційний трансформатор разом (рис. 22).

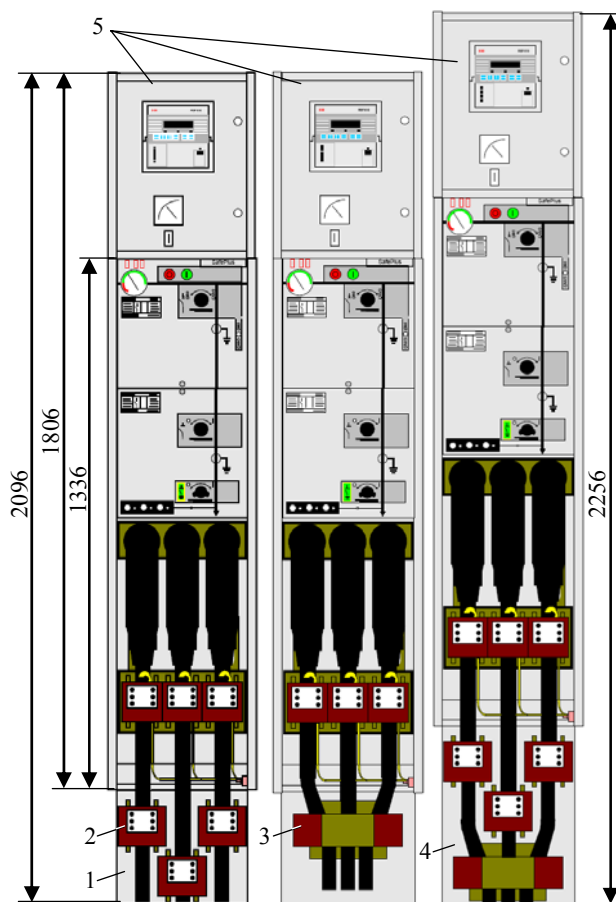


Рис. 22. Блоки системи SafePlus з цоколями, всередині яких змонтовані вимірювальні трансформатори, та низьковольтними відсіками для релейного захисту: 1 – низький цоколь; 2 – трансформатор струму; 3 – диференційний трансформатор; 4 – високий цоколь; 5 – низьковольтний відсік для релейного захисту

Бокове розширення (Side extension). Блоки системи SafeRing/SafePlus мають обмежену ширину – чотири модулі в системі SafeRing та п'ять модулів в системі SafePlus. Якщо розподільний пристрій має складатися з більшої кількості модулів, він повинен бути побудованим з декількох блоків, належним чином з'єднаних, зокрема за допомогою аксесуарів бокового розширення (при струмі загальних шин до 400 А), які замовляються опційно, при цьому блоки поставляються у двох варіантах – з пластиковими (рис. 23, а) або металевими (рис. 23, б) кришками на рознімачах, розташованих вверху бокових стінок (лівої або правої).

Після зняття захисних кришок в рознімачі вставляють підпружинені контактні трубки (рис. 23, в) та ізолювальні трубки з попередньо змащеними кінцевими поверхнями (рис. 23, г). Далі блоки зсувають (рис. 23, д) та стягують за допомогою спеціальних шпильок (рис. 23, е), в результаті чого утворюється розширений розподільний пристрій (рис. 24).



Рис. 23. Етапи з'єднання блоків за допомогою аксесуарів бокового розширення

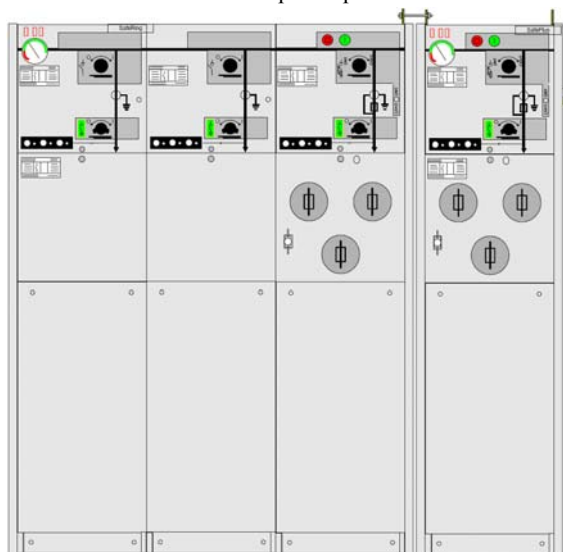


Рис. 24. Два блоки, з'єднані за допомогою аксесуарів бокового розширення

Система зовнішніх шин або розширення зверху (External busbars on top) може бути реалізована в блоках системи SafePlus з робочими струмами у загальних шинах до 1250 А. Зовнішні шини з'єднують окремі блоки (рис. 25) і створюються за допомогою прохідних ізоляторів (bushings), які опційно розміщуються у кришках блоків. До прохідних ізоляторів приєднують кінцеві адаптери (end adapters) або прохідні адаптери (cross adapters), між якими розміщують зовнішні шини, довжина яких залежить від з'єднуваних модулів. Адаптери та шини повністю екрановані (екрани заземлюються) та вкриті надійною гумовою ізоляцією.

Якщо у майбутньому передбачається розширення розподільного пристрою, його крайній блок, до якого будуть приєднуватися додаткові блоки, споряджається кінцевим рознімачем (end receptacle) – прохідним ізолятором, вкритим екранованою (із заземленим екраном) та ізольованою кришкою.



Рис. 25. Прохідні ізолятори (1), адаптери (2) та зовнішні шини (3) на кришках блоків SafePlus

Варіанти розміщення адаптерів, зовнішніх шин та кінцевих з'єднувальних розеток зображено на рис. 26 та рис. 27.

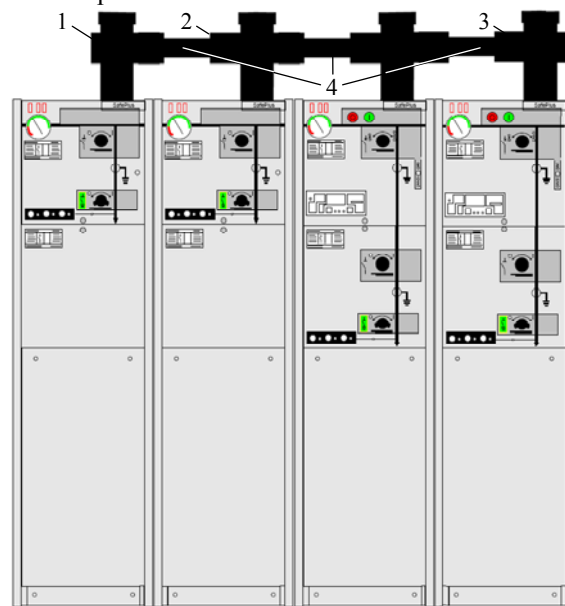


Рис. 26. Чотири блоки SafePlus, з'єднані зовнішніми шинами: 1 – кінцевий (лівий) адаптер; 2 – прохідні адаптери; 3 – кінцевий (правий) адаптер; 4 – зовнішні шини

Обмежений обсяг даної публікації не дозволяє детально розглянути усі додаткові можливості розподільних систем SafeRing та SafePlus. Перерахуємо лише основні з них:

- широкий діапазон пристроїв релейного захисту – надійних та зручних в експлуатації; ці пристрої живляться від трансформаторів струму й не потребують зовнішніх джерел живлення;
- широкий набір допоміжних пристроїв – електродвигуновий привід для комутаційних апаратів, низьковольтні відсіки у надбудовах, індикатори коротких замикань, блокувальні ключі Ronis, котушки розчеплення, комбіновані датчики (combisensors) тощо.

Всі ці пристрої є високонадійними й забезпечують тривалу безвідмовну експлуатацію, про що свідчить більш ніж 30-річний досвід експлуатації систем SafeRing та SafePlus. До цього слід додати легке монтування системи та зручність її експлуатації й фактичну відсутність необхідності технічного обслуговування, у тому числі будь-якої роботи з елегазом, відсутність доступу до частин, що знаходяться під високою напругою, оскільки блоки систем SafeRing та SafePlus є повністю герметизованими й екранованими.

Системи SafeRing та SafePlus дуже популярні в Європі та, завдяки своїм суттєвим достоїнствам, набувають популярності і в Україні – за останні три роки ці системи впроваджені майже на 20 об'єктах нашої країни.

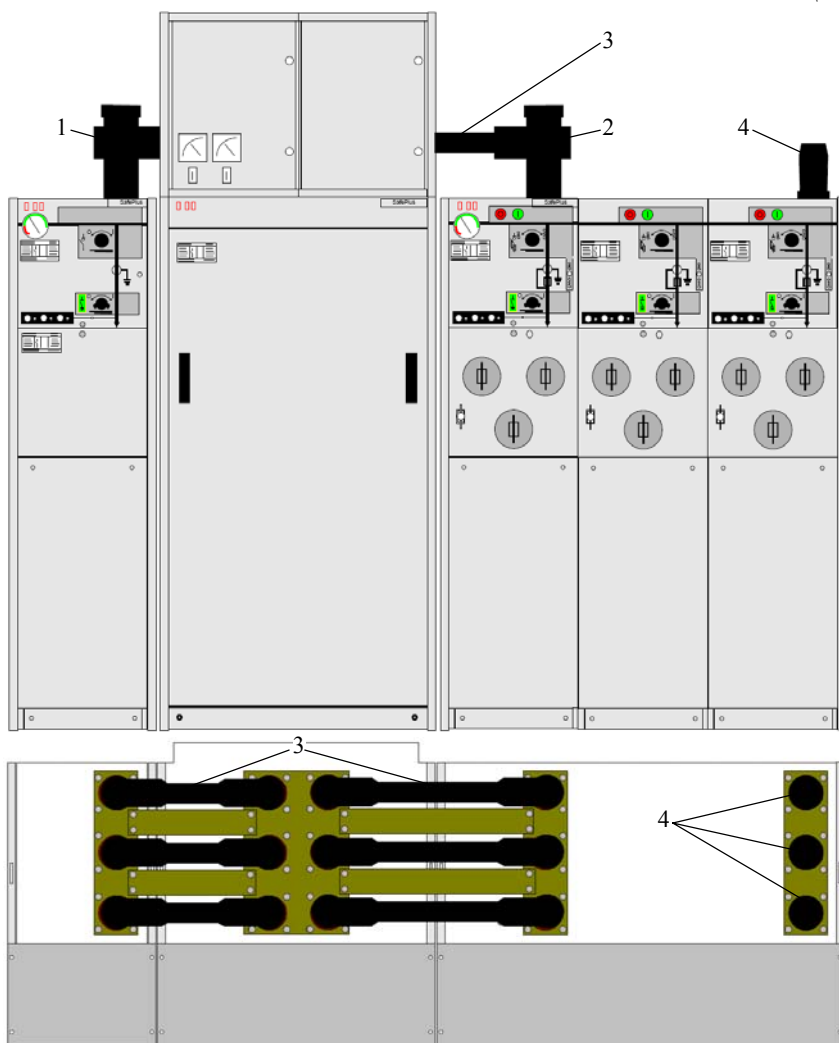


Рис. 27. Блоки С, М та 3F системи SafePlus, з'єднані зовнішніми шинами: 1 – лівий кінцевий адаптер; 2 – правий кінцевий адаптер; 3 – зовнішні шини; 4 – кінцеві рознімачі (прохідні ізолятори) з ізольованими та екранованими кришками