





ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ  
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ —  
КОЛЛЕКТИВНЫЙ ЧЛЕН АКАДЕМИИ  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ НАУК РФ  
Издается с января 1930 года

№ 9 СЕНТЯБРЬ 1998

## УЧРЕДИТЕЛИ

ДЕПАРТАМЕНТ МАШИНОСТРОЕНИЯ  
МИНПРОМа РФ (г. МОСКВА)  
АО «ЭЛЕКТРОВЫПРЯМИТЕЛЬ»  
(г. САРАНСК)  
АООТ «ХОЛДИНГОВАЯ КОМПАНИЯ  
«ЭЛЕКТРОЗАВОД» (г. МОСКВА)  
АО «ЭЛЕКТРОНИКА» (г. ВОРОНЕЖ)  
АО «ВЭЛНИИ» (г. НОВОЧЕРКАССК)  
АССОЦИАЦИЯ ИНЖЕНЕРОВ СИЛОВОЙ  
ЭЛЕКТРОНИКИ (г. МОСКВА)  
АССОЦИАЦИЯ «АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ  
ЭЛЕКТРОПРИВОД» (г. МОСКВА)  
НТА «ПРОГРЕССЭЛЕКТРО»  
(г. МОСКВА)  
АО «РОСЭЛПРОМ» (г. МОСКВА)  
НИИ «ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ»  
(г. ЗАПОРОЖЬЕ)

## СОВЕТ УЧРЕДИТЕЛЕЙ

ИВАНОВ В.Н., ЧИБИРКИН В.В., МАКАРЕВИЧ Л.В., МЕЩЕРЯКОВ В.М.,  
ЩЕРБАКОВ В.Г., КОВАЛЕВ Ф.И. (председатель совета), ЮНЬКОВ М.Г., ПОДАРУЕВ А.И., ГЛОВАЦКИЙ А.В., АНДРИЕНКО П.Д.

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор  
**КОЧЕТКОВ В.Д.**

БЕЛКИН Г.С., ДАЦКОВСКИЙ Л.Х.,  
ДОЛКАРТ В.М., КОПЫЛОВ И.П.,  
ЛУРЬЕ А.И., МАВЛЯНБЕКОВ Ю.У.,  
МОСКАЛЕНКО В.В., РОЗАНОВ Ю.К.,  
СЛЕЖАНОВСКИЙ О.В. (зам. главного  
редактора), ТРУБАЧЕВ С.Г.,  
ТУБИС Я.Б., УСОВ Н.Н., ФИНКЕЛЬ Э.Э.,  
ФЛОРЕНЦЕВ С.Н., ХОТИН В.А.

Адрес редакции:

123242, Москва,  
Зоологическая ул., 11, комн. 213

Факс/телефон: 254-11-52

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

- Свечарник Д.В., Зabora И.Г.** Машинно-трансформаторный агрегат ..... 1  
**Голубев А.Н., Лапин А.А.** Математическая модель синхронного двигателя с многофазной статорной обмоткой ..... 8

## ТРАНСФОРМАТОРЫ

- Приходько А.Я.** Симметрия напряжений трансформаторов в схеме неравноплечего зигзага при коротком замыкании ..... 13  
**Карасев В.В.** Целесообразность разработки разрезных магнитопроводов типа ШЛ и ПЛ из аморфных и нанокристаллических сплавов для преобразовательных реакторов и трансформаторов ..... 19

## ИССЛЕДОВАНИЯ

- Копылов И.П., Гандилян С.В., Гандилян В.В.** Некоторые вопросы обобщенного физико-математического моделирования электромеханических преобразователей энергии ..... 25  
**Шакиров М.А., Майоров Ю.А.** Применение конформных отображений для полей в воздушном зазоре явнополюсных машин с гладким статором при наличии эксцентрикситета ..... 41  
**Булатов О.Г., Чаплыгин Е.Е., Алешин М.Л., Николаенко М.П.** Преобразователи постоянного напряжения с индуктивным дозирующим элементом ..... 47  
**Никитенко А.Г., Бахвалов Ю.А., Никитенко Ю.А., Щербаков В.Г.** О проектировании электромагнитов с заданными динамическими свойствами ..... 53  
**Масандилов Л.Б., Мельник Р.Р.** Система программ для расчета и анализа асинхронного электропривода с реверсивным тиристорным преобразователем напряжения ..... 58

## ХРОНИКА

- Лебедев В.И.** Хотьковскому ЗАО "Электроизолит" — 60 лет .... 63

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МАШИНЫ

## Машинно-трансформаторный агрегат

Д.В.СВЕЧАРНИК, доктор техн. наук, И.Г.ЗАБОРА, канд.техн.наук

В конструкции современных электрических машин сочетаются магнитопроводы и обмотки — обычно в пазах между магнитопроводящими зубцами размещаются токопроводящие обмотки. Создание требуемого эффекта от действия электрической машины — вращающего момента на оси двигателя или ЭДС в обмотках генератора осуществляется только благодаря взаимодействиям в машине магнитных потоков, созданных обмоткой возбуждения и обмотками фаз, постоянным магнитом и обмотками фаз и т.п.

Но совместное размещение токо- и магнитопроводящих элементов, подвод тока к статору и, особенно, ротору машины, создающие определенные трудности и ограничения, нельзя считать единственным и оптимальным решением создания электрической машины. Ниже описывается машинно-трансформаторный агрегат (МТА), состоящий из машинного и трансформаторного устройств, отличающийся тем, что к его машинному устройству не подведены внешние источники или потребители электрического тока и оно состоит из магнитопроводов, размещенных как на его подвижной части — роторе, так и на неподвижной — статоре, а у трансформаторного устройства, состоящего из обмоток и магнитопроводов, последние непосредственно соединены с упомянутыми магнитопроводами статорной части машинного устройства. Токи создают магнитные потоки или создаются благодаря изменениям магнитных потоков в условиях наибольшей надежности в эксплуатации и наилучшей ремонтопригодности, наименьших ограничений по напряжению, наличия дополнительных возможностей по обеспечению охлаждения и др.

Показана возможность выполнения в виде таких агрегатов любого из существующих типов машин — синхронных (реактивных, с электромагнитным возбуждением и/или постоянными магнитами, индукторных), асинхронных, где традиционным остается только ротор (короткозамкнутый непосредственно или через кольца), а также машины с ха-

рактеристиками коллекторного двигателя постоянного тока (с ротором, замкнутым на систему диодов) [1].

Рассмотрим выполнение такого машинно-трансформаторного агрегата в виде синхронного генератора, особенно при низкооборотном движителе, например, гидро- или ветродвигателе, когда требуется для безредукторного исполнения сверхвысокая многополюсность, обеспечиваемая зубчатостью поверхности ротора и статора, обращенных к зазору. На рис.1 показан продольный разрез агрегата, а на рис.2 — поперечные разрезы при высокой многополюсности, обеспечивающей значительным количеством зубцов, как это имеет место и в современных индукторных генераторах, где нет присущему этому типу машины частичного изменения потокосцеплений вида  $\Phi = \Phi_m(a + b \sin\alpha)$ . Значения  $a$  и  $b$  определяются отношением полюсного деления  $2\tau$  к зазору  $\delta$ .

Детальный теоретический анализ, приведенный в частности в [2], показывает, что при  $2\tau/\delta \geq 20$ ,  $a \leq 0,7$  и  $b \geq 0,3$  с обмотками, размещенными в трансформаторной части агрегата, сцепляется:

$$\Phi_- = \Phi_m(a + b \sin\alpha) - \Phi_m(a - b \sin\alpha) = 2b\Phi_m \sin\alpha.$$

$$\text{При } 2\tau/\delta \geq 40 b = 0,4 \text{ и } \Phi_- \approx 0,8\Phi_m \sin\alpha.$$

Т.е. машина (генератор, двигатель) работает не как индукторная, а как обычная синхронная машина с ненамного уменьшенной амплитудой магнитного потока, сцепляющегося с обмоткой якоря, но с весьма существенными преимуществами: она бесконтактна и сверхвысокополюсна. Например, серийный гидрогенератор СВ 1285/275-42У4 с  $n = 142,8$  об/мин имеет ротор с 42 обмотанными полюсами, к которым ток подводится через систему колец и щеток. Предлагаемая конструкция МТА-генератора имеет ротор-шестеренку с 21 зубцом (42 полюсами) без каких-либо обмоток на них, а потоки создаются одной неподвижной кольцевой обмоткой возбуждения. Как показывают расчеты, у МТА масса меди для обмоток возбужде-

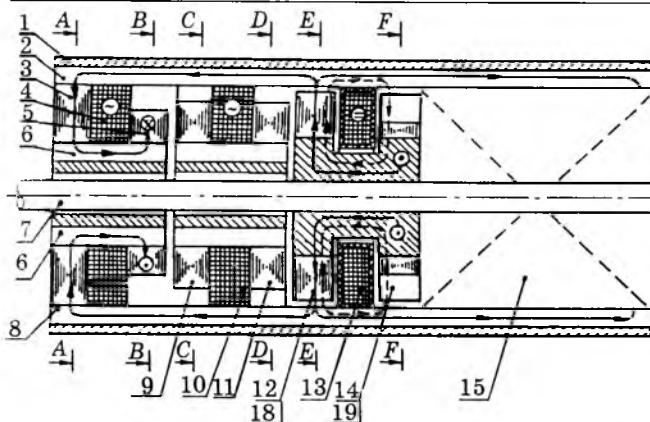


Рис.1. Продольный разрез машинно-трансформаторного агрегата

ния на порядок меньше, а потери в цепи возбуждения примерно 40 кВт — вместо 3000 кВт у СВ 1285/275-42У4. Обмотка якоря размещается в 252 пазах у СВ 1285/275-42У4 с напряжением  $U_g = 15,8$  кВ. Для связи с линией передачи, например с  $U_1 = 220$  кВ, требуется трансформаторная подстанция. У предлагаемого машинно-трансформаторного агрегата на фазах якоря (6 катушек на 3 фазы) реализуется непосредственно напряжение линии передачи — трансформаторов не требуется. Но даже сам генератор СВ 1285/275-42У4 имеет массу 1790 т ( $D = 14,5$  м,  $H = 8$  м) и требуется еще трансформаторная подстанция. По предварительным расчетам масса машинно-трансформаторного агрегата на ту же мощность (711 МВт) будет в 4 раза меньше (при  $H = 8$  м,  $D = 7$  м) с выдачей напряжения  $U_g = 220$  В непосредственно в сеть. Простая, дешевая и малогабаритная, с высокой многополюсностью машина позволяет создать и малые, например, автомобильные генераторы, намного более дешевые, надежные, меньшей массы. Машины, конечно, обратимы — указанные выше преимущества относятся и к двигателям — синхронным, реактивным, мощным и малым. Наличие врачающегося поля в зазоре машинной части агрегата позволяет установить там вместо ротора с возбуждением постоянным током (или потоком от постоянного магнита) ротор с фазной, например, короткозамкнутой обмоткой, получив бесфазовый многополюсный асинхронный двигатель с минимальным количеством сосредоточенных обмоток на статоре. Затем, при питании об-

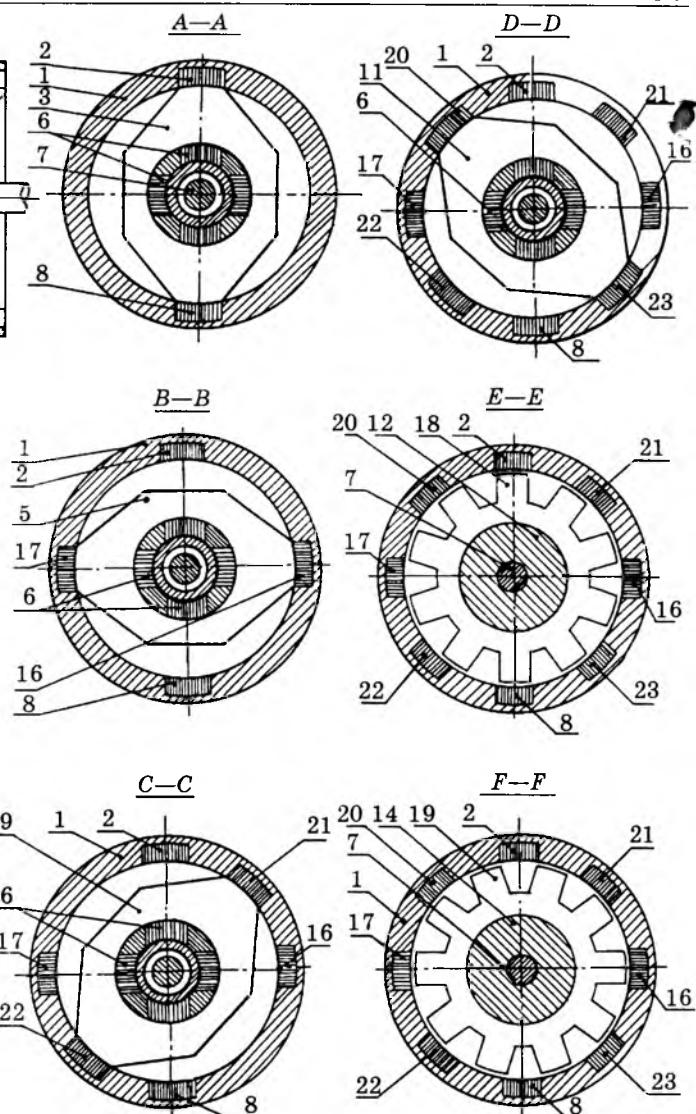


Рис.2. Поперечные разрезы машинно-трансформаторного агрегата

мотки возбуждения в синхронном варианте переменным током можно получить сельсин (в том числе так называемый сельсин — двигатель) на любую мощность. Наконец, если при этом, имея  $p$  пар полюсов в системе, возбуждаемой переменным током, якорные обмотки закоротить на систему диодов и создавать дополнительно в машинной части постоянный поток с  $2p$  пар полюсов (например, от постоянного магнита), можно получить характеристики, присущие коллекторным машинам.

Устройство машинно-трансформаторного агрегата в варианте синхронной машины четырехфазной, двадцатиполюсной, иллюстрируется на рис.1,2. На рис.1: 1 — корпус агрегата; 2 — продольный шихтованный пакет первой фазы ("верхний", "первый"); 3 — поперечный шихтованный пакет 1-й

фазы ("левый"); 4 — якорная катушка — обмотка 1-й фазы; 5 — поперечный шихтованный пакет 1-й фазы ("правый"); 6 — продольные шихтованные пакеты сердечника 1-й фазы; 7 — вал машины; 8 — продольный шихтованный пакет 1-й фазы ("нижний", "пятый" — из размещенных на статоре восьми пакетов); 9 — поперечный шихтованный пакет 2-й фазы ("левый"); 10 — якорная катушка — обмотка 2-й фазы; 11 — поперечный шихтованный пакет 2-й фазы ("правый"); 12 — левое кольцо ротора из ферромагнитного материала с  $p$  зубцами (в данном варианте десятью); 13 — обмотка возбуждения; 14 — правое кольцо ротора с зубцами, оси которых смешены по дуге на  $\tau$ ; 15 — при оптимальном использовании габаритов агрегата правая трансформаторная часть, повторяющая левую с двумя катушками якорной обмотки и четырьмя поперечными шихтованными пакетами (не показаны на рисунке); 16 — третий продольный пакет по окружности статора; 17 — седьмой продольный пакет по окружности статора; 18 — зубцы левого кольца ротора; 19 — зубцы правого кольца ротора; 20 — восьмой продольный пакет по окружности статора; 21 — второй продольный пакет по окружности статора; 22 — шестой продольный пакет по окружности статора.

Машинно-трансформаторный агрегат работает следующим образом. Обмотка возбуждения 13 создает магнитные потоки по параллельным путям (в положении, показанном на рис.1, 2): левое кольцо ротора 12, его десять зубцов 18, из них (через соответствующие зазоры) в восемь продольных пакетов статора. В статоре эти потоки параллельно разветвляются в каждом из пакетов вправо и влево, причем при наличии правой трансформаторной части — вправо, на две части потоков. Одна из них, показанная пунктиром на рис.1, не сцепляющаяся с обмотками якоря — поток рассеяния. Другая, являясь основными потоками продольных пакетов, проходящими через поперечный пакет 3 в пакет сердечника 6 "Слева направо" и далее, через поперечный пакет 5 в продольные пакеты 16 и 17, в зубцы 19 правого кольца 14, сцепляется с катушкой якоря 1-й фазы. Это путь наи-

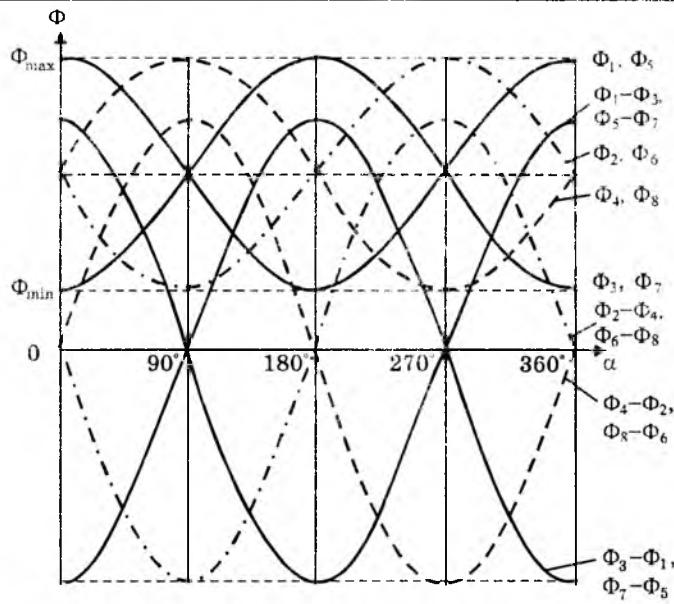


Рис.3. Зависимость магнитных потоков и потокосцеплений от угла поворота ротора в четырехфазном МТА-генераторе

большей магнитной проводимости, соответствующей  $\Phi_1$  и  $\Phi_5$  в точке  $\alpha = 0$  на рис.3. Но через зубцы 18 левого кольца 12 ротора протекает поток через зазоры (наибольшие в положении, показанном на рис.1,2 в пакеты 16, 17, в правый поперечный пакет 1-й фазы 5, через сердечник 6 катушки 4 1-й фазы навстречу описаным выше потокам  $\Phi_1$  и  $\Phi_3$  ( $\Phi_5$  и  $\Phi_7$  на рис.3), т.е. изменяющиеся только по значению, как в индукторных машинах, потоки образуют при вращении ротора знакопеременные потокосцепления (рис.3), как у классической синхронной машины.

Аналогично образуются знакопеременные потокосцепления во 2-й фазе. Четыре катушки якоря образуют четырехфазную систему, как показано на рис.3. Соответственно, например, при  $p = 2$  зубцов ротора 21 и 2 пакетов статора, равном 18, получаем МТА с трехфазной системой с тремя параллельными потоками одного направления и тремя параллельными потоками встречного направления в каждой фазе, данные расчета которой приведены выше.

Катушка возбуждения также может быть выведена из машинной части, но вариант с размещением ее внутри машинной части (она не связана с значением напряжения и может быть защищена от воздействия любой среды), как это показано на рисунках и описано выше, представляется предпочтительным. Ожидаемые результаты внедрения приводятся в таблице. Исследования малогабаритных реальных образцов подтвердили расчетные данные.

Преимущества предлагаемого типа электрических машин не только в их наибольшей надежности, технологичности изготовления и простоте эксплуатации (все обмотки неподвижны и удалены от вращающихся частей, машинная часть может быть в воде, во взрывоопасной среде и т.п., обмотки — в масле, под напряжением высоковольтной сети), но и существенном удешевлении. Например, как уже указывалось, у гидрогенераторов СВ 1285/275-42У4 катушки возбуждения на полюсах (у предлагаемого агрегата одна), распределенные в 252 пазах якоря обмотки из полых медных полос (всего  $m_{\text{меди}} \approx 400$  т при  $m_{\text{общ}} \approx 1790$  т) на 15,8 кВ, затем трансформатор с первичной и вторичной обмотками. В предлагаемом агрегате в каждой фазе по одной обмотке сразу на напряжение высоковольтной сети. По предварительным оценкам меди необходимо на порядок меньше; все обмотки — кольцевые, простые и надежные. Использование гидрогенератора СВ 1285/275-42У4 требует машинного зала и трансформаторной подстанции, а МТА — только что-то вроде одной подстанции.

Но и для машин средней мощности представляет интерес применение этой конструкции, в частности, для генераторов, от которых требуется в широких пределах постоянство отдаваемой мощности, например, тепловозных генераторов. Покажем, что своеобразные пути прохождения потока реакции якоря непосредственно, без специального регулирования, позволяют обеспечить на широком участке, примерно между 0,45 и 0,9 максимального тока (тока КЗ) получение мощности с постоянством порядка  $\pm 10\%$  от

максимума отдаваемой мощности. Действительно, если у обычных синхронных машин с распределенными якорными обмотками ось потока реакции якоря пространственно смешена от оси потока возбуждения, то у рассматриваемых машин оси этих потоков пространственно совпадают — имеет место лишь временный сдвиг. При активной (выпрямительной, в том числе) нагрузке, поток реакции якоря, совпадая по фазе с током якоря, отстает примерно на  $\pi/2$  (на  $1/4$  периода переменного тока) от результирующего потока.

Проведем анализ внешней характеристики МТА для эквивалентных одновитковых обмоток возбуждения и якоря. При сосредоточенных обмотках в катушках соответственно с сечениями  $S_b$  и  $S_a$ , например, при коэффициенте заполнений  $K_{\text{зап.в}} = K_{\text{зап.а}}$  (в расчетах, на основании которых составлена таблица, принято  $K_{\text{зап}} = 0,6$ ) и плотности тока в якоре при номинальной нагрузке  $J_{\text{ав}}$ , равной плотности тока возбуждения  $J_b$ , имеем

$$\frac{I_{\text{ав}}}{I_b} = \frac{S_a}{S_b}. \text{ Но } I_a = \frac{E_{\text{рез}}}{R_a + R_a} \text{ совпадает}$$

по фазе с ЭДС  $E_{\text{рез}}$ , отстающей по фазе на  $\pi/2$  от  $\Phi_{\text{рез}}$  т.е.  $\Phi_{\text{рез}}^2 = \Phi_b^2 - \Phi_{a1}^2$  (рис.4). При учете обычно принимаемого дугового размера полюса  $b_{\text{п}} \approx 0,65\tau$ ,  $\tau/\delta \approx 15 \div 40$  и эквивалентном максимальном сечении зазора  $S_{\delta m} \approx 1,25b_{\text{п}}l_{\text{п}} \approx 0,8l_{\text{п}}\tau$  получаем:

$$\Phi_b = 2bB_{\delta b}S_{\delta m} \cos\alpha; \Phi_a = 2bB_{\delta a}S_{\delta m} \cos\alpha.$$

Здесь  $B_{\delta b} = \frac{I_b}{1600\delta K_{\mu}}$ , где  $K_{\mu} \approx 1,2$  учтены

Наименование	Серийный гидрогенератор СВ 1285/275-42У4	МТА-гидрогенератор МТА-Г
Тип генератора, краткая характеристика	Синхронный, вертикальный, зонтичного типа с водяным охлаждением	Машинно-трансформаторный с безобмоточным статором и ротором, бесконтактный с высоковольтным выходом
Мощность, МВ·А	711	~900
Напряжение номинальное, кВ	15,8	220
Частота вращения, об/мин	142,8	142,8
КПД, %	98,3	~99
Масса проводников обмотки, т	400	~50
Масса генератора (машинной части МТА), т	1790	~80
Масса повышающего трансформатора (трансформаторной части МТА), т	~2000	~820
Общая масса генератора и трансформатора, т	~3800	~900
Удельная мощность, кВ·А/кг	0,187	1,0

вае падение напряженности магнитного поля на участках магнитной цепи вне зазора.

Обозначая  $\frac{2bS_{\text{sm}}}{1600\delta K_{\mu}} = K_1$ , получаем  $\Phi_{\text{в}} = K_1 I_{\text{в}} \cos \alpha$ .

Аналогично  $\Phi_a = K_1 I_a \cos \alpha$ , но при активной (выпрямительной, в частности) нагрузке

$$I_a = U_a / R_{\text{в}}; \quad E_a = E_{\text{pes}} = 4,44f\Phi_{\text{pes}} =$$

$$= 4,44fK_1 \sqrt{I_{\text{в}}^2 - I_a^2} = K_2 \sqrt{I_{\text{в}}^2 - I_a^2};$$

$$U_a = E_{\text{pes}} - I_a R_a = K_2 \sqrt{I_{\text{в}}^2 - (U/R_{\text{в}})^2} - U R_a / R_{\text{в}};$$

$$U(R_{\text{в}} + R_a) = K_2 R_{\text{в}} \sqrt{I_{\text{в}}^2 - (U/R_{\text{в}})^2};$$

$$U^2(R_{\text{в}} + R_a)^2 = K_2^2 R_{\text{в}}^2 (I_{\text{в}}^2 - U^2/R_{\text{в}}^2) = K_2^2 R_{\text{в}}^2 I_{\text{в}}^2 - K_2^2 U^2;$$

$$U = \frac{K_2 R_{\text{в}} I_{\text{в}}}{\sqrt{(R_{\text{в}} + R_a)^2 + K_2^2}} = \frac{R_{\text{в}} X I_{\text{в}}}{Z}, \text{ так как}$$

$$K_2 = \frac{E}{I} = X; \quad \sqrt{(R_{\text{в}} + R_a)^2 + X^2} = Z.$$

При заданном значении  $I_{\text{в}}$  задано и  $E_0' =$

$$= X_{\text{в}} I_{\text{в}} = 1 \text{ при } I_a = \frac{E_0'}{Z}. \text{ Тогда } U = \frac{R_{\text{в}}}{Z} E_0.$$

При  $R_{\text{в}} = X$  учитываем, что обычно  $R_a \leq 0,1R_{\text{в}} = 0,1X$ .

Рассчитаем внешнюю характеристику для МТА в относительных единицах:

$E_0' = 1$  и  $I_{\text{кз}}' = 1$ , т.е. при  $I_{\text{в}}' = 1$  имеем  $X' = 1$ ;

$$R = R_{\text{в}} + R_a; \quad Z_{\text{кз}}' = \sqrt{X'^2 + 0,1^2 X'^2} = \\ = X' \sqrt{1,01} \approx X' \text{ (везде дальше опускаем знак ');}.$$

$$I_{\text{кз}} = X/Z_{\text{акз}} = 1 = I_{\text{в}}; \quad I_{a1} = 1/Z_1; \quad U = R_{\text{в}}/Z_1.$$

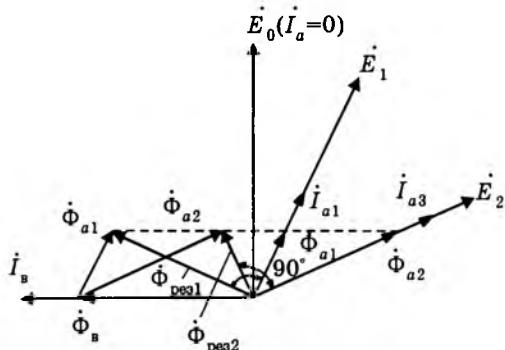


Рис.4. Векторная диаграмма токов, потоков и ЭДС МТА-генератора

Строим внешнюю характеристику, задаваясь значениями  $R_{\text{в}}$ :

$$R_{\text{в}} = 2X; X; 0,5X; 0,2X; 0 \text{ (КЗ),}$$

тогда  $Z_1 = 2,24; 1,41; 1,12; 1,02; 1$ ;

$$I_a' = \frac{1}{Z_1} = 0,45; 0,707; 0,9; 0,98; 1;$$

$$U' = \frac{R_{\text{в}}}{Z_1} = 0,9; 0,707; 0,45; 0,196; 0.$$

На рис.5 построены зависимости  $U' = f(I_a')$  и экспериментальная характеристика для базового образца с  $P_{2m} = UI_a = 25$  Вт, хорошо совпадающая с теоретической внешней характеристикой МТА (у базового образца  $R_a \approx 0,05 \div 0,1 R_{\text{в}}$ ).

Построение базового образца, оптимального по критериям сравнения во всем диапазоне мощностей, где предположительно может быть применен МТА, затруднялось необходимостью изготовления корпуса с продольными пакетами — полюсами по рис.1,2 — такие корпуса выпускаются только для бесконтактных сельсинов БД-1404 и БД-1501. Базовый образец был построен с использованием корпуса машины БД-1404 (рис.6,7). Хотя в этих габаритах не так значителен выигрыш в относительной мощности  $P' = P_a/m$ , базовый образец убедительно показал работоспособность предложенной новой принципиальной конструкции с реализацией знакопеременных потокосцеплений якорных обмоток с потоком возбуждения, возможность создания весьма высокого числа пар полюсов у безобмоточного ротора при невысоком значении потоков рассеяния и другие неординарные свойства МТА. У это-

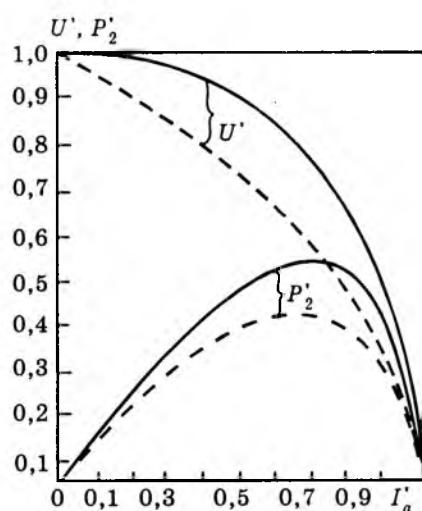


Рис.5. Зависимость приведенных значений выходного напряжения и полезной мощности от тока нагрузки МТА-генератора:  
— расчет; - - - эксперимент

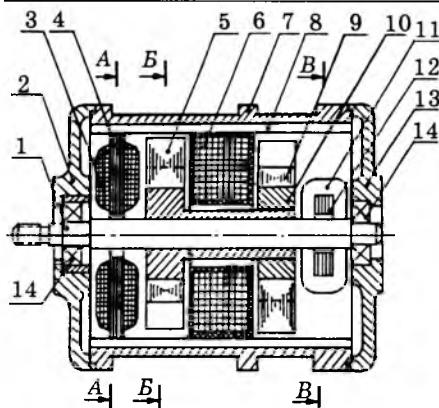


Рис.6. Продольный разрез базового образца

го образца  $P' = \frac{24,5 \text{ Вт}}{1 \text{ кг}} = 24,5 \text{ Вт/кг}$ , а например, у генератора Г-401 для легких мотоциклов  $P' = \frac{45 \text{ Вт}}{2,3 \text{ кг}} = 19,6 \text{ Вт/кг}$ .

У базового образца заметны затраты на электромагнитное возбуждение, но уместно заметить, что затраты мощности на электромагнитное возбуждение резко падают с увеличением габарита машины: отношение  $\delta$  к диаметру ротора  $d_p$  существенно уменьшается. Так, если при  $d_p = 20 \text{ мм}$  затрудни-

тельно выполнить  $\delta \leq 0,2 \text{ мм}$   $\left( \frac{\delta}{d_p} = \frac{0,2}{20} = 0,01 \right)$ ,

то при  $d_p = 1 \text{ м}$  вполне выполнимо  $\delta = 1 \text{ мм}$  и  $\frac{\delta}{d_p} = 0,001$  на порядок снижается. Отно-

сительное значение тока возбуждения примерно пропорционально  $\delta$ . В десятки раз уменьшается относительная мощность электромагнитного возбуждения еще и потому, что на любое число полюсов приходится одна катушка возбуждения. Исследованный базовый образец может быть использован и для замены генератора Г-401, непосредственно на базе выпускаемого БД-1404 (сдвоенного), лучше с возбуждением от постоянных магнитов, а на базе большего БД-1501 с массой  $m \approx 3 \div 3,5 \text{ кг}$  появляется возможность замены и других автомобильных генераторов. Но главной задачей изготовления и исследования базового образца является подтверждение возможности выпуска на базе МТА широкого класса электрических машин с лучшими параметрами, чем выпускаемые. Итак, с целью проверки правильности расчетно-те-

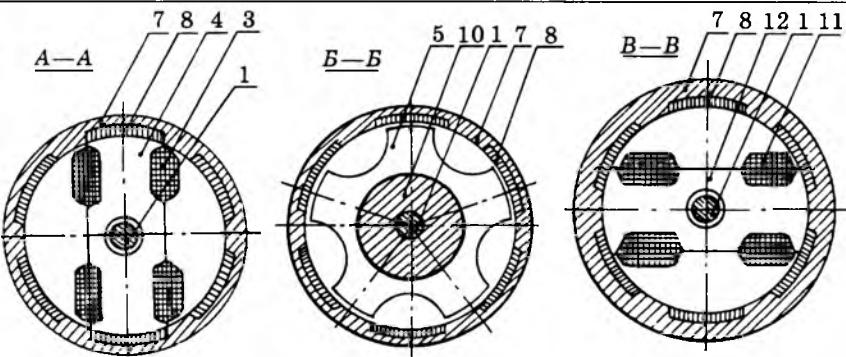


Рис.7. Поперечные разрезы базового образца

оретических положений и обработки конструктивных решений МТА были разработаны, изготовлены и испытаны базовые образцы МТА-генераторов на основе конструкции бесконтактного сельсина БС-1404 в двух- и трехфазной модификациях.

На рис.6,7 обозначены: 1 — вал ротора; 2,13 — подшипниковые щиты; 3,11 — катушки фаз обмотки ротора; 4,12 — сердечники якоря; 5,9 — зубчатые колеса ротора; 6 — кольцевая обмотка возбуждения; 7 — корпус статора; 8 — продольные пакеты магнитопровода статора; 10 — втулка ротора; 11 — подшипники.

Кольцевая обмотка возбуждения 6 намотана на жесткий каркас медным проводом ПЭТВ диаметром 0,6 мм с 560 витками. По обеим сторонам катушки возбуждения на стальной разборной втулке 10 расположены зубчатые колеса 5 и 9, выполненные из шихтованных кольцевых магнитопроводов серийных сельсинов БС-1404. Зубчатые колеса имеют полукруглые пазы (разрез  $B-B$  на рис.7) с числом зубцов, равным числу пар полюсов (в нашем случае  $Z_R = p = 5$ ). При этом зубцы этих колец сдвинуты относительно друг друга на геометрический угол  $\pi/Z_R$  рад или электрический  $p\pi/Z_R = \pi$  рад.

Зубчатые колеса со втулкой посажены на вал 1 ротора и, вращаясь с обеих сторон кольцевой катушки возбуждения с рабочим зазором  $\delta = 0,25 \text{ мм}$  относительно цилиндрической расточки статора с шестью продольными пакетами 8 из шихтованных полосок электрической стали (от сельсина БС-1404), образуют вращающуюся десятиполюсную магнитную систему возбуждения.

Катушки фаз обмотки якоря 3 и 11 намотаны проводом ПЭТМ диаметром 0,6 мм с числом витков 320 и расположены на ших-

тованных стальных стержнях 4 и 12 по обе стороны от ротора. Стержни якоря имеют цилиндрическую расточку, соприкасаются с расточкой продольных пакетов 8 магнитопровода статора (сечения A—A и B—B на рис.6,7) и сдвинуты относительно друг друга на угол  $\pi/2$  или  $r\pi/2 = 5\pi/2 = \pi/2$  рад. На тот же угол  $\pi/2$  рад оказываются сдвинуты и оси фаз обмотки якоря.

Принцип действия базового образца двухфазного генератора не отличается от принципа действия МТА-генератора, который был рассмотрен выше.

Изготовленный на базе сельсина БС-1404 образец трехфазного генератора по конструкции и принципу действия многополюсной ( $2p = 10$ ) магнитной системы возбуждения с кольцевой катушкой возбуждения не отличается от представленного на рис.6,7 двухфазного генератора. Отличие заключается в другой конструкции якорной трехфазной обмотки, 12 катушек которой были аксиально расположены на концевых участках шести продольных пакетов магнитопровода с двух сторон статора и соединены в трехфазную звезду. Сами пакеты на концах соприкасались с двумя шихтованными кольцевыми сердечниками, образуя замкнутый магнитопровод статора.

Результаты испытаний базового образца МТА-генератора с независимым возбуждением представлены на рис.8, на котором показано влияние тока регулируемой активной нагрузки  $I_n$  на выходное напряжение  $U_n$  (внешняя характеристика) и полезную мощность  $P_n$ , выделяемую на нагрузке при двух значениях постоянного тока возбуждения  $I_b = 1,4$  и  $1,8$  А.

При этом частота вращения генератора поддерживалась с помощью приводного коллекторного двигателя на уровне  $n=5000$  об/мин. Этой частоте для десятиполосного генератора соответствует частота выходного напряжения на обмотке якоря  $f \approx 417$  Гц. Выходное напряжение подавалось в двух- и трехфазных модификациях генератора на активную нагрузку через соответственно двух- и трехфазные диодные выпрямительные схемы.

Результаты испытаний показывают, что максимальная выходная мощность базового образца МТА-генератора достигает 24,5 Вт при токе возбуждения 1,8 А, чему соответствует удельная мощность  $P_{уд} = 25$  Вт/кг

при массе генератора 0,98 кг, т.е. в 1,25 раз выше удельной мощности серийно выпускаемого генератора Г-401 для легких мотоциклов,  $P_n = 45$  Вт при  $m = 2,3$  кг или в 1,8 раз больше удельной мощности у генератора Г-420, у которого  $P_n = 18$  Вт при  $m = 1,3$  кг и  $P_{уд} = 13,8$  Вт/кг [3].

Таким образом, оправдано было бы использование предлагаемых МТА не только для больших машин — турбогенераторов (что особенно хорошо видно из таблицы), тепловозных генераторов (с дополнительным преимуществом — практически постоянной отдачей мощности на реально используемом участке внешней характеристики, рис.5,9), но и, например, для массовых автомобильных генераторов, где, особенно при замене использованного в базовом образце электромагнитного возбуждения постоянным магнитом, выполненным в виде кольцевой втулки на роторе, получим не только практически удвоение отдачи мощности на единицу массы, но и менее трудоемкую (более дешевую) машину с намного большей надежностью и сроком службы. Столь же широки возможности непосредственного использования МТА и в качестве синхронных двигателей во всем диапазоне мощностей.

При этом можно ожидать снижения стоимости привода по крайней мере в 2—3 раза. Исключение части редуктора [2] у мельницы типа "каскад" путем замены вы-

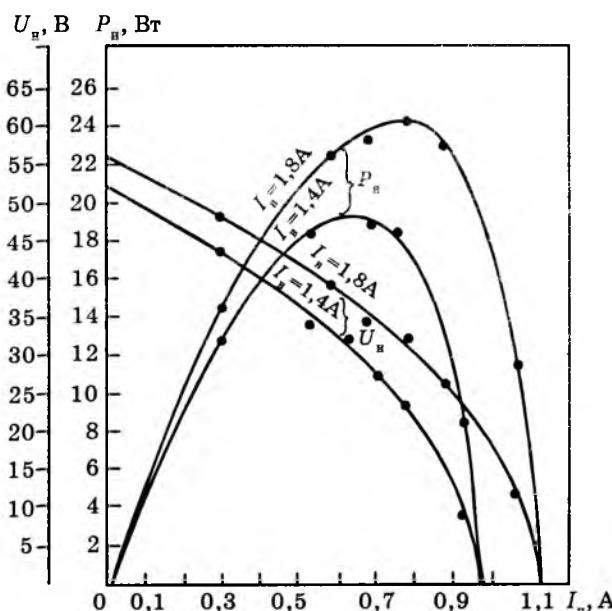


Рис.8. Зависимость выходного напряжения и полезной мощности от тока активной нагрузки для базового образца МТА-генератора

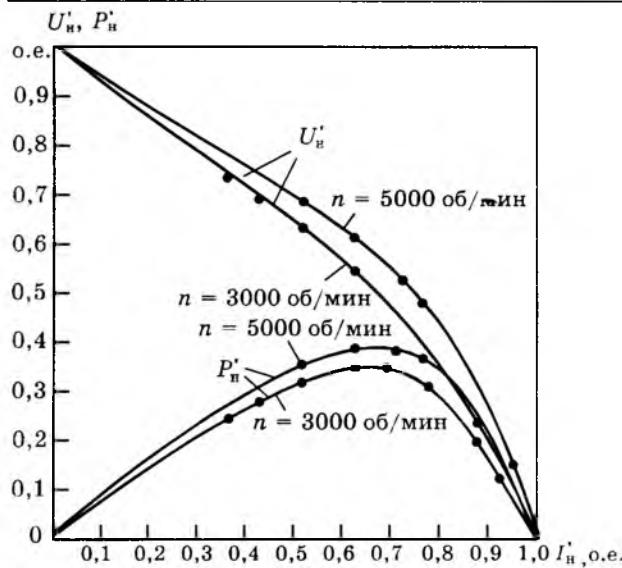


Рис.9. Зависимость приведенных значений напряжения и мощности от тока нагрузки

сокоскоростного двигателя ( $n=1000$  об/мин) низкоскоростным ( $n=125$  об/мин) позволило снизить стоимость привода более, чем в 2 раза, хотя стоимость самого двигателя возросла в 2,5 раза. Но это был синхронный двигатель обычной конструкции — высокоскоростной двигатель имел 6 обмотанных полюсов, а низкоскоростной 48... А у МТА на любое число пар полюсов-зубьев ферромагнитной шестеренки имеется только одна обмотка возбуждения. Возросла при указанной замене и надежность привода — реально частота отказов уменьшилась примерно

в 6 раз. Привод с совершенно бесконтактным МТА должен, по-видимому, оказаться еще более надежным.

Очевидна и возможность применения МТА в качестве электромашинного преобразователя частоты. Четырехполюсный двигатель ( $p=2$ ), питаемый от сети с частотой 50 Гц (обычный двигатель или МТА), вращая МТА-генератор с  $p=40$  выдавал бы напряжение с частотой  $f=1000$  Гц. При использовании МТА-двигателя с  $p=20$  для вращения МТА-генератора или обычного двигателя с  $p=2$  напряжение с частотой  $f=50$  Гц преобразовывалось бы в напряжение с частотой  $f=5$  Гц.

Можно надеяться, что массовое внедрение машинно-трансформаторных агрегатов как в качестве генераторов, так и в качестве двигателей сможет весьма существенно снизить металлоемкость и трудоемкость, соответственно и стоимость, и повысить в несколько раз надежность и срок службы продукции важнейшей отрасли современного производства — электромашиностроения.

#### Список литературы

1. Пат. 2096893 РФ. Машинно-трансформаторный агрегат//Д.В. Свечарник//Открытия. Изобретения. 1997. № 32.
2. Свечарник Д.В. Электрические машины непосредственного привода. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Справочник по электрическим машинам. Т.2/Под общ. ред. И.П.Копылова, Б.К. Клокова. М.: Энергоатомиздат, 1989.

## Математическая модель синхронного двигателя с многофазной статорной обмоткой

А.Н.ГОЛУБЕВ, доктор техн.наук, А.А.ЛАПИН

Ивановский ГЭУ

Создание широкорегулируемых электроприводов (ЭП) переменного тока — важная научно-техническая задача. Одним из перспективных направлений в ее решении является построение электромеханической системы на базе многофазных ( $m > 3$ ) электродвигателей, что позволяет получить целый ряд технико-экономических преимуществ по сравнению с трехфазными ЭП [1—3]. Поэтому в настоящее время электродвигатели с

повышенным числом фаз статорной обмотки находят все большее применение на практике. Разработка на их основе ЭП с улучшенными технико-экономическими характеристиками требует исследования регулировочных характеристик многофазной машины как объекта управления и наличия его адекватной математической модели для решения задач синтеза. При этом известные математические описания трехфазной маши-

ны, базирующиеся на допущении о синусоидальном характере распределения магнитодвижущих сил (МДС) обмоток вдоль воздушного зазора, не удовлетворяют поставленным требованиям, поскольку обмотка многофазной машины выполняется, как правило, сосредоточенной и с диаметральным шагом, вследствие чего высшие пространственные гармоники поля оказывают самое существенное влияние на энергетику двигателя [1,2].

В статье поставлена задача разработки математической модели  $m$ -фазного синхронного двигателя (СД) при соединении фаз его статорной обмотки в симметричные группы и произвольной форме питающего напряжения с выхода преобразователя частоты с учетом несинусоидального характера распределения МДС вдоль расточки магнитопровода, удобной для решения задач анализа и синтеза.

При выводе уравнений используются следующие общепринятые допущения: явления гистерезиса, насыщения и потери в стали отсутствуют; фазные обмотки статора выполнены одинаковыми. Будем также считать, что на роторе СД отсутствует короткозамкнутая демпферная обмотка, которая при частотным способе управления оказывает неблагоприятное влияние, затрудняя форсирование переходных процессов [4]. Полагаем, что в общем случае статорная обмотка  $m$ -фазной машины выполнена в виде  $m/N$   $N$ -фазных симметричных групп (пространственный сдвиг между осями соседних фаз в  $N$ -фазной системе составляет  $2\pi/N$  рад.), оси одноименных фаз которых смешены по окружности статора на  $\pi/m$  рад., и питается системой напряжений с временными сдвигами, соответствующими пространственному сдвигу фаз.

Принимая во внимание сказанное, для  $k$ -й фазы  $i$ -й  $N$ -фазной симметричной группы статорной обмотки можно записать:

$$u_{sik} = R_s i_{sik} + \frac{d\psi_{sik}}{dt}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \psi_{sik} = & L_{sl} i_{sik} + L_m \sum_{l=1}^{m/N} \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^{\infty} a(n) i_{sij} \times \\ & \times \cos \left\{ n \left[ \frac{2}{N} (j-k) + \frac{l-i}{m} \right] \pi \right\} + M \sum_{l=1}^{m/N} \sum_{j=1}^N \sum_{n=1}^{\infty} b(2n) i_{sij} \times \\ & \times \cos \left\{ n \left[ \frac{2}{N} [(1-k) + (1-j)] + \frac{1}{m} [(1-i) + (1-l)] \right] \pi \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \pi + 2\pi x \} + i_f M_f \sum_{n=1}^{\infty} c(n) \times \\ & \times \cos \left\{ n \left[ x + \left[ \frac{2}{N} (1-k) + \frac{1}{m} (1-i) \right] \pi \right] \right\}; \quad (2) \end{aligned}$$

для обмотки возбуждения

$$u_f = R_f i_f + \frac{d\psi_f}{dt}; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \psi_f = & L_f i_f + M_f \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{k=1}^N \sum_{n=1}^{\infty} c(n) i_{sik} \times \\ & \times \cos \left\{ n \left[ x + \left[ \frac{2}{N} (1-k) + \frac{1}{m} (1-i) \right] \pi \right] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

При этом выражение для электромагнитного момента имеет вид

$$M_{em} = \frac{z_p}{2} \frac{\partial}{\partial x} \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{k=1}^N [\psi_{sik} i_{sik} + \psi_f i_f]. \quad (5)$$

Здесь  $u_s$ ,  $i_{s(f)}$ ,  $\psi_{s(f)}$  — напряжение, ток, потокосцепление фазы статора ( $s$ ) и обмотки ротора ( $f$ ) соответственно;  $L_{sl}$  — индуктивность рассеяния статора;  $L_f$  — индуктивность обмотки возбуждения;  $L_m$ ,  $M$ ,  $M_f$  — значения взаимоиндуктивностей между фазами при совпадении их магнитных осей;  $x$  — электрический угол поворота ротора относительно статора;  $n$  — номер пространственной гармоники;  $j$ ,  $l$  — порядковые номера фазы в симметричной группе и самой группы соответственно;  $z_p$  — число пар полюсов.

При записи уравнений (2) и (4) было принято, что взаимоиндуктивность  $L(\gamma)$  между фазами обмоток машины описывается функцией вида

$$L(\gamma) = M_m \sum_{n=1}^{\infty} \beta(n) \cos n\gamma, \quad (6)$$

с использованием которой в уравнения вводится спектр пространственных гармоник поля. При этом второе слагаемое в правой части соотношения (2) отражает влияние явнополюсности ротора на магнитную проводимость зазора с периодом, равным  $\pi$ ; оно отсутствует при неявнополюсном исполнении машины. В уравнении (6)  $\beta(n)$  — коэффициент разложения в гармонический ряд [в соотношениях (2) и (4) — соответственно,  $a(n)$ ,  $b(n)$ ,  $c(n)$ ], зависящий от конструктивного исполнения обмотки статора и ротора [5].

Перейдем к векторной форме записи урав-

нений СД. Для однозначного определения некоторой электромагнитной переменной  $y_{ik}$   $k$ -й фазы  $i$ -й  $N$ -фазной системы через соответствующие векторы на плоскости необходимо иметь  $\mathbf{K} = [(N-1)/2+0,5]$  векторов ([ ] — оператор выделения целой части) вида [6,7]

$$\bar{\mathbf{Y}}_{iq} = \frac{2}{N} \sum_{k=1}^N y_{ik} e^{jn\frac{2\pi}{N}(k-1)}. \quad (7)$$

При этом все множество значений  $n$  в зависимости от  $q$  можно разделить на  $K$  групп вида [6,7]

$$n = q + NQ, \quad (8)$$

где  $q = 1; 2; \dots; K$ ;  $Q = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ , в пределах каждой из которых вектор  $\bar{\mathbf{Y}}_{iq}$  неизменен, поскольку  $\exp[j(q+NQ)2\pi(k-1)/N] = \exp[jq2\pi(k-1)/N]$ .

Вводя в рассмотрение векторы вида (7), умножаем левые и правые части уравнений (1) и (2) на  $2\exp[j2\pi n(k-1)/N]/N$  для каждой из групп вида (8) и результаты суммируем по  $k N$  раз.

При этом получим:

$$\bar{\mathbf{U}}_{siq} = R_s \bar{\mathbf{I}}_{siq} + \frac{d\bar{\Psi}_{siq}}{dt}; \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_{siq} = L_{sl} \bar{\mathbf{I}}_{siq} + \frac{N}{2} L_m \sum_{l=1}^{m/N} \sum_{n=q+NQ}^{\infty} a(n) \bar{\mathbf{I}}_{slq} e^{jn\frac{\pi}{m}(l-i)} + \\ + \frac{N}{2} M \sum_{l=1}^{m/N} \sum_{n=q+NQ}^{\infty} b(2n) \hat{\mathbf{I}}_{slq} e^{jn\frac{\pi}{m}[(1-l)+(1-i)]} e^{j2nx} + \\ + M_f i_f \sum_{n=1}^{\infty} c(n) e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} e^{jnx}, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\hat{\mathbf{I}}_{slq}$  — вектор, сопряженный с вектором  $\bar{\mathbf{I}}_{siq}$ .

С использованием (7) преобразуем соотношение (4)

$$\begin{aligned} \Psi_f = L_f i_f + \operatorname{Re} \left\{ M_f \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{k=1}^N \sum_{n=1}^{\infty} c(n) i_{slk} \times \right. \\ \left. \times e^{jn\left\{-x+\left[\frac{2}{N}(k-1)+\frac{1}{m}(i-1)\right]\pi\right\}} \right\} = L_f i_f + \frac{N}{2} M_f \times \\ \times \operatorname{Re} \left\{ \sum_{q=1}^K \sum_{n=q+NQ}^{\infty} c(n) \sum_{i=1}^{m/N} \bar{\mathbf{I}}_{siq} e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} e^{-jnx} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Следует подчеркнуть, что индекс  $q$  при переменных в уравнениях (9) и (10) указывает на то, что для расчета электромагнит-

ных процессов в  $m$ -фазном СД они в соответствии с (8) должны быть записаны  $K$  раз для каждой  $i$ -й  $N$ -фазной системы. Соответственно при  $m = N = 3$   $K = 1$  и указанные уравнения записываются один раз. При этом с учетом корректности для трехфазного СД допущения о синусоидальном характере распределения МДС обмоток, что ограничивает спектр  $n$  значением  $n = 1$  (соответственно  $a(n) = b(2n) = c(n) = 1$ ), соотношения (9)–(11) трансформируются в известные уравнения трехфазной машины в векторной форме.

С использованием векторов вида (7) выражение (5) может быть записано, как:

$$M_{sm} = \frac{z_p}{\partial x} \left[ \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{q=1}^K \frac{N}{2} \operatorname{Re} (\bar{\Psi}_{siq} \hat{\mathbf{I}}_{siq}) + \psi_f i_f \right], \quad (12)$$

или с учетом неизменности токов на интервале  $\partial x$ , как:

$$M_{sm} = \frac{z_p}{2} \left[ \frac{N}{2} \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{q=1}^K \operatorname{Re} \left( \hat{\mathbf{I}}_{siq} \frac{\partial \bar{\Psi}_{siq}}{\partial x} \right) + i_f \frac{\partial \psi_f}{\partial x} \right]. \quad (13)$$

Введя в правые части (10) и (11) спектральные векторы, приведенные к  $n$ -й пространственной гармонической, [6]

$$\bar{\mathbf{Y}}_{(n)} = \frac{2}{m} \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{k=1}^N y_{ik} e^{jn\pi\left[\frac{2}{N}(k-1)+\frac{1}{m}(i-1)\right]}, \quad (14)$$

запишем указанные соотношения в виде

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}_{siq} = L_{sl} \bar{\mathbf{I}}_{siq} + \sum_{n=q+NQ}^{\infty} \left\{ \frac{m}{2} L_m a(n) \bar{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} + \right. \\ \left. + \frac{m}{2} M b(2n) \hat{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{j2nx} e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} + \right. \\ \left. + M_f i_f c(n) e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} e^{jnx} \right\}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\psi_f = L_f i_f + \frac{m}{2} M_f \operatorname{Re} \left\{ \sum_{q=1}^K \sum_{n=q+NQ}^{\infty} c(n) \bar{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{-jnx} \right\}. \quad (16)$$

Для перехода к уравнениям, записанным относительно спектральных векторов, умножим левые и правые части (9) и (10) на  $N \exp[jn\pi(i-1)/m]/m$ , после чего полученные выражения для соответствующих  $q$  просуммируем по  $i m/N$  раз. В результате приходим к уравнениям

$$\bar{\mathbf{U}}_{s(v)} = R_s \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \frac{d\bar{\Psi}_{s(v)}}{dt}; \quad (17)$$

$$\bar{\Psi}_{s(v)} = L_{sl} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \frac{N}{2} \sum_{i=1}^{m/N} \sum_{n=v+NQ}^{\infty} e^{j(v-n)\frac{\pi}{m}(i-1)} \times \quad (18)$$

$$\left[ L_m a(n) \bar{\mathbf{I}}_{s(n)} + M b(2n) \hat{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{j2nx} + \frac{2}{m} M_f c(n) i_f \right].$$

Поскольку для оператора

$$D = \sum_{i=1}^{m/N} e^{j(v-n)\frac{\pi}{m}(i-1)}$$

имеет место

$$D = \begin{cases} m/N & \forall n = v + 2mN; \\ 0 & \forall n \neq v + 2mN, \end{cases} \quad (19)$$

соотношение (18) с учетом (8) сводится к виду

$$\bar{\Psi}_{s(v)} = L_{sl} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} \left( \frac{m}{2} L_m a(n) \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \right. \\ \left. + \frac{m}{2} M b(2n) \hat{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{j2nx} + M_f c(n) i_f e^{jnx} \right), \quad (20)$$

где  $b = 1$  при  $N = 2N'$ ;  $b = 2$  при отсутствии четных гармоник [6].

Введенному формально параметру  $v$  в соответствии с [5—7] может быть присвоен следующий физический смысл:  $v$  — порядковый номер пространственной гармоники поля  $m$ -фазного двигателя, вращающейся в пространстве с синхронной скоростью и образованной временной гармоникой  $\mu$  тока одинакового с ней порядка ( $\mu = v$ ), большая часть энергии которой расходуется на создание постоянной составляющей электромагнитного момента.

В большинстве практических случаев в системе фазных напряжений не содержится четных гармонических. С другой стороны, это же можно сказать и в отношении разложения в гармонический ряд функции взаимоиндуктивности обмоток, что, например, имеет место при их симметричном исполнении. В этой связи с учетом соответствия  $v$  и  $q$  [6, 7] и приданного физического смысла  $v$  целесообразно вместо четных значений  $v$  из ряда  $1, \dots, K$  использовать сопряженные с ними согласно вытекающему из (8) соотношению  $v = q_{\text{q}} + NQ$  для  $Q \neq 0$  нечетные гармоники, где  $q_{\text{q}}$  — четное значение  $q$ . При этом следует отметить, что наибольший порядковый номер  $v$  всегда меньше  $m$ , что объясняется неравенством  $B = mK/N < m/2$ . Например, при  $m = 18$  ( $N = 9$ )  $v$  принимает следующие значения: 1; 3; -5; -7; 11; 13; -15; -17. С учетом указанного замечания о

переходе к нечетным значениям  $v$  в дальнейшем верхний предел у знака суммы по  $v$  не указывается.

С введением параметра  $v$  представим (16) в виде

$$\psi_f = L_f i_f + \frac{m}{2} M_f \operatorname{Re} \left\{ \sum_{v=1}^{\infty} \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} c(n) \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{-jnx} \right\}. \quad (21)$$

С использованием векторов вида (14) соотношение (13) для электромагнитного момента может быть записано, как:

$$M_{\text{эм}} = \frac{z_p}{2} \sum_{q=1}^K \sum_{n=q+NQ}^{\infty} \left\{ \frac{N}{2} \operatorname{Re} \left\{ j \left[ mMnb(2n) \times \right. \right. \right. \\ \left. \times \sum_{i=1}^{m/N} \hat{\mathbf{I}}_{siq} e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} \hat{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{j2nx} + M_f nc(n) i_f \sum_{t=1}^{m/N} \hat{\mathbf{I}}_{stq} \times \right. \right. \\ \left. \times e^{jn\frac{\pi}{m}(1-i)} e^{jnx} - \frac{m}{N} M_f c(n) ni_f \bar{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{-jnx} \right] \right\} = \\ = \frac{m z_p}{2} \sum_{v=1}^{\infty} \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} \operatorname{Im} \left\{ mMnb(2n) \bar{\mathbf{I}}_{s(n)}^2 e^{-j2nx} + \right. \\ \left. + M_f nc(n) i_f \left[ \bar{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{-jnx} - \hat{\mathbf{I}}_{s(n)} e^{jnx} \right] \right\}$$

или окончательно

$$M_{\text{эм}} = \frac{m}{2} z_p \sum_{v=1}^{\infty} \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} \operatorname{Im} \left\{ \frac{m}{2} Mnb(2n) \times \right. \\ \left. \times \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^2 e^{-j2nx} + M_f nc(n) i_f \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{-jnx} \right\}. \quad (22)$$

Сводя воедино (3), (17), (20)–(22) и вводя обозначения  $i_f' = 2i_f/m$ ;  $L_f' = mL_f/2$ ;  $R_f' = mR_f/2$ ;  $L_{m(n)} = mL_m a(n)/2$ ;  $M_{(n)} = mM b(2n)/2$ ;  $M_{f(n)} = mM_f c(n)/2$ , получаем систему уравнений, описывающих  $m$ -фазный СД с использованием спектральных векторов:

$$\bar{\mathbf{U}}_{s(v)} = R_s \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \frac{d\bar{\Psi}_{s(v)}}{dt}; \quad (23)$$

$$u_f = i_f' R_f' + \frac{d\psi_f}{dt}; \quad (24)$$

$$\bar{\Psi}_{s(v)} = L_{sl} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} \left( L_{m(n)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} + \right. \\ \left. + M_{(2n)} \hat{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{j2nx} + M_{f(n)} i_f' e^{jnx} \right); \quad (25)$$

$$\psi_f = L_f' i_f' + \operatorname{Re} \left\{ \sum_{v=1}^{\infty} \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} M_{f(n)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{-jnx} \right\}; \quad (26)$$

$$M_{\text{IM}} = \frac{m}{2} z_p \sum_{v=1}^{\infty} \sum_{n=v+bmQ}^{\infty} \text{Im} \left\{ n M_{(2n)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^2 e^{-jn2nx} + \right. \\ \left. + i_f' n M_{f(n)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)} e^{-jnx} \right\}. \quad (27)$$

Система уравнений (23)–(27) может быть упрощена. Возможность такого упрощения обусловлена характером изменения коэффициента разложения  $\beta(n)$ , который с ростом порядкового номера пространственной гармонической резко убывает по величине. С учетом этого для СД с достаточно большим числом фаз ( $m \geq 7+9$ ) в указанных уравнениях можно ограничиться рассмотрением спектра пространственных гармоник  $n$  с порядковыми номерами  $n < m$ , т.е. ограничить количество  $n$  значениями  $v$ . Тогда, одновременно вводя новую векторную переменную  $\bar{Y}_{(v)}^p = \bar{Y}_{(v)} \exp(-jvx)$ , что соответствует приведению по  $\bar{Y}_{(v)}$  по  $v$ -й пространственной гармонике к системе координат ротора, получаем следующие соотношения для СД:

$$\bar{\mathbf{U}}_{s(v)}^p = \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^p R_s + p \bar{\Psi}_{s(v)}^p + jv\omega \bar{\Psi}_{s(v)}^p; \quad (28)$$

$$u_f = i'_f R'_f + p \psi_f; \quad (29)$$

$$\bar{\Psi}_{s(v)}^p = (L_{sl} + L_{m(v)}) \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + M_{2v} \hat{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + M_{f(v)} i'_f; \quad (30)$$

$$\Psi_f = L'_f i'_f + \sum_{v=1} \operatorname{Re} \{ M_{f(v)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^p \}; \quad (31)$$

$$M_{\mathfrak{M}} = \frac{m}{2} z_p v \operatorname{Im} \{ M_{(2v)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + i'_f M_{f(v)} \bar{\mathbf{I}}_{s(v)}^p \}; \quad (32)$$

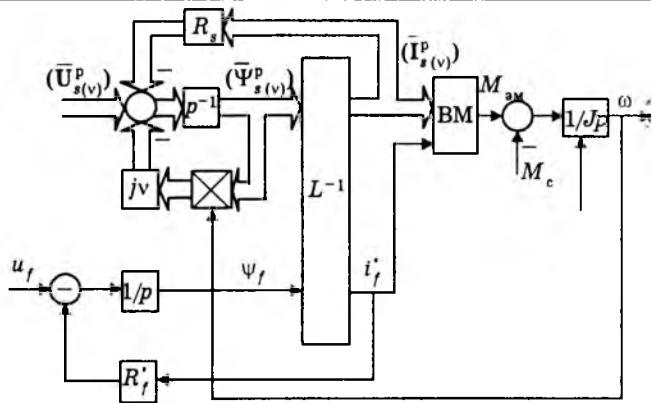
$$M_{\mathfrak{a}_M} = \sum_{v=1} M_{\mathfrak{a}_M(v)}; \quad (33)$$

где  $p$  — символ дифференцирования.

Следует отметить, что известная модель трехфазной синхронной машины является частным случаем разработанного описания: она получается из приведенных уравнений при принятии  $v = n = 1$ , что соответствует условию синусоидального характера распределения МДС обмоток.

Полученные уравнения справедливы для общего случая — СД с явнополюсным ротором. При неявнополюсном исполнении СД в уравнениях (25), (27) и соответственно (30), (32) следует положить  $M_{(2n)} = M_{(2v)} = 0$ ; при этом  $L_{m(n)} = M_{f(n)}$ .

На рис.1 приведена структура модели  $m$ -фазного СД как объекта управления, полученная на основании уравнений (28)–(33). Здесь в блоке  $L^{-1}$  реализуется нахождение матрицы токов ( $\mathbf{I}_{s(v)}$ ) и  $i_f^*$  согласно соотно-



**Рис.1. Структура модели  $m$ -фазного СД как объекта управления**

шениям (30) и (31), а в вычислителе момента (ВМ) согласно (32) и (33) определяется электромагнитный момент.

В случае исполнения СД с постоянными магнитами последние могут быть заменены эквивалентной обмоткой возбуждения, подключенной к источнику тока [8]. При линеаризации стабилизированных магнитов соотношениям (24), (26) и (29), (31) исключаются из рассмотрения, а в уравнениях (25), (27) и соответственно (30), (32) принимается  $i_f' = \text{const}$ . При этом решение уравнений (28) и (30) относительно  $\bar{I}_{s(v)}^p$  приводит к соотношению

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{U}}_{s(v)}^p &= \overline{\mathbf{I}}_{s(v)}^p R_s + L_{s(v)} p \overline{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + M_{2v} p \hat{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + \\ &+ jv\omega [L_{s(v)} \overline{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + M_{2v} \hat{\mathbf{I}}_{s(v)}^p + M_{f(v)} i_f'], \quad (34) \end{aligned}$$

где  $L_{s(v)} = L_{sl} + L_{m(v)}$ .

Разложение (34) на оси  $d-q$  системы ортогональных координат, жестко связанных с ротором, дает

$$\mathbf{U}_{s(v)d}^p = R_s(1 + T_{s(v)q}p)\mathbf{I}_{s(v)q}^p - \\ - v\omega(L_{s(v)} - M_{(2v)})\mathbf{I}_{s(v)q}^p; \quad (35)$$

$$\mathbf{U}_{s(v)q}^p = R_s(1 + T_{s(v)q}P)\mathbf{I}_{s(v)q}^p + \\ + v\omega(L_{s(v)} + M_{(2v)})\mathbf{I}_{s(v)d}^p + v\omega M_{f(v)}i'_f, \quad (36)$$

где  $T_{s(v)d} = (L_{s(v)} + M_{(2v)})/R_s$ ;  $T_{s(v)q} = (L_{s(v)} - M_{(2v)})/R_s$ .

При этом выражение (32) для  $v$ -й составляющей электромагнитного момента принимает вид:

$$M_{\mathbf{e}_M(v)} = \frac{m}{2} \nabla z_p [2M_{(2v)} \mathbf{I}_{s(v)d}^p \mathbf{I}_{s(v)q}^p + M_{f(v)} f'_f \mathbf{I}_{s(v)q}^p]. \quad (37)$$

Выражения (35)–(37) показывают, что структура модели  $m$ -фазного СД с постоян-

## Список литературы

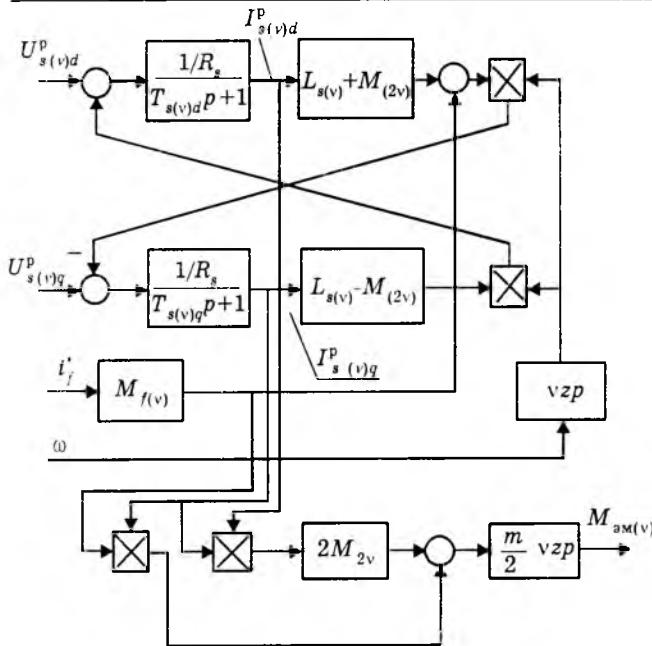


Рис.2. Подструктура модели  $m$ -фазного СД с постоянными магнитами

ными магнитами может быть представлена в виде совокупности  $B$  идентичных параллельных подструктур (рис.2), связанных между собой только через электрическую скорость вращения ротора.

1. Бражников В.Ф., Соустин Б.П. Теория установившихся электромагнитных процессов в многофазном асинхронном инверторном электроприводе. Красноярск: Изд-во Красноярского университета, 1984, 1985

2. Бабаев М.Б., Голубев А.Н., Королев А.Н. Особенности применения многофазных асинхронных двигателей в регулируемом приводе // Электричество. 1991. № 11. С.57—61.

3. Голубев А.Н. Многофазный асинхронный электропривод при неполном числе фаз статорной обмотки и его моделирование // Электротехника. 1996. № 1. С.20—24.

4. Система подчиненного регулирования электроприводов переменного тока с вентильными преобразователями /О.В.Слежановский, Л.Х.Дацковский, И.С.Кузнецов и др. М.: Энергоатомиздат, 1983.

5. Моделирование электромагнитных процессов в многофазных асинхронных двигателях с короткозамкнутым ротором с учетом несинусоидального характера регулирования индукции в воздушном зазоре / А.Н.Голубев, А.Н.Королев, Е.Р.Пантелеев, К.В.Куликов. Иваново, 1986. Деп. в Информэлектро 22.04.86, № 4.

6. Голубев А.Н. Математический аппарат приведенных спектральных векторов как основа описания электромагнитных процессов в многофазном асинхронном двигателе. Иваново, 1996. Деп. в ВИНИТИ 22.11.95, № 1.

7. Бабаев М.Б., Голубев А.Н. Математическая модель и особенности расчета параметров схемы замещения многофазного АД с симметричной статорной обмоткой // Электротехника. 1992, № 6—7. С. 7—12.

8. Осин И.Л., Шакарян Ю.Г. Электрические машины: Синхронные машины. М.: Высшая школа, 1990.

## ТРАНСФОРМАТОРЫ

### Симметрия напряжения трансформаторов в схеме неравноплечего зигзага при коротком замыкании<sup>1</sup>

А.Я.ПРИХОДЬКО, канд.техн.наук

В энергетике применяются два вида трансформаторов с соединением вторичных обмоток в зигзаги: равноплечие и неравноплечие, отличающиеся тем, что у первых схема зигзага состоит из двух трансформаторов равной мощности, у вторых — из трансформаторов различной мощности. Следует отметить, что трансформаторы с равноплечими зигзагами применяются для управления активными потоками электроэнергии между электростанциями путем регулирования напряжения на вторичной обмотке одного трансформатора [1]. Неравноплечие зигзаги

применяются в преобразовательной технике, например, для удвоения количества выпрямляемых фаз в выпрямителях и выравнивания мощностей параллельно работающих выпрямительных мостов без уравнительного дросселя [2]. Кроме того, в схемах управляемых выпрямителей, путем включения тиристоров в первичные обмотки, зигзаги обеспечивают устойчивый режим работы трансформаторов от симметрирования токов и напряжений.

Несмотря на практическую полезность таких трансформаторов, теоретические исследования их рабочих режимов выполнены недостаточно [3]. Более того, исследования

<sup>1</sup> Печатается в порядке обсуждения.

аварийных режимов, таких как КЗ, вообще отсутствуют. При этом существенно отметить, что в схемах равноплечих зигзагов режим КЗ новизны не содержит и может быть рассмотрен известным методом, благодаря наличию симметрии напряжений сети и ЭДС схемы.

Однако режим КЗ неравноплечего зигзага не может быть рассмотрен аналогичным образом из-за разрушения симметрии напряжения и ЭДС от поворота вектора ЭДС зигзага при неизменном состоянии сети. В этом случае для решения задачи КЗ необходимы дополнительные физические условия, обеспечивающие симметрию, что и показано в статье.

### Исследование фазного короткого замыкания неравноплечего зигзага

Предварительно принимаем общие исходные условия исследования режима КЗ:

1. Промышленная сеть является трехфазной симметричной системой ЭДС.

2. Токи и напряжения синусоидальны.

3. Активные потери в стали и меди трансформаторов отсутствуют.

4. Сталь магнитопроводов не насыщена.

Сначала сравним исходные физические условия КЗ двух схем: равноплечего зигзага (рис.1) и неравноплечего (рис.2). Построив на плоскости с координатами  $(+1, j)$  совмещенную векторную диаграмму для них (рис.3) и анализируя ее, устанавливаем взаимную симметрию напряжений сети, образующих  $\dot{U}_A$ ,  $\dot{U}_C$ ,  $\dot{U}_{CA}$  равнобедренный треу-

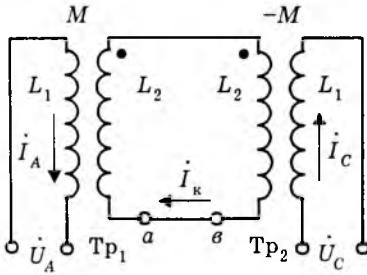


Рис.1. Схема КЗ равноплечего зигзага

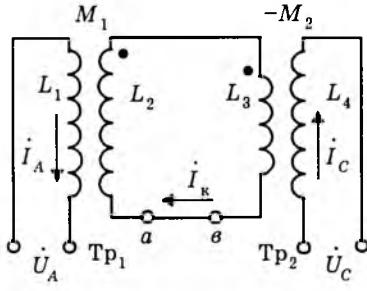


Рис.2. Схема КЗ неравноплечего зигзага

ольник и ЭДС равноплечего зигзага  $\dot{E}_a$ ,  $-\dot{E}_{ep}$ ,  $\dot{E}_p$ , тоже образующих равнобедренный треугольник. Совмещение треугольников возможно, когда вектор  $\dot{E}_p$  повернут в пространстве на угол  $\alpha_0 = \pi/6$ . При этом условии знаки взаимных индуктивностей трансформаторов  $M$ ,  $-M$  сохраняются в любом режиме их работы.

На холостом ходу ЭДС равноплечего зигзага равна сумме:

$$\dot{E}_p = \dot{E}_a - \dot{E}_{ep}, \quad (1)$$

где  $\dot{E}_a$ ,  $-\dot{E}_{ep}$  — векторы ЭДС вторичных обмоток  $Tp_1$ ,  $Tp_2$ .

Когда симметрия напряжений в схеме выполняется, ток КЗ определяется известным методом и будет реактивным, имея фазу, равную  $\pi/2$  относительно параллельных векторов  $\dot{U}_{CA}$ ,  $\dot{E}_p$ .

Симметрия напряжений согласно теории относительности Эйнштейна означает, что единство или совпадение пространства и времени в этой схеме присутствует и рассматривать систему сеть — нагрузка следует как единое целое. Однако такое условие не относится к схеме неравноплечего зигзага, так как вектор  $\dot{E}$  в этой схеме повернут в пространстве на меньший угол  $\alpha_0/2$ , отчего симметрия напряжений нарушенa. В сети неизменно присутствует равнобедренный треугольник напряжений, а в схеме зигзага по-

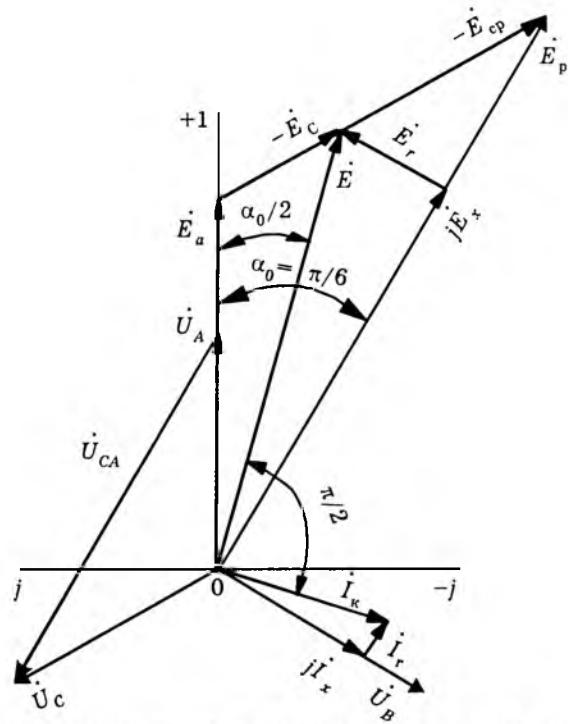


Рис.3. Совмещенная векторная диаграмма равноплечего и неравноплечего зигзагов

лучаем треугольник ЭДС  $\dot{E}_a$ ,  $-\dot{E}_c$ ,  $\dot{E}$  произвольной формы, вследствие чего в сети нет вектора параллельного  $\dot{E}$  и, следовательно, единство пространства и времени здесь нарушено. В этом случае согласно теории относительности определение физических величин невозможно. Отсюда ясно, что обобщение схем равноплечего и неравноплечего зигзагов в единое понятие исключено. Возникшая неопределенность свидетельствует о необходимости дополнительных физических величин, позволяющих решить задачу о КЗ схемы на рис.2.

Разрешить неопределенность можно в следующей последовательности. За основу рассмотрения физических процессов следует принять ЭДС зигзага равной

$$\dot{E} = \dot{E}_a - \dot{E}_c, \quad (2)$$

где  $-\dot{E}_c$  — вектор ЭДС вторичной обмотки  $Tp2$ , равный части  $-\dot{E}_{cp}$ .

Далее вектор  $\dot{E}$ , как принято в электротехнике, надо привести к сети путем разложения его на квадратурные составляющие: реактивную  $j\dot{E}_x$  и активную  $\dot{E}_r$ , как показано на рис.3. И тогда ЭДС зигзага

$$\dot{E} = \dot{E}_r + j\dot{E}_x. \quad (3)$$

Очевидно, и ток КЗ  $\dot{I}_k$  также следует представить квадратурными составляющими: активной  $\dot{I}_r$  и реактивной  $j\dot{I}_x$  в виде их суммы:

$$\dot{I}_k = \dot{I}_r + j\dot{I}_x. \quad (4)$$

Таким образом, доказано, что в схеме неравноплечего зигзага должна присутствовать дополнительно еще одна физическая величина — это активный уравнительный ток  $\dot{I}_r$ , который и обеспечивает симметрию напряжений трансформаторов. Реактивный ток  $j\dot{I}_x$  восстанавливает единство пространства и времени в едином целом представлении: сеть — схема. В этом и заключается отличие КЗ двух схем — равноплечего и неравноплечего зигзагов, которое можно установить, пользуясь теорией относительности, дополняющей законы Ньютона выводом о симметрии всех явлений природы, включая электротехнику.

В условиях симметрирования напряжений трансформаторы тоже меняют свои рабочие режимы. Так, трансформатор  $Tp2$  переходит в режим комплексной активной нагрузки в отношении  $Tp1$ , потребляя от него активную мощность. И тогда обмотка  $L_3$

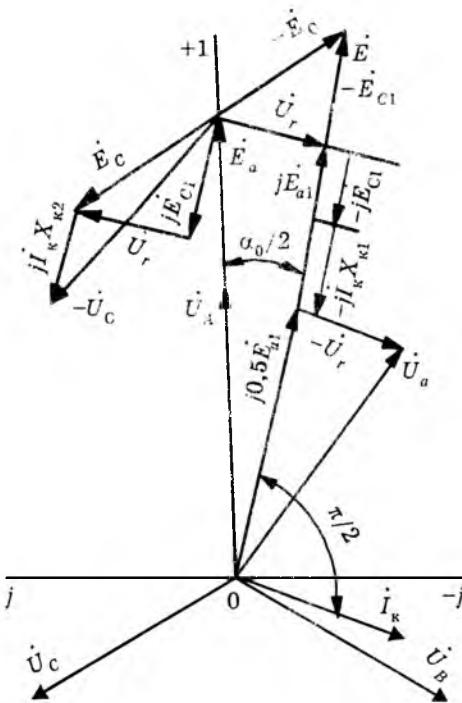


Рис.4. Векторная диаграмма КЗ неравноплечего зигзага

выполняет работу первичной обмотки, а  $L_4$  — вторичной, изменяя фазу своих ЭДС на  $\pi$  под воздействием  $\dot{I}_r$ , который работает в процессе КЗ на симметрирование. Вместе с тем взаимная индуктивность между обмотками изменяет отрицательный знак на положительный  $M_2$ , обеспечивая энергетический баланс схемы.

Далее покажем взаимную симметрию напряжений трансформаторов, принимая за основу отсчетов фаз трехфазную симметричную сеть. Рассмотрев КЗ схемы на рис.2, построим на рис.4 топографическую диаграмму, исходя из известного условия: напряжение на зажимах нагрузки  $a$ ,  $c$  равно нулю. Принятое условие выполняется, когда сумма напряжений трансформаторов  $\dot{U}_a$ ,  $-\dot{U}_c$  в замкнутом контуре равна нулю:

$$\dot{U}_a - \dot{U}_c = 0. \quad (5)$$

Равенство (5) тождественно, если векторы  $\dot{U}_a$ ,  $-\dot{U}_c$  имеют фазовый сдвиг  $\pi$ , равные модули и симметричны относительно вектора  $\dot{E}_a$ . Как видно, напряжение  $-\dot{U}_c$  с увеличением тока  $\dot{I}_k$  растет, тогда как напряжение  $\dot{U}_a$  понижается из-за наличия в схеме активного уравнительного тока. Рабочие режимы трансформаторов определены. Согласно (5) напряжения трансформаторов должны иметь и активные составляющие  $\dot{U}_r$ ,  $-\dot{U}_r$ , симметричные относительно  $\dot{E}_a$ , сохраняя фазовый

сдвиг  $\pi$  и равенство модулей. Сумма их равна нулю:

$$\dot{U}_r - \dot{U}_r = 0 \quad (6)$$

Положение вектора  $\dot{U}_r$  определено на плоскости, тем самым положение вектора  $\dot{E}_C$  тоже стало известно, поскольку реактивные составляющие  $j\dot{E}_{C1}$ ,  $j\dot{E}_{a1}$  взаимно симметричны, имея фазовый сдвиг  $\pi$ . Полагаем, что трансформаторы  $Tp1$ ,  $Tp2$  имеют реактивные сопротивления  $X_{k1}$ ,  $X_{k2}$ , тогда составляющая понижается от вычитания  $j\dot{E}_{C1}$  и  $j\dot{I}_k X_{k1}$  до  $0,5\dot{E}_{a1}$  и ток  $\dot{I}_k$  достигает своего максимума, когда выполняется условие (5).

Построение векторных диаграмм следует выполнять обязательно симметрично относительно сети и только тогда физический процесс КЗ представляется реальным.

Достоверность представленного сравнительного анализа может быть доказана также и аналитически. Так, схема неравноплечего зигзага (рис.2) в режиме КЗ описывается уравнениями:

$$\dot{I}_A j\omega L_1 + \dot{I}_k j\omega M_1 = \dot{U}_A; \quad (7)$$

$$\dot{I}_C j\omega L_4 + \dot{I}_k j\omega M_2 = \dot{U}_C; \quad (8)$$

$$\dot{I}_k (L_2 + L_3) + \dot{I}_A M_1 + \dot{I}_C M_2 = 0. \quad (9)$$

Из уравнений (7), (8) находим токи сети сначала в общем виде:

$$\dot{I}_A = \frac{\dot{U}_A}{j\omega L_1} - \dot{I}_k \frac{M_1}{L_1}; \quad (10)$$

$$\dot{I}_C = \frac{\dot{U}_C}{j\omega L_4} - \dot{I}_k \frac{M_2}{L_4}. \quad (11)$$

Подставив их в уравнение (9), получим ток КЗ зигзага:

$$\dot{I}_k = U \frac{-0,5\sqrt{3}M_2L_1 + j(M_1L_4 - 0,5M_2L_1)}{X_0L_1L_4}, \quad (12)$$

где напряжения сети

$$\dot{U}_A = U; \quad \dot{U}_B = -U(0,5 + j0,5\sqrt{3});$$

$$\dot{U}_C = U(-0,5 + j0,5\sqrt{3}),$$

а реактивное сопротивление зигзага

$$X_0 = \omega \left( L_2 + L_3 - \frac{M_1^2}{L_1} - \frac{M_2^2}{L_4} \right)$$

или

$X_0 = X_{k1} + X_{k2}$ ;  
 $L_1, L_2, L_3, L_4$  — полные индуктивности об-

моток трансформаторов;  $\omega$  — угловая частота.

Модуль тока  $\dot{I}_k$

$$I = \frac{U}{X_0L_1L_4} \sqrt{M_2^2L_1^2 - M_1M_2L_1L_4 + M_1^2L_4^2}, \quad (13)$$

где

$$\frac{1}{L_1L_4} \sqrt{M_2^2L_1^2 - M_1M_2L_1L_4 + M_1^2L_4^2} < 1.$$

Из выражения (13) следует, что ток  $I$  получен при напряжении, меньшем напряжения  $U$  на вторичной обмотке  $Tp1$ , в результате вычитания реактивных составляющих  $j\dot{E}_{a1} - j\dot{E}_{C1}$  и активной составляющей  $\dot{E}_a - \dot{U}_r$ , что подтверждает симметрия напряжений на топографической диаграмме. Построение диаграммы на рис.4. представлено впервые, стало возможным благодаря согласованию ЭДС зигзага  $\dot{E}$  с сетью.

Практический интерес представляет степень защиты трансформатора  $Tp1$  в схеме зигзага в сравнении с автономным его включением на нагрузку. Полагаем при КЗ, что напряжение  $\dot{U}_a$  равно нулю, тогда кратность защиты определяется отношением:

$$K = \frac{E_a}{IX_{k1}} \approx 4 \div 5. \quad (14)$$

В схеме зигзага тепловая и динамическая нагрузки трансформаторов снижаются примерно в 16 раз. Такой результат представляет существенный практический интерес и заслуживает подробного изучения.

Вместе с тем достоверность уравнений (7) — (9) полезно проверить и по энергетическому балансу схемы зигзага, в частности, по токам сети, которые в явном виде равны:

$$\dot{I}_A = \frac{\dot{U}_A}{j\omega L_1} + U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2L_1 - j(M_1^2L_4 - 0,5M_1M_2L_1)}{X_0L_1^2L_4}; \quad (15)$$

$$\dot{I}_C = \frac{\dot{U}_C}{j\omega L_4} + U \frac{0,5\sqrt{3}M_2^2L_1 - j(M_1M_2L_4 - 0,5M_2^2L_1)}{X_0L_1L_4^2}. \quad (16)$$

В выражениях (15), (16) первые слагаемые — токи холостого хода трансформаторов; вторые слагаемые — токи КЗ сети.

Из (15) получим активный ток для фазы

А:

$$\dot{I}_{Ar} = U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2}{X_0L_1L_4}. \quad (17)$$

Аналогично для фазы  $C$ , спроектировав на вектор  $\dot{U}_C$  действительную и мнимую составляющие (16), получим активный ток с отрицательным знаком:

$$\dot{I}_{Cr} = -U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2}{X_0L_1L_4}. \quad (18)$$

Энергетический баланс выполняется по условию

$$P_A - P_C = 0, \quad (19)$$

где  $P_A, -P_C$  — активные мощности фаз  $A, C$ .

Наряду с (21) необходимо проверить рабочие режимы трансформаторов при смене напряжений сети. Например,  $Tp1$  включен на  $\dot{U}_B$ , симметричное с  $\dot{U}_C$ , а  $Tp2$  — на  $\dot{U}_A$ . После смены напряжений схема на рис.2 во втором варианте зигзага описывается другими уравнениями:

$$\dot{I}_B j\omega L_1 + \dot{I}_k j\omega M_1 = \dot{U}_B; \quad (20)$$

$$\dot{I}_A j\omega L_4 + \dot{I}_k j\omega M_2 = \dot{U}_A; \quad (21)$$

$$\dot{I}_k(L_2+L_3) + \dot{I}_B M_1 + \dot{I}_A M_2 = 0. \quad (22)$$

Токи сети при этом

$$\dot{I}_B = \frac{\dot{U}_B}{j\omega L_1} - \dot{I}_k \frac{M_1}{L_1}; \quad (23)$$

$$\dot{I}_A = \frac{\dot{U}_A}{j\omega L_4} - \dot{I}_k \frac{M_2}{L_4}. \quad (24)$$

Ток КЗ

$$\dot{I}_k = U \frac{0,5\sqrt{3}M_1L_4 + j(M_2L_1 - 0,5M_1L_4)}{X_0L_1L_4}. \quad (25)$$

С учетом  $\dot{I}_k$  токи сети (23), (24) приводим к виду:

$$\dot{I}_B = \frac{\dot{U}_B}{j\omega L_1} - U \frac{0,5\sqrt{3}M_1^2L_4 + j(M_1M_2L_1 - 0,5M_1^2L_4)}{X_0L_1^2L_4}; \quad (26)$$

$$\dot{I}_A = \frac{\dot{U}_A}{j\omega L_4} - U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2L_4 - j(M_2^2L_1 - 0,5M_1M_2L_4)}{X_0L_1L_4^2}. \quad (27)$$

Активные составляющие токов сети в (26), (27) остаются такими же, как и в первом варианте — симметричными:

$$\dot{I}_{Br} = U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2}{X_0L_1L_4}. \quad (28)$$

$$\dot{I}_{Ar} = -U \frac{0,5\sqrt{3}M_1M_2}{X_0L_1L_4}. \quad (29)$$

Энергетический баланс схемы также сохраняется:

$$P_B - P_A = 0. \quad (30)$$

Отрицательный знак тока в (29) указывает на то, что трансформатор  $Tp2$ , включенный в любую фазу, возвращает активную энергию в сеть, тогда как  $Tp1$  неизменно потребляет ее из сети как в номинальном режиме, так и в случае КЗ. В дополнение к сравнительному анализу диаграмм на рис.3 полезно обратить и к линейному КЗ.

#### Линейное КЗ неравноплечих зигзагов

Схема линейного КЗ двух зигзагов приведена на рис.5, в которой количество трансформаторов удвоено и включены они здесь на три напряжения сети  $\dot{U}_A, \dot{U}_B, \dot{U}_C$ . Внутреннее сопротивление этой схемы на зажимах нагрузки  $a, b$  равно  $2X_a$ . Следует выяснить, достаточно ли знать напряжение  $XX$ , чтобы определить ток КЗ.

Для этого необходимо прежде всего установить физическую возможность присутствия в схеме активного уравнительного тока между линейными напряжениями сети  $\dot{U}_{AB}, \dot{U}_{CA}$ .

Как и в первом примере, сначала анализируем диаграмму  $XX$  на рис.6, где диаграмма первого зигзага обозначена векторами  $\dot{E}_{a1}, -\dot{E}_c, \dot{E}_1$ , и второго  $\dot{E}_b, -\dot{E}_{a2}, \dot{E}_2$ .

Пространственный сдвиг между векторами ЭДС зигзагов равен  $2\pi/3$ , но относительно векторов сети  $\dot{E}_{a1}, \dot{E}_b$  они повернуты на угол  $\alpha_0/2$ , в связи с чем и вектор линейной

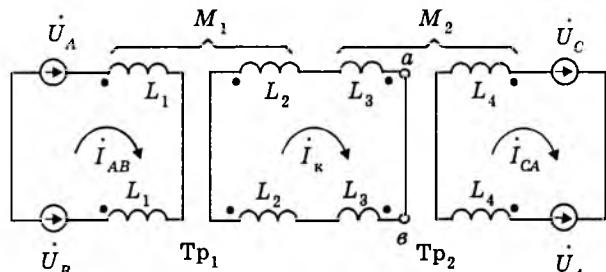


Рис.5. Схема линейного КЗ неравноплечих зигзагов

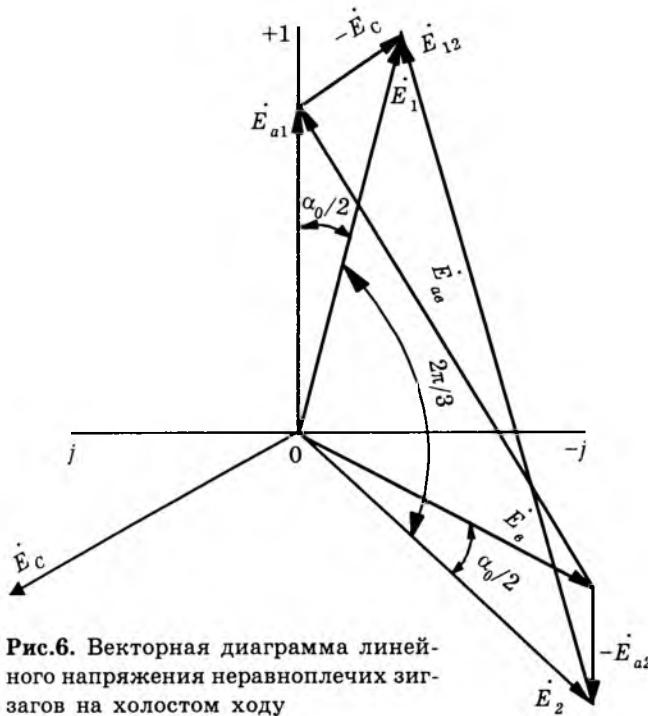


Рис.6. Векторная диаграмма линейного напряжения неравноплечих зигзагов на холостом ходу

ЭДС зигзагов  $\dot{E}_{12}$  также имеет фазовый сдвиг относительно линейной ЭДС сети  $\dot{E}_{ab}$  на такой же угол  $\alpha_0/2$ , что и является физическим условием наличия активного уравнительного тока. И тогда диаграмма XX под воздействием активного уравнительного тока преобразуется к виду, показанному на рис.7. Здесь векторы  $\dot{E}_c$ ,  $\dot{E}_{a2}$  меняют свои фазы на  $\pi$ , благодаря чему векторы ЭДС  $\dot{E}_{k1}$ ,  $\dot{E}_{k2}$  поникаются, меняя свое положение в пространстве. В итоге перестройки диаграммы вектор линейного напряжения  $\dot{E}_k$  тоже уменьшится, и поскольку векторы  $\dot{E}_k$ ,  $\dot{E}_{ab}$  не совмещены, то фазу тока  $\dot{I}_k$ , равную  $\pi/2$ , следует отсчитывать от вектора  $\dot{E}_k$ .

Необходимо доказать аналитически наличие активного уравнительного тока, как следствие фазового сдвига между ЭДС сети и зигзагов. Линейное КЗ зигзагов для схемы на рис.5 может быть представлено уравнениями:

$$2\dot{I}_{AB}j\omega L_1 + 2\dot{I}_k j\omega M_1 = \dot{U}_A - \dot{U}_B; \quad (31)$$

$$2\dot{I}_{CA}j\omega L_4 + 2\dot{I}_k j\omega M_2 = \dot{U}_C - \dot{U}_A; \quad (32)$$

$$\dot{I}_k(L_2 + L_3) + \dot{I}_{AB}M_1 + \dot{I}_{CA}M_2 = 0. \quad (33)$$

Из уравнений (31), (32) находим токи сети, как и прежде в общем виде:

$$\dot{I}_{AB} = \frac{\dot{U}_A - \dot{U}_B}{2j\omega L_1} - \dot{I}_k \frac{M_1}{L_1}; \quad (34)$$

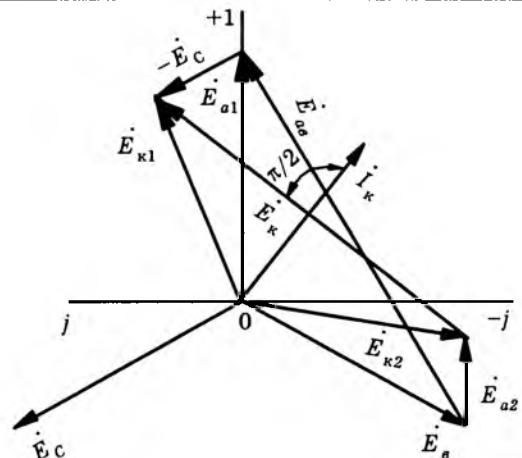


Рис.7. Векторная диаграмма линейного КЗ неравноплечих зигзагов

$$\dot{I}_{CA} = \frac{\dot{U}_C - \dot{U}_A}{2j\omega L_4} - \dot{I}_k \frac{M_2}{L_4}. \quad (35)$$

Подставив в уравнение (33) токи (34), (35), получим ток КЗ в явном виде:

$$\dot{I}_k = \frac{0,5\sqrt{3} U}{2X_0 L_1 L_4} [-(M_1 L_4 + M_2 L_1) + j\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)]. \quad (36)$$

Модуль тока  $I_k$

$$I = \frac{\sqrt{3} U}{2X_0 L_1 L_4} \sqrt{M_1^2 L_4^2 - M_1 M_2 L_1 L_4 + M_2^2 L_1^2}. \quad (37)$$

Токи сети (34), (35) с учетом (36) получат вид:

$$\dot{I}_{AB} = \frac{\dot{U}_A - \dot{U}_B}{2j\omega L_1} + \frac{0,5\sqrt{3} U M_1}{2X_0 L_1^2 L_4} \times \\ \times [(M_1 L_4 + M_2 L_1) - j\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)]; \quad (38)$$

$$\dot{I}_{CA} = \frac{\dot{U}_C - \dot{U}_A}{2j\omega L_4} + \frac{0,5\sqrt{3} U M_2}{2X_0 L_1 L_4^2} \times \\ \times [(M_1 L_4 + M_2 L_1) - j\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)]. \quad (39)$$

Первые слагаемые в (38), (39) — токи XX, вторые — токи КЗ,

$$\dot{I}'_{AB} = \frac{0,5\sqrt{3} U M_1}{2X_0 L_1^2 L_4} \times \\ \times [(M_1 L_4 + M_2 L_1) - j\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)]; \quad (40)$$

$$\dot{I}'_{CA} = \frac{0,5\sqrt{3} U M_2}{2X_0 L_1 L_4^2} \times \\ \times [(M_1 L_4 + M_2 L_1) - j\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)]. \quad (41)$$

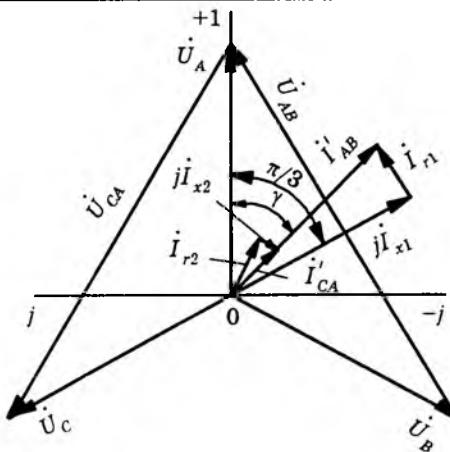


Рис.8. Диаграмма энергетического баланса сети при линейном КЗ неравноплечих зигзагов

По данным (40), (41) можно установить физические условия, обеспечивающие наличие активного уравнительного тока. Это можно показать, если для векторов токов  $\dot{I}_{AB}$ ,  $\dot{I}_{CA}$  определить пространственный угол  $\gamma$ , отсчитанный от вектора  $\dot{U}_A$ , для которого

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\sqrt{3}(M_1 L_4 - M_2 L_1)}{(M_1 L_4 + M_2 L_1)}, \quad (42)$$

где

$$\frac{M_1 L_4 - M_2 L_1}{M_1 L_4 + M_2 L_1} < 1 \quad (43)$$

и угол  $\gamma < \pi/2$ , что показано на рис.8.

Из-за неравенства (43) в схеме наблюдаются физические условия, при которых ток  $\dot{I}_{AB}$  имеет как активную  $\dot{I}_{r1}$ , так и реактивную  $j \dot{I}_{x1}$  составляющие относительно вектора линейного напряжения сети  $\dot{U}_{AB}$ . Аналогично ток  $\dot{I}_{CA}$  тоже имеет активную и реактивную ( $\dot{I}_{r2}$ ,  $j \dot{I}_{x2}$ ) составляющие, но с отрицательными знаками относительно вектора напряжения  $\dot{U}_{CA}$ . Противоположность знаков активных токов, подобно фазному КЗ,

подтверждает, что трансформатор  $Tr1$  и в схеме линейного КЗ потребляет из сети активную мощность и наоборот  $Tr2$  трансформирует ее обратно в сеть, образуя тем самым циркуляцию активной мощности в схеме, что не относится к равноплечему зигзагу.

Теоретические исследования, приведенные в статье, позволяют сделать вывод о том, что согласование ЭДС неравноплечих зигзагов с линейным напряжением сети является основополагающим началом в изучении физических процессов КЗ.

### Выводы

1. Согласование ЭДС неравноплечих зигзагов с линейным напряжением сети является основополагающим началом в изучении их физических процессов КЗ.

2. В режиме КЗ неравноплечих зигзагов между фазами сети проходит активный уравнительный ток, обеспечивающий симметрию напряжений трансформаторов, ограничивая тем самым значение тока КЗ.

3. Активную мощность из сети потребляют трансформаторы с большим напряжением, а возвращают ее в сеть в равном количестве трансформаторы с меньшим напряжением, независимо от фазы их включения.

### Список литературы

1. Калюжный А.Х. Управление потоками мощности в электрических сетях с помощью фазоповоротных трансформаторов.

2. А.с.665381 СССР. Преобразователь переменного тока в постоянный/А.Я.Приходько//Открытия. Изобретения. 1979. № 20.

3. Приходько А.Я. Распределение токов нагрузки зигзагов между фазами сети//Изв.вузов. Энергетика. 1984. № 5.

4. Меерович Э.А. Методы релятивистской электродинамики в электротехнике. М.—Л.: Энергия, 1966. С.190.

## Целесообразность разработки разрезных магнитопроводов типа ШЛ и ПЛ из аморфных и нанокристаллических сплавов для преобразовательных реакторов и трансформаторов

В.В.КАРАСЕВ, канд.техн.наук

ВЭИ

Показана эффективность замены холоднокатаной стали на аморфные и нанокристаллические сплавы для витых разрезных магнитопроводов типа ШЛ и ПЛ.

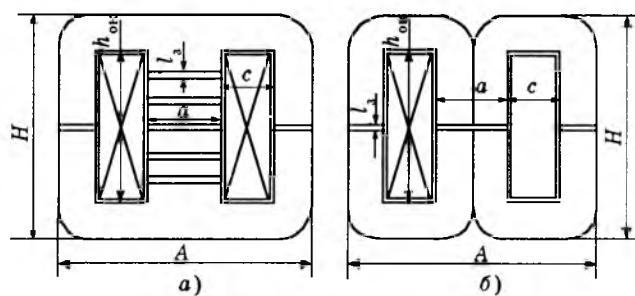
Разрезные магнитопроводы типа ШЛ, ПЛ из электротехнической стали с толщиной ленты 0,15 и 0,08 мм широко применяются для

различных электромагнитных устройств преобразовательной техники, работающих при повышенной частоте (1000—5000 Гц). Име-

ется стандартный ряд таких магнитопроводов [1]. Однако в электротехнической стали при указанных частотах возникают значительные удельные потери, поэтому для обеспечения допустимого нагрева магнитопровода приходится снижать амплитуду магнитной индукции и увеличивать габариты и массу электромагнитных устройств (ЭУ). Аморфные и особенно нанокристаллические сплавы (АС) и (ХКС) имеют значительно меньшие удельные потери [2], их применение для освоенных промышленностью тороидальных магнитопроводов дает возможность существенно снизить массу и габариты трансформатора [3,4]. В большинстве случаев преобразовательные трансформаторы и особенно реакторы целесообразно выполнять стержневой или бронестержневой конструкции с применением магнитопроводов типа ПЛ, ШЛ. Такие конструкции имеют ряд особенностей, промышленный выпуск указанных магнитопроводов из АС и ХКС еще не освоен. Цель настоящей работы заключается в выявлении особенностей таких конструкций и преимуществ магнитопроводов ШЛ, ПЛ из АС и ХКС.

Опыт изготовления и испытаний опытной партии магнитопроводов типов ПЛ  $15 \times 25 \times 60$  и ПЛ  $23 \times 40 \times 80$  показал, что при доработке технологии можно добиться того, чтобы коэффициент увеличения удельных потерь при омоноличивании и резке магнитопроводов не превышал значения  $K_{\text{tex}} = 1,8$  по сравнению с тороидальными образцами.

Коэффициент увеличения потерь холоднокатаной стали при резке магнитопроводов примерно равен  $K_{\text{tex}} = 1,2$ . С учетом этих допущений в табл.1 даны значения удельных потерь для разрезных магнитопроводов из трех сплавов при разных частотах, а также приведены показатели степени зависимости потерь от амплитуды индукции  $B_m(\beta)$  и частоты  $f(a)$ .



Видно, что для магнитопроводов из сплава 5БДСР удельные потери на порядок меньше, чем из холоднокатаной стали 3425-0,08; это позволяет при замене ХКС на НКС снизить массу трансформатора с магнитопроводом типа ПЛ (ШЛ) в 2,5–3,5 раза за счет заметного увеличения индукции. При этом предполагается, что в обоих случаях трансформаторы оптимальны.

Для реакторов с немагнитными зазорами при такой замене выигрыш может оказаться значительно большим, поскольку реактор с магнитопроводом ПЛ (ШЛ) не во всех случаях удается спроектировать оптимальным. Дело в том, что при повышенной частоте в зоне зазора поток выпучивается и возникает поперечное магнитное поле, которое в крайних пластинах стали вызывает вихревые токи, приводящие к недопустимым местным нагревам. Поэтому высоту зазора  $l_3$  приходится ограничивать допустимой величиной  $(l_3)_{\text{доп}}$ , тем меньшей, чем выше частота и индукция в зоне зазора.

Рассмотрим две конструкции магнитопроводов бронестержневого реактора: с немагнитными вставками и таким числом зазоров  $n_3$ , которые позволяют обеспечить суммарный зазор  $l_{\Sigma} = n_3 l_3$  и ограничить высоту единичного зазора допустимой, и типа ШЛ, где сама конструкция позволяет иметь только два зазора (в центре стержня и на боковых ярмарах). Первая конструкция (рисунок, а) характерна для мощных реакторов, где маг-

Таблица 1

Сплав	Марка	$B_m$ , Тл	Значения удельных потерь, Вт/кг			$K_{\text{tex}}$	Показатель степени	
			1000 Гц	3000 Гц	5000 Гц		$\alpha$	$\beta$
ХКС	5БДСР	0,2		0,61	1,32	1,8	1,4	1,9
		0,5	0,72	3,60	7,74			
		1,0	2,60	14,4	31,0			
АС	9КСР	0,2		1,50	2,60	1,8	1,4	1,75
		0,5	2,25	6,90	13,0			
		1,0	5,76	21,6	46,0			
ХКС	3425-0,08	0,2	1,50	8,40	18,0	1,2	1,5	1,8
		0,5	7,70	38,4	80,0			
		1,0	29,0	122,0	260,0			

нитные вставки из плоскошихтованных (или радиально шихтованных) листов достаточно легко выполнимы. В небольших преобразовательных реакторах (с запасаемой энергией  $W \leq 5 \div 10$  Дж) такая конструкция становится нетехнологичной, и приходится переходить к конструкции типа ШЛ (рисунок, б).

При оптимальном проектировании реактора с запасаемой энергией

$$W = L I_d I_m / \sqrt{2}, \quad (1)$$

где  $L$  — индуктивность реактора;  $I_m$  и  $I_d$  — амплитуда и действующее значение тока, определяют допустимые амплитуду индукции в стали  $B_m$ , действующую плотность тока в обмотках  $J$ , оптимальные соотношения размеров  $X_0 = c/a$ ;  $Y_0 = h_{\text{ок}}/a$ ;  $Z_0 = b/a$  ( $b$  — ширина ленты).

При заданных коэффициентах заполнения окна магнитопровода медью обмоток  $K_{\text{об}} = S_{\text{об}}/ch_{\text{ок}}$  и геометрического сечения стали  $K_{\text{ст}} = S_{\text{акт}}/S_{\text{г}}$  определяют оптимальное геометрическое сечение стали [5]

$$S_{\text{г.оп}} = \left( \frac{\sqrt{2} W Z_0}{B_m J K_{\text{ст}} K_{\text{об}} X_0 Y_0} \right)^{0,5}. \quad (2)$$

Индуктивность реактора с практически линейной вольт-амперной характеристикой равна:

$$L = \frac{B_m S_{\text{г}} w_p K_{\text{ст}} K_{\psi}}{I_m}, \quad (3)$$

$$L = \mu_0 w_p^2 \frac{S_{\text{г}} K_3 K_{\psi}}{l_{\Sigma}}, \quad (4)$$

где  $K_3 = S_3/S_{\text{г}}$  — коэффициент выпучивания потока,  $S_3$  — эквивалентное сечение зазора;  $w_p$  — число витков реактора;  $K_{\psi} = 1,02 \div 1,06$  — коэффициент, учитывающий потокосцепление обмотки вне стали.

Решая совместно (1), (3), (4), получаем:

$$l_{\Sigma} = n_3 l_3 = \frac{\sqrt{2} \mu_0 K_{I_m} K_3 W}{B_m^2 S_{\text{г}} K_{\text{ст}}^2 K_{\psi}} \equiv \frac{K_3 W}{B_m^2 S_{\text{г}}}, \quad (5)$$

где  $K_{I_m} = I_m/I_d$ .

Для оптимального варианта, решая совместно (2) и (5), получаем:

$$l_{\Sigma \text{оп}} = \frac{\sqrt{2} \mu_0 K_{I_m} K_3}{K_{\psi}} \left( \frac{J K_{\text{об}} X_0 Y_0 W}{\sqrt{2} K_{\text{ст}}^3 Z_0 B_m^3} \right)^{0,5} \equiv \frac{K_3 J^{0,5} W^{0,5}}{B_m^{1,5}}. \quad (6)$$

Таким образом, при неограниченном выборе числа зазоров в конструкции рисунка а следует выбрать  $n_3 \geq l_{\Sigma} / l_{\text{з.доп}}$ .

Из (6) очевидно, что необходимый суммарный зазор  $l_3$  увеличивается с ростом запасаемой энергии реактора и сильно уменьшается с увеличением амплитуды индукции. В реакторе с магнитопроводом типа ШЛ и относительно высокой энергией  $W$  может иметь место условие:

$$l_3 = l_{\Sigma \text{оп}} / 2 > l_{\text{з.доп}}, \quad (7)$$

и выполнить реактор оптимальным будет невозможно.

Менее вероятен такой вариант для реактора с магнитопроводом из НКС, где суммарный зазор резко снижается по сравнению с зазором для реактора из сплава ХКС за счет увеличения индукции  $B_m$ . Кроме того, удельное сопротивление сплава 5БДСР намного выше (1,7 мкОм·м вместо 0,5 мкОм·м для сплава ХКС), и сам единичный зазор может быть выполнен большей высоты.

Если условие (7) имеет место, то выполнить реактор с двумя зазорами в одной единице можно только за счет существенного увеличения сечения стали, при этом реактор неоптимален: увеличивается масса стали, сильно уменьшается число витков, требуется магнитопровод с уменьшенными соотношениями  $X$  и  $Y$ , подобрать такой стандартный магнитопровод трудно.

Введем параметр  $K_{l_3} = l_{\Sigma \text{оп}} / 2 l_{\text{з.доп}}$ , тогда для неоптимального реактора с двумя зазорами из (5)  $2l_{\text{з.доп}} \equiv K_{l_3} B_{m2}^2 S_{\text{г.2}}$  и получаем:

$$K_{l_3} = \frac{K_{\text{з.доп}} B_{m2}^2 S_{\text{г.2}}}{K_{\text{з.2}} B_{m\text{.оп}}^2 S_{\text{г.оп}}},$$

где параметры с индексом 2 относятся к неоптимальному реактору.

Из (8) определим масштабы изменения размеров такого реактора:

$$m_l = m_q = \frac{a_2}{a_{\text{оп}}} = m_b = \frac{b_2}{b_{\text{оп}}} \approx \sqrt{K_{l_3}} \sqrt{\frac{K_{\text{з.2}}}{K_{\text{з.доп}}}} \frac{B_{m\text{.оп}}}{B_{m2}}. \quad (9)$$

Так как  $w_{p2}/w_{\text{оп}} = 1/m_l^2$ , то получаем остальные масштабы:

$$m_c = \frac{c_2}{c_{\text{оп}}} = m_h = \frac{h_2}{h_{\text{оп}}} \approx \frac{1}{m_l}. \quad (10)$$

Обычно по условиям нагрева индукцию в стали неоптимального реактора приходится

выбирать меньшей, но  $K_{32}/K_{3,оп} > 1$ , поэтому приближенно можно принять  $m_l \approx \sqrt{K_{l3}}$ .

Другое решение — выполнить реактор из  $n_p$  единиц реакторов «К» с двумя зазорами каждый, включенных параллельно, у которых высота зазоров не превышает допустимой. Для любого реактора «К»  $w_k = w_{оп}/n_p$ , тогда из (6):

$$K_{l3} = \frac{l_{3,оп}}{2l_{3,доп}} = \frac{K_{3,оп}}{K_{3,к}} \frac{J_{оп}}{J_k}^{0,5} \frac{B_{м.к}}{B_{м.оп}}^{1,5} \frac{W_{оп}}{W_k}^{0,5}, \quad (11)$$

и число параллельно работающих реакторов равно:

$$n_p \approx K_{l3}^2 \left[ \frac{K_{3,к}}{K_{3,оп}} \right]^2 \frac{J_k}{J_{оп}} \left[ \frac{B_{м.оп}}{B_{м.к}} \right]^3. \quad (12)$$

Так как в реакторах с малой энергией  $W_k$  обычно  $B_{м.к} > B_{м.оп}$ , а последний член (12) наиболее весом, то обычно  $n_p < K_{l3}^2$ .

Расчеты показывают, что в случае использования  $n_p$  параллельно работающих реакторов массогабаритные параметры ухудшаются в меньшей степени, чем для неоптимального реактора в одной единице, однако потери и трудозатраты на изготовление заметно возрастают. Для иллюстрации в табл.2 представлены результаты расчета вариантов преобразовательного реактора, имеющего следующие параметры:  $L = 580$  мГн; ток треугольной формы;  $I_m = 80$  А;  $I_d = 46,2$  А;  $f = 3$  кГц;  $W = 1,516$  Дж; допустимый единичный зазор  $l_{3,доп} = (2,5 \div 2,8)$  мм — из опыта. Все реакторы рассчитаны, исходя из критерия минимума активных материалов.

Видно, что реактор с магнитопроводом типа ШЛ из сплава 5БДСР может быть выполнен в одной единице с двумя зазорами, в то время как для реактора с магнитопроводом из стали 3425-0,08 требуется семь зазоров.

Из сравнения вариантов видно, что при использовании магнитопроводов типа ШЛ из сплава 5БДСР масса активных материалов снижается в 2,4 раза по сравнению с оптимальным реактором (вариант 1) в 2,55 раза по сравнению с реактором, выполненным из девяти единиц (вариант 2) и в 3,86 раза — по сравнению с неоптимальным реактором (вариант 3). Заметим, что выигрыши был бы еще большим для реакторов более высокой частоты, так как индукция  $B_m = 1,26$  Тл выбрана не из условий нагрева, а

как предельная — для сплава 5БДСР. Табл.2 показывает, что потери в реакторе минимальны также для варианта 4 с использованием сплава 5БДСР, а максимальны — для варианта 2.

При оценке экономической эффективности замены ХКС на АС или НКС в ЭУ пользуются понятием итоговой стоимости с учетом затрат на производство и эксплуатацию в течение срока службы [6]:

$$C_{ит} = C_{эу} + C_p, \quad (13)$$

где себестоимость ЭУ равна:

$$C_{эу} = C'_{ст} G_{ст} + C'_{об} G_{об} + C'_{вс} G_{вс} + C_{изг} = \\ = C_{мат} + C_{изг}, \quad (14)$$

где  $C'$  — удельная стоимость;  $G$  — масса; индексы «ст», «об», «вс» относятся соответственно к стали, обмоткам, вспомогательным элементам конструкции (защитный кожух, элементы стяжки и др.).

Стоимость потерь за срок службы складывается из стоимости потерь ХХ и нагрузочных:

$$C_p = C'_{p.х.х} P_{х.х} + C'_{p.н} P_n. \quad (15)$$

Стоимость изготовления включает стоимость изготовления активных и вспомогательных элементов:

$$C_{изг} = C_{изг.ст} + C_{изг.об} + C_{изг.вс}. \quad (16)$$

Стоимость материалов:

$$C_{мат} = C_{ст} + C_{об} + C_{вс}. \quad (17)$$

Применение новых материалов НМ выгодно, если

$$\Delta C_{ит} = C_{ит.хкс} - C_{ит.нм} > 0. \quad (18)$$

Среднегодовая экономия при годовом выпуске  $N$  штук:

$$C_{ит.год} = \Delta C_{ит} N/n, \quad (19)$$

где  $n$  — срок службы.

Годовая экономия электроэнергии в киловатт-часах при работе 8760 ч/год:

$$\Delta W = 8,76 [(P_{х.х.хкс} - P_{х.х.нм}) - \\ - (P_{н.нм} - P_{н.хкс})] K_n N, \quad (20)$$

где  $K_n$  — коэффициент длительности подключения к нагрузке.

Далее в качестве иллюстрации дается расчет итоговой стоимости трансформатора для озонатора в сухом исполнении мощностью 30 кВ·А при частоте 5000 Гц; напряжения

Вариант	Исполнение	Марка сплава	$n_p$	$F_{\text{ср}}$	$S_{\text{ср}}$ см <sup>2</sup>	$n_a$	$L_a$ мм	$a$ мм	$b$ мм	$c$ мм	$h_{\text{ок}}$ мм	$B_{\text{м}}$ тл	$P_{\text{ср}}$ кг	$m_{\text{ср}}$ кг	$J$ А/мм <sup>2</sup>	$m_{\text{об}}$ кг	$P_{\text{об}}$ Вт	$m_{\Sigma}$ кг	$P_{\Sigma}$ кг	$K_{\text{ср}}$	$W_p$	$K_{\text{ср}}$	$V_{\Sigma-n_pABH}$ см <sup>3</sup>	Таблица 2	
																								1	2
1	Бронестерж-невое с неогранченным числом зазоров в одной единице	3425-0,08	1	0,89	20,6	7	2,57	18,0	31	66	36	75	0,44	3,8	100	2,5	3,0	66	6,8	166	56	1,29	1960		
2	Бронестерж-невое с двумя зазорами, в одной единице "К" реакторов в параллель	3425-0,08	1	0,89	4,94	2	2,4	4,8	15,2	32,5	17,6	36,8	0,62	0,45	19,5	3,6	0,35	15,9	0,8	35,4	160	1,55	232		
3	Бронестерж-невое с двумя зазорами в одной единице (неограниченное)	3425-0,08	1	0,89	69,0	2	2,8	5,6	57	122	19,0	39,8	0,41	9,81	238	2,8	1,13	31	10,94	269	18	1,17	2355		
4	Бронестерж-невое с двумя зазорами в одной единице (ограниченное)	5БДСР	1	0,72	13,9	2	2,66	5,32	25,5	54,5	26,5	55,0	1,26	1,55	33,0	2,88	1,28	37	2,83	70	36	1,36	906		

и токи:  $U_{1\text{H}} = 318$  В;  $U_{2\text{H}} = 5000$  В;  $I_{1\text{H}} = 94,34$  А;  $I_{2\text{H}} = 6,0$  А.

Расчет трансформаторов проведен для трех исполнений с разными материалами магнитопровода, его результаты даны в табл.3. В качестве аморфного выбран новый сплав с условным названием ACM-1, более дешевый, чем сплав 9КСР; при повышенных частотах его электромагнитные характеристики близки к характеристикам сплава 9КСР.

При экономических расчетах принят срок службы 12 лет, коэффициент  $K_{\text{H}} = 0,8$  (для  $P_{\text{х.х}}$  и  $P_{\text{H}}$ ). С учетом того, что при сроке службы энергетических трансформаторов 25 лет стоимость потерь ХХ ( $K_{\text{H}} = 1$ ) составляет примерно 5 дол/Вт, стоимость потерь за 12 лет принята равной:  $C'_{\text{p.x.x}} = C'_{\text{p.H}} = 5 \times 12 \times K_{\text{H}} / 25 = 1,92$  дол/Вт. Считаем, что годовой выпуск сплавов 5БДСР и ACM-1 для указанных трансформаторов составляет 72 т/год, тогда количество трансформаторов за год:  $N = 72000 / G_{\text{ср}}$ .

Удельная стоимость стали 3425-0,08 на мировом рынке  $C'_{\text{хкс}} = 3,24$  дол/кг, стоимость сплава ACM-1 при годовом выпуске для всех нужд 1000 т/год составит:  $C'_{\text{ACM}} = 1,8$  дол/кг. Сплав 5БДСР гораздо дороже, для него принято:  $C'_{\text{5Б}} = 8$  дол/кг. При расчетах приняты нормативы и соотношения стоимостей передовых трансформаторных заводов.

Результаты расчетов представлены в табл.4, откуда видно, что использование магнитопроводов из АС и НКС экономически выгодно и наблюдается значительная экономия потерь.

## Выводы

1. Применение разрезных витых магнитопроводов типа ШЛ и ПЛ из АС и НКС вместо магнитопроводов из ХКС позволит снизить массу и габариты преобразовательных трансформаторов и реакторов в 2,5—3,5 раза.

2. Наиболее перспективна такая замена для реакторов с зазорами, где удастся к тому же в большинстве случаев и упростит конструкцию.

3. Использование АС и НКС для указанных магнитопроводов вместо ХКС экономически выгодно. Выгода больше при применении сплава 5БДСР, несмотря на то, что его стоимость намного выше

Параметры трех вариантов исполнения трансформатора для озонатора ОСЗО-318/500:  $S = 30 \text{ кВ·А}$ ,  
 $f = 5000 \text{ Гц}$ ,  $U_{1\Delta} = 318 \text{ В}$ ,  $I_{2\Delta} = 93,34 \text{ А}$ ,  $U_{2\Delta} = 5000 \text{ В}$ ,  $I_{2\Delta} = 6 \text{ А}$

Элементы конструкции	Параметры	Магниты из холоднокатаной стали	Магниты из нанокристаллического сплава	Аморфный сплав	Примечание
Магнитопровод	Марка стали	3425-0,08	5БДСР-0,03	АСМ-1	
	Тип магнитопровода	ПЛ 40×80×120	ПНЛ 25×50×100	ПАЛ 28×60×100	
	Конструкция	Витая со стыком	Витая со стыком	Витая со стыком	
	Размеры стержня, мм	$a=40$ ; $b=80$	$a=25$ ; $b=50$	$a=28$ ; $b=60$	
	Ширина и высота окна, мм	$c=64$ , $h_{\text{ок}}=120$	$c=40$ , $h_{\text{ок}}=100$	$c=40$ , $h_{\text{ок}}=100$	
	Коэффициент заполнения	0,89	0,8	0,8	
	Плотность, кг/м	7650	7600	7300	
	Активное сечение, см <sup>2</sup>	28,5	10	13,44	
	Индукция $B_m$ , Тл	0,157	0,716	0,53	
	Масса стали, кг	10,6	2,9	3,62	
	Средняя длина $l$ стали, м	0,494	0,36	0,368	
	Удельные потери, Вт/кг	12 ( $K_{\text{тэх}}=1,25$ )	16 ( $K_{\text{тэх}}=1,8$ )	15,2 ( $K_{\text{тэх}}=1,8$ )	
Обмотка ВН	Потери $XX$ , Вт	129,6	46,4	55	
	Провод, марка	ПСДКТ-Л	ПСДКТ-Л	ПСДКТ-Л	
	Сечение витка, мм	3×1,3/24×1,28	2,8×0,9/3,04×1,18	2,8×0,9/3,04×1,18	
	Плотность тока, А/мм	2,92	2,52	2,52	
	Средняя длина витка, мм	2,06	2,38	2,38	
	Число витков	0,347	0,210	0,236	
	Масса обмотки, кг	504	314	314	
Обмотка НН	Потери $P_{\text{НН}}=P_{\text{осн}}+P_{\text{доб}}$ , Вт	4,62	1,476	1,66	
	Провод, марка	Лента	90×0,45 (0,25+0,25)	90×0,45 (0,25+0,25)	
	Сечение витка, мм	49,5	40,5	40,5	
	Плотность тока, А/мм	1,91	2,33	2,33	
	Средняя длина витка, м	0,347	0,210	0,236	
	Число витков	32	20	20	
Трансформатор в сборе	Масса обмотки, кг	5,44	1,51	1,7	
	Потери $P_{\text{к}}=\Sigma P_{\text{обм}}$ , Вт	43+10,5=53,5	23,5+2,3=24,8	24,7+2,4=27,1	
	Масса обмоток $G_{\text{обм}}$ , кг	10	3,0	3,36	
	Масса активного материала $G_{\Sigma}$ , кг	20,8	5,90	6,98	

Таблица 4

Сравнение стоимостей для трех вариантов трансформаторов 30 кВ·А (5000 Гц)

Параметры	Сталь 3425-0,08	Сплав 5БДСР	Сплав АСМ-1
Масса стали $G_{\text{ст}}$ , кг	10,8	2,9	3,62
Удельная стоимость стали $C_{\text{ст}}$ , дол/кг	3,24	8,0	1,8
Стоимость стали $C_{\text{ст}}$ , дол.	35	23,2	6,5
Масса обмоток $C_{\text{обм}}$ , кг	10	3,0	3,36
Удельная стоимость обмоток $C'_{\text{обм}}$ , дол/кг	3,2	3,2	3,2
Стоимость обмоток $C_{\text{обм}}$ , дол.	32	9,6	10,75
Стоимость вспомогательных материалов $C_{\text{всп}}$ , дол.	16	6	7
Стоимость материалов $C_{\text{мат}}$ , дол.	83	38,8	24,25
Стоимость изготовления трансформатора $C_{\text{изг}}$ , дол	30	12	12
Себестоимость трансформатора $C_{\text{тр}}$ , дол.	113	51	36
Удельная стоимость потерь $XX$ $C_{\text{p.x.x}}$ , дол/Вт	1,92	1,92	1,92
Потери $XX$ $P_{\text{x.x}}$ , Вт	129,6	46,4	55
Стоимость потерь $XX$ $C_{\text{p.x.x}}$ , дол.	249	89,0	106
Удельная стоимость потерь нагрузки $C_{\text{p.h}}$ , дол/Вт	1,92	1,92	1,92
Потери нагрузочные $P_h$ , Вт	148,5	54,6	59,7
Стоимость потерь нагрузки $C_{\text{p.h}}$ , дол.	285	105	115
Стоимость суммарных потерь $C_p$ , дол.	534	194	221
Итоговая стоимость $C_{\text{ит}}$ , дол.	647	245	257
Выпуск трансформаторов в год $N$ , шт.		24827	19900
Годовая экономия электроэнергии $\Delta W$ , млн.кВт·ч		30,8	22,8
Среднегодовая экономия $C_{\text{ит.год}}$ , тыс.дол.		830	646

стоимости стали 3425-0,08, за счет более заметного снижения массы активных материалов и потерь.

#### Список литературы

1. Малогабаритные магнитопроводы и сердечники. Справочник. М.: Радио и связь, 1989.
2. Электромагнитные характеристики нового нанокристаллического сплава 5БДСР и возможности его применения в электромагнитных устройствах/В.В.Карасев, В.А.Макаров, А.Е.Филиппов, В.В.Маркин//Электротехника. 1994. № 4.
3. Карасев В.В., Копачков А.Р. Пожаробезопасный

трансформатор для озонатора с магнитопроводом из нового нанокристаллического сплава 5БДСР//Электротехника. 1997. № 3.

4. Torre J., Smith C., Rosen M. Performance of amorphous metals in a 1 KW transformer, Swithe D-mode power supply, Proceedings, PCI march 1982.

5. Макарова А.В. Обобщенный метод оптимального проектирования трансформаторов и реакторов с прямоугольным сечением магнитопровода, Дис....канд. техн.наук. М., 1995.

6. Sheppard H.R., Norton E.T. Amorphous metal core power transformers (economic considerations)// Prociidings fifth international conference. Wuzzdurg. 1985. Sept. 3—7, Amsterdam, vol.2. P.1647—1652.

## ИССЛЕДОВАНИЯ

### Некоторые вопросы обобщенного физико-математического моделирования электромеханических преобразователей энергии<sup>1</sup>

И.П.КОПЫЛОВ, доктор техн.наук, проф., С.В.ГАНДИЛЯН, канд.техн.наук,  
В.В.ГАНДИЛЯН, канд.физ.-мат.наук.

Ни одна область жизнедеятельности человека, ни один из бесконечно разнообразных технологических процессов, ни одно направление в создании средств освоения космоса, связанных с использованием электрической энергии не могут обойтись без комплексного применения электромеханических преобразователей энергии, которые за сто лет промышленного применения электроэнергии совершили техническую революцию в большинстве отраслей промышленности.

Современная электромеханическая наука, прогресс которой базируется на максимальном использовании новейших достижений классической механики и электродинамики, физики полупроводников, атомной физики, когерентной оптики и т.п., изучает не только технические электромеханические преобразователи энергии, созданные человеком, но и электромеханические преобразователи, существующие в природе, так как научные проблемы в области электромашиностроения прямо или косвенно связаны с проблемами природного электромагнетизма общими закономерностями физических явлений [1—3].

Поэтому не случайно, что в последние десятилетия появляются важные исследования (с точки зрения критического пересмотра целого ряда важных вопросов общей физической теории электромагнетизма), в совершенно новом аспекте выдвигающие новые

гипотезы электромагнитных процессов в тесной связи с макро- или микроэлектромеханическими и макро- или микромеханическими явлениями [4—6].

**Классификация электромеханических преобразователей энергии.** Электромеханические преобразователи энергии в зависимости от принципа осуществления (реализации) взаимного преобразования механической и электромагнитной энергии делятся на три класса: индуктивные (электроиндукционные), емкостные (магнитоиндукционные), индуктивно-емкостные (электромагнитоиндукционные).

В настоящее время вся мировая электромашинаная энергетика практически базируется только на электрических машинах индуктивного типа, для которых имеется разработанная и проверенная на практике общепризнанная теория, охватывающая машины переменного и постоянного тока.

Указанные два принципа энергообмена в электрических контурах были исследованы в [7,8], откуда следует, что возможна реализация и третьего типа электрических машин, которые можно будет отнести к индуктивно-емкостным электрическим машинам. В них при энергообменных процессах существенную роль будут играть оба потокосцепления — как магнитное, так и электрическое.

Если представить шкалу мощностей от нуля до бесконечности и на ней выделить предпочтительные области, которые занима-

<sup>1</sup> Печатается в порядке обсуждения.



Рис.1. Предпочтительные области распространения электромеханических преобразователей энергии

ют индуктивные, емкостные и индуктивно-емкостные электромеханические преобразователи энергии, то индуктивные электромеханические преобразователи господствуют в области больших мощностей (от долей ватта до  $10^{24}$  Вт и выше), а емкостные занимают область от нуля до нескольких ватт. Индуктивно-емкостные электромеханические преобразователи занимают среднее положение между индуктивными и емкостными электромеханическими преобразователями энергии (рис.1).

Электромеханическое преобразование энергии в природе, которое непосредственно обусловлено взаимодействием гравитационных и электромагнитных сил, — всеобщее и фундаментальное явление.

Если сильные и слабые взаимодействия действуют в микромире (описывают поведение элементарных частиц) и предопределяют квантовый характер природы, то электромагнитные и гравитационные взаимодействия обуславливают эволюцию природы.

В природе при взаимодействии материи и физического поля важную роль играют и электрические, и магнитные поля. Именно в эволюции природы нужно искать глубокий смысл совмещения индуктивных и емкостных электромеханических преобразователей энергии. В зависимости от того, какие силы преободают, можно сказать, что в том или ином природном явлении «действуют» индуктивные или емкостные электромеханические преобразователи.

Индуктивные электромеханические преобразователи энергии господствуют в космических явлениях, а в области микромира и живых организмов основная роль принадлежит емкостным электромеханическим преобразователям энергии [9,10].

Сравнительно недавно в различных областях современной электротехники возник интерес к емкостным электрическим машинам с вакуумной изоляцией, которые имеют малые рабочие токи, но обеспечивают высокое выходное напряжение. Этот факт

позволяет их использовать в тех отраслях техники, где индуктивные генераторы имеют низкие технико-экономические показатели (в ускорительной технике, для зарядки конденсаторных накопителей энергии, в различных процессах электронно-ионной технологии и т.п.).

На шкале мощностей электромеханических преобразователей энергии имеются две замечательные точки:  $10^9$  Вт — мощность турбогенератора — самой мощной электрической машины, созданной человеком, и  $10^{-17}$  Вт — мощность самого маленького биологического двигателя — ворсинки бактерии — самой маломощной природной емкостной машины [11].

С 70-х годов в большинстве промышленно развитых стран мира ведутся интенсивные разработки по созданию новых видов электромеханических преобразователей энергии, мощность которых соизмерима с мощностью биологических преобразователей энергии. Это направление электромеханической науки называется микроминиатюрной электромеханикой. При этом в зависимости от предназначения возбуждение этих электромеханических преобразователей может осуществляться от разных источников энергии: звуковых волн, света, биотоков мозга, мембранных потенциалов, теллурических или земных токов, атмосферного электричества и т.д. Например, в Японии изготовлена модель мини-робота, для питания электромеханических органов которой необходимо всего 0,18 Вт.

Сейчас в развитых странах мира (США, Япония, Франция и т.д.) ведутся интенсивные исследования по созданию микроминиатюрных электрических машин, энергообменные процессы в которых идентичны аналогичным процессам в клетках живых организмов. Проведенные исследования показывают, что если размеры микроустройства уменьшить до 100 нм, их вполне можно разместить внутри живой клетки, где энергоисточником способна служить белковая молекула.

Уже есть микроэлектрические машины, способные уместиться на кончике пальца. Сейчас развитие интегральной схемотехники позволяет создавать микродвигатели, способные разместиться на срезе человеческого волоса. Японские ученые считают, что подобная техника может найти широкое применение в медицине уже через 15—20 лет [12].

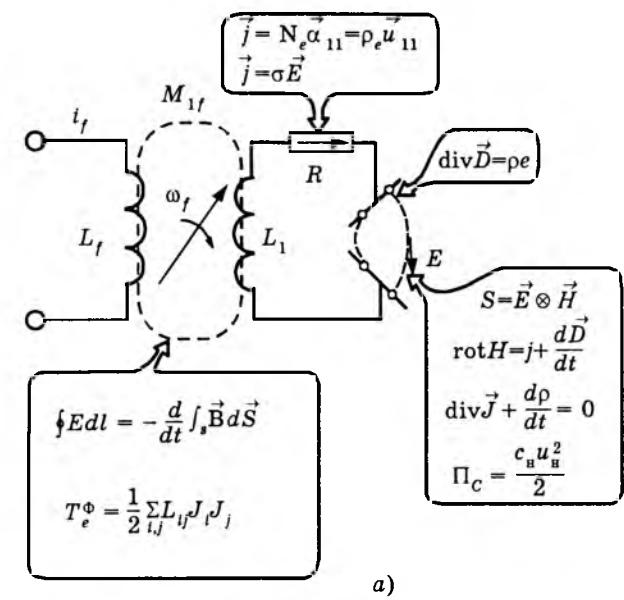
Мысль, что все взаимодействия имеют единую природу (в том числе гравитационные и электромагнитные), представляет собой важ-

нейший принцип, который служит организующим началом в построении фундаментальной физико-математической теории электромеханических преобразователей энергии.

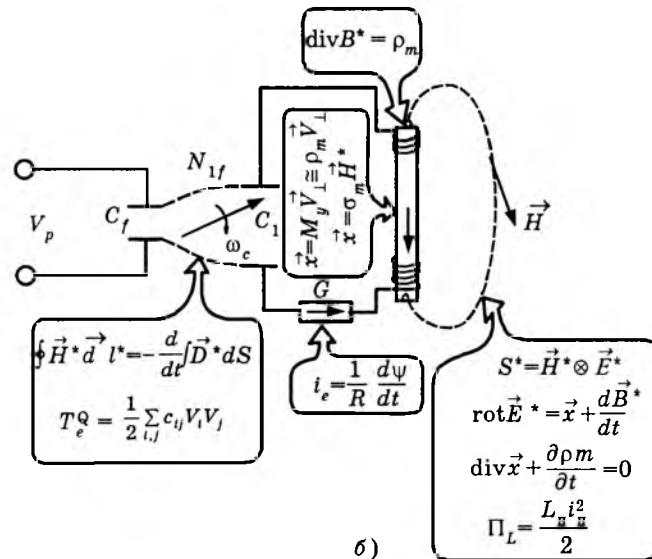
В настоящей работе рассматриваются некоторые вопросы обобщенного математического моделирования природных и технических электромеханических преобразователей энергии в тех диапазонах мощностей, где гравитационное поле достаточно слабо и не перестает быть верной классическая (квазимаксвелловская) теория гравитации (в системе взаимодействующих вещественных тел не рассматриваются сверхплотные элементы типа черных дыр, вырожденных плазменных конфигураций, квантовых структур и т.д.). Составлены универсальные уравнения динамики, на основе которых приведены уравнения электродинамики и электромеханики для некоторых конкретных природных и технических систем.

**О принципах теоретической электромеханики.** На современном этапе развития электромеханики физические принципы теоретической электромеханики (описание процессов генерирования, передачи, распределения и потребления электрической энергии в магнитоиндукционных и электроиндукционных электрических машинах и аппаратах, и в особенности вопросы генерирования и распространения электромагнитной энергии в большом классе задач, связанных с расчетом антенн и волноводов) развиваются и обобщаются на основе двух сопряженных пространств обобщенных переменных с использованием принципа разбиения единого процесса преобразования электромагнитного поля  $LC$ -контура на два пространственно-временных процесса: электромагнитной индукции  $e(t) = -\frac{d\Psi}{dt}$  и магнитоэлектрической индукции  $i^*(t) = -\frac{dQ^*}{dt}$ , связанных с двумя физическими различными методами энергообмена [13, 14].

При этом анализ и синтез индуктивно-связанных электрических систем осуществляются на базе Лагранж-Максвелловского пространства обобщенных переменных и, следовательно, уравнений электромагнитного поля Фарадея-Максвелла, а анализ и синтез емкостно-связанных электрических систем проводятся с помощью уравнений дуально-сопряженного пространства обобщенных переменных и, следовательно, по дуально-сопряженным уравнениям электромагнитного поля (рис.2).



а)



б)

Рис.2. Энергообмен в двух подобластях  $LC$ -контура:  
а — электриоиндукционная (индуктивная); б — магнитоиндукционная (емкостная)

В пространстве обобщенных координат  $\alpha$ , скоростей  $\dot{\alpha}$ , сил  $\theta$  и импульсов  $p$  основные параметры электромагнитных явлений принимаются следующими:

— для пространства Лагранжа—Максвелла (магнитоиндукционные системы)

$\alpha$  — электрический заряд  $q(t)$ ;  $\dot{\alpha}$  — ток  $i(t) = -\frac{dq}{dt}$ ;  $p$  — рабочий магнитный поток  $\Psi(t)$ ;  $\theta$  — ЭДС  $e(t) = -\frac{d\Psi}{dt}$ ;

— для сопряженного пространства (электриоиндукционные системы)

$\alpha$  — магнитный поток («заряд»)  $\psi^*(t)$ ;  $\dot{\alpha}$  — напряжение  $u^* = -\frac{d\psi^*}{dt}$ ;  $p$  — рабочий электрический поток  $Q^*(t)$ ;  $\theta$  — ток емкостной

$$\text{индукции } i^*(t) = -\frac{dQ^*}{dt}.$$

Вариация энергии для обеих систем выражается в виде:

$$\delta A_m = e(t)\delta q; \quad \delta A_e = i^*(t)\delta \psi^*. \quad (1)$$

Следует отметить одно важное обстоятельство. Научные споры о физической сущности дуально-сопряженной системы уравнений электродинамики не затихают со временем О.Хевисайда, когда он ввел в уравнение Максвелла магнитные заряды и магнитные токи на равных правах с электрическими зарядами и электрическими токами. Но несмотря на обоснованные теоретические предпосылки многочисленные экспериментальные исследования не давали положительных результатов и магнитные заряды в природе до сих пор не обнаружены [15].

Но неоспорим и тот факт, что если бы в природе существовали положительные и отрицательные магнитные заряды (магнитный монополь), то созданные ими электромагнитные поля описывались бы именно дуально-сопряженными уравнениями электродинамики.

При такой постановке задачи дуально-сопряженная электродинамика легла бы в основу развития электроиндукционной электромеханики, где создателем рабочего электрического поля являлись бы магнитные токи проводимости, протекающие через магнитопроводящие вещественные контуры.

Если процессы электромеханического преобразования энергии в индуктивных электрических машинах обусловлены взаимодействием магнитных потоков индуктора и электрических токов якоря, то процессы электромеханического преобразования энергии в емкостных машинах обусловлены взаимодействием электрических потоков индуктора и магнитных токов якоря.

Конструированные до сих пор емкостные электрические машины с электродной конструкцией, которые в Максвелловской электродинамике рассматриваются в разделе «электростатика», в дуально-сопряженной электродинамике получают электродинамическое толкование и рассматриваются как одна из подсистем общего класса емкостных электромеханических преобразователей энергии [16].

Для электроиндукционных электрических машин смысл уравнения  $v^* = \frac{d\psi^*}{dt}$  состоит в том, что переменное магнитное поле (индуцированное рабочим электрическим полем соответственно закону магнитоэлектри-

ческой индукции  $\oint \vec{H}^* d\vec{l}^* = -\frac{d}{dt} \int \vec{D}^* ds^*$ ) между зажимами якоря емкостной машины наводит переменное напряжение  $u^*(t)$ , и по внешней электрической цепи машины (через сопротивление нагрузки) начинает течь ток  $i^*(t) = -\frac{1}{R_h} \frac{d\psi^*}{dt}$  дополнительно к току емкостной индукции  $i_e^*(t) = -\frac{dQ^*}{dt} = -\frac{d}{dt} \sum C_{ij} v_j^*$  (связанному с непрерывным перераспределением электрических зарядов на электродах индуктора и якоря). При этом внутреннее сопротивление емкостного генератора

$$\text{выражается в форме } R_b = \frac{\Psi^*}{Q^*} = \frac{\int_0^t u^* dt}{\int_0^t i^* dt}.$$

В машинах индуктивного типа без потерь (без стали) в условиях сверхпроводимости фазных обмоток якоря ( $R_s = 0$ ) при замыкании обмоток энергообмен между ротором и статором невозможен из-за поляризации магнитного потока якоря (приемника энергии). При этом в сверхпроводящих обмотках якоря возникает такой противодействующий поток, что взаимный поток магнитного поля становится равным нулю (силовые линии магнитного поля возбуждения обходят якорные обмотки). Имеет место условие «вмороженности» магнитного потока в якорной цепи  $e_s(t) = -\frac{d\Psi_s}{dt} = 0$ ,  $\Psi_s = \text{const}$  и соответственно  $\Psi_{fs} = L_{fs} i_s = 0$ . Для осуществления энергообмена необходимо в якорной цепи машины иметь  $C_h \neq 0$  или  $R_h \neq 0$  с образованием замкнутого контура напряжения (для изменения магнитного потокосцепления якорной цепи  $d\Psi_s$  необходимо ввести в цепь катушки импульс напряжения  $e(t)dt$ , так же как для изменения количества движения в механике  $d(mu)$  необходимо импульс механической силы  $\bar{F}dt$ .

Совершенно другой процесс происходит в емкостных электрических машинах. При размыкании якорной цепи емкостной машины (в условиях абсолютной изоляции  $R_s = \infty$ ) происходит поляризация электрического потока якоря. При этом в разомкнутой якорной цепи машины возникает такой противодействующий электрический поток реакции, что взаимный поток сцепления между ротором и статором емкостной машины равен нулю. При абсолютной изоляции имеет место условие «вмороженности» электри-

ческого потока  $i_s^*(t) = -\frac{dQ_s^*}{dt} = 0$ ;  $Q_s^* = \text{const}$  и соответственно  $Q_{fs}^* = C_{fs}u_s^* = 0$ ;  $C_{fs}^* = 0$ . Для осуществления энергообмена необходимо в якорной цепи машины иметь  $L_h \neq 0$  или  $R_h \neq 0$  с образованием замкнутого контура тока (для изменения электрического потокосцепления якоря  $dQ_s^*$  необходимо ввести в цепь якоря импульс тока  $i_s^*(t)dt$ ).

**Всеобщий принцип действия электромеханики.** В [17] был введен всеобщий интегральный принцип действия электромеханики, который выражается в следующих сопряженных эквивалентных формах:

— для электроиндукционных (индуктивных) электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_1^N \delta \{ \oint m_i \vec{v}_i d\vec{l}_i + \iint d\Psi_i dq_i \}, \quad (2)$$

где  $N$  — число элементов (материальных контуров тока) системы;  $m_i$  — масса;  $\vec{v}_i$  — скорость;  $q_i$  — электрический заряд;  $\Psi_i$  — магнитное потокосцепление электрического тока  $i$ -го элемента системы;

— для магнитоиндукционных (емкостных) электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_1^N \delta \{ \oint m_i \vec{v}_i^* d\vec{l}_i^* + \iint dQ_i^* d\Psi_i^* \}, \quad (3)$$

где  $Q^*$  — рабочее электрическое потокосцепление;  $\Psi^*$  — магнитный поток («заряд»), индуцированный рабочим электрическим полем соответственно закону магнитоэлектрической индукции  $\oint \vec{H}^* d\vec{l}^* = -\frac{dQ^*}{dt}$  в емкостном элементе системы;

— для индуктивно-емкостных электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_1^N \delta \{ m_i \vec{v}_i d\vec{l}_i + \iint d\Psi_i dq_i + \iint dQ_i^* d\Psi_i^* \}. \quad (4)$$

В уравнениях (2)–(4) энергетическая функция  $\mathcal{E}$  характеризует интенсивность взаимодействия электромеханической системы с внешней средой. Если электромеханическая система изолирована от внешних источников энергии (адиабатная), то  $\mathcal{E} = 0$ .

Для удобства теоретического анализа динамических явлений, особенно при сложных взаимосвязанных электромагнитных контурах, целесообразно признаки энергетического состояния  $\Psi(\vec{r}, t)$ ,  $q(\vec{r}, t)$  и  $Q^*(\vec{r}, t)$ ,  $\Psi^*(\vec{r}, t)$  условно представлять в виде аксиальных обобщенных векторов:

$$\begin{aligned} \vec{\Psi} &= |\Psi| \vec{e}_\Psi; & \vec{Q}^* &= |Q^*| \vec{e}_{Q^*}; \\ \vec{q} &= |q| \vec{e}_q; & \vec{\Psi}^* &= |\Psi^*| \vec{e}_{\Psi^*}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\vec{e}_\Psi, \vec{e}_q, \vec{e}_{Q^*}, \vec{e}_{\Psi^*}$  — единичные векторы, отражающие пространственную ориентацию соответствующих осей потокосцеплений.

Уравнения (2)–(4) характеризуют энергетические состояния соответствующих электромеханических преобразователей энергии, и на их базе можно составить системы обобщенных дифференциальных уравнений, учитывающих электромагнитные процессы в контурах и движения исследуемых вещественных тел.

Электродинамические признаки энергетического состояния электромеханических систем определяются через геометрические координаты и полевые векторы  $\vec{B}, \vec{H}, \vec{D}, \vec{E}, \vec{B}^*, \vec{H}^*, \vec{D}^*, \vec{E}^*$  в виде следующих интегральных выражений:

полевой эквивалент для закона сохранения магнитного потокосцепления

$$\Psi = \Psi(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{E} d\vec{l} = \int_S \vec{B} d\vec{S}; \quad (6)$$

полевой эквивалент для закона непрерывности электрического тока проводимости

$$q = q(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{D} d\vec{S}; \quad (7)$$

полевой эквивалент для закона сохранения рабочего электрического потокосцепления

$$Q^* = Q^*(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{H}^* d\vec{l} = \int_S \vec{D}^* d\vec{S}; \quad (8)$$

полевой эквивалент для закона непрерывности «магнитного тока проводимости»

$$\Psi^* = \Psi^*(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{E}^* d\vec{l} = \int_S \vec{B}^* d\vec{S}. \quad (9)$$

**Вопросы квазимаксвелловской теории гравитационно-инерциальных полей.** Общая теория относительности (ОТО) Эйнштейна впервые вскрыла всю глубину идей о единстве вещества и поля, при котором вещество является источником всех форм проявления поля [18].

Теория гравитации Эйнштейна описывает не просто физическое поле в пространстве-времени, но само пространство-время выявляет взаимное влияние структур полей и рассматриваемого пространство-временного континуума.

Основные новые качества, которые вносит теория относительности Эйнштейна в понимание гравитационного поля под различными углами зрения, обсуждены в [19].

Следует отметить, что описывающие гравитационные поля уравнения Эйнштейна — классические, не квантовые. Они служат лишь приближением к истинному кванто-

вому описанию гравитации и перестают быть верными на очень малых расстояниях и при очень больших энергиях.

В случае слабого гравитационного поля в уравнениях Эйнштейна отбрасываются нелинейные члены и достигается существенное упрощение. Уравнения, которые являются линейным приближением уравнений Эйнштейна и описывают слабые гравитационные поля, по математическому строению идентичны уравнениям электромагнитного поля Максвелла и в научной литературе называются квазимаксвелловскими уравнениями гравитационного поля [20].

Гравитационные поля земных источников и самой планеты Земля, которые являются предметом изучения настоящей статьи, можно без сомнения считать слабыми и описываемыми указанными квазимаксвелловскими уравнениями.

Уникальный вывод этих уравнений из принципа наименьшего действия делается в работе тридцатилетней давности академика А.Г.Иосифьяна [21]. Эти уравнения выражаются в форме:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{R} &= \rho_b \vec{v} + \frac{\partial \vec{N}}{\partial t}; \quad \vec{N} = \frac{\vec{\Gamma}}{4\pi G}; \\ \text{rot } \vec{\Gamma} &= -\frac{\partial \vec{L}}{\partial t}; \quad \vec{L} = \frac{4\pi G}{c^2} \vec{R}; \\ \text{div } \vec{N} &= \rho_b; \quad \text{div } \vec{L} = 0; \quad \vec{L} = \text{rot } \vec{H}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

где векторы  $\vec{R}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{\Gamma}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{L}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{N}(\vec{r}, t)$  полностью характеризуют гравитационно-инерциальное поле;  $\rho_b(\vec{r}, t)$  — плотность вещества;  $\vec{v}(\vec{r}, t)$  — скорость движения среды;  $c$  — скорость света;  $G$  — гравитационная постоянная Ньютона.

Следует отметить, что в этих уравнениях вектор ускорения материальной частицы является аналогом вектора напряженности электрического поля, а вектор угловой скорости вращения соответствует напряженности магнитного поля (рис.3).

Механические признаки энергетического состояния электромеханических систем определяются через геометрические координаты и полевые векторы  $\vec{R}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{\Gamma}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{L}(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{N}(\vec{r}, t)$  в виде следующих интегральных выражений:

— полевой эквивалент закона сохранения момента количества движения для единицы массы

$$\alpha = \alpha(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{\Gamma} d\vec{l} = \oint \vec{L} d\vec{S}; \quad (11)$$

— полевой эквивалент для закона непрерывности конвекционного тока нейтральной массы

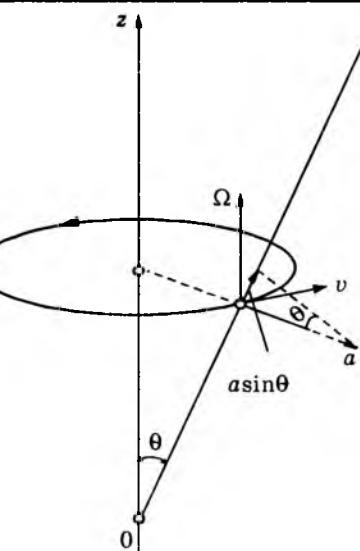


Рис.3. Вращение источника гравитационного поля

$$m = m(\tau) + \int_0^t dt \oint \vec{R} d\vec{l} = \oint \vec{L} d\vec{S}; \quad (12)$$

Уравнения (2)–(4) в многомерном пространстве обобщенных переменных  $\vec{X}(\vec{m}, \vec{a}, \vec{\Psi}, \vec{q}, \vec{Q}^*, \vec{\psi}^*)$  выражаются в следующих эквивалентных формах:

— для индуктивных электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_{i=1}^N \delta \{ \iint dm_i d\alpha_i + \iint d\Psi_i dq_i \}; \quad (13)$$

— для емкостных электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_{i=1}^N \delta \{ \iint dm_i d\alpha_i + \iint dQ_i^* d\psi_i^* \}; \quad (14)$$

— для индуктивно-емкостных электромеханических систем

$$\mathcal{E}(t)\delta t = \sum_1^N \delta \{ \iint dm_i d\alpha_i + \iint d\Psi_i dq_i + \iint dQ_i^* d\psi_i^* \}; \quad (15)$$

Вопросы обобщенного математического моделирования электромеханических преобразователей энергии. Энергетическое состояние взаимодействующих вещественных тел и полей (источником которых являются эти тела) должно определяться некоторой функцией, которое для совмещенной индуктивно-емкостной электромеханической системы можно записать в форме:

$$Z_d = f(\vec{\Psi}, \vec{q}, \vec{Q}^*, \vec{\psi}^*, \vec{m}, \vec{a}), \quad (16)$$

экстремумы которой соответствуют равновесным энергетическим состояниям системы.

При этом процесс электромеханического преобразования энергии (взаимодействия вещественных тел и полей) описывается уравнением вида

$$F\left(Z, \frac{\partial Z}{\partial \vec{x}_\alpha}\right) = 0; \quad \alpha = 1, 2, 3, 4, \quad (17)$$

где  $\vec{x}_\alpha = (x \ y \ z \ t)$  — вектор независимых пространственно-временных координат.

При линейных связях и взаимодействиях представляется возможным определить функцию действия в аддитивном виде

$$Z_d = f_L[(\bar{\Psi}\bar{q})] + f_C[(\bar{Q}^*\bar{\Psi}^*)] + f_r[(\bar{m}\bar{\alpha})]. \quad (18)$$

Для общего случая, беря вариацию по признакам энергетического состояния из (18), имеем

$$\begin{aligned} \delta Z_d = & \frac{\partial f_L}{\partial \bar{\Psi}} \delta \bar{\Psi} + \frac{\partial f_L}{\partial \bar{q}} \delta \bar{q} + \frac{\partial f_C}{\partial \bar{Q}^*} \delta \bar{Q}^* + \\ & + \frac{\partial f_C}{\partial \bar{\Psi}^*} \delta \bar{\Psi}^* + \frac{\partial f_r}{\partial \bar{m}} \delta \bar{m} + \frac{\partial f_r}{\partial \bar{\alpha}} \delta \bar{\alpha}. \end{aligned} \quad (19)$$

Полевой эквивалент уравнения всеобщего принципа действия электродинамики и электромеханики выражается в следующей форме:

$$\mathcal{E} \delta t = \delta \{ \int \rho_s(\omega, \vec{r}) dV_0 + \int \rho_r(\Omega, \vec{r}) dV_0 \}, \quad (20)$$

где

$$\rho_s(\omega, \vec{r}) = \frac{\bar{A}(\omega, \vec{r}) \times \bar{D}(\omega, \vec{r}) + \bar{K}(\omega, \vec{r}) \times \bar{B}^*(\omega, \vec{r})}{2};$$

$$\rho_r(\Omega, \vec{r}) = \frac{\bar{H}_r(\Omega, \vec{r}) \times \bar{N}(\Omega, \vec{r})}{2}, \quad (21)$$

— плотности действия электромагнитного и гравитационно-инерциального полей в объеме сложной индуктивно-емкостной электромеханической системы;  $\bar{K}, \bar{A}, \bar{H}_r$  — векторы потенциала электрического, магнитного и гравитационно-инерциального полей соответственно;  $\omega$  — частота электромагнитных полей;  $\Omega$  — частота гравитационно-инерциальных полей.

Если электромеханическая система в адабатной оболочке, то из (20) имеем:

$$\int \rho_s(\omega, \vec{r}) dV_0 + \int \rho_r(\Omega, \vec{r}) dV_0 = \text{const}. \quad (22)$$

Из всеобщего принципа действия электродинамики и электромеханики в многомерном пространстве обобщенных переменных энергетического состояния можно получить уравнения электродинамики переходных режимов в следующих формах:

— для индуктивных электромеханических систем

$$\mathcal{E} = \frac{d}{dt}(\bar{\Psi}\bar{q}) - \bar{q}_0 \frac{d\bar{\Psi}}{dt} - \bar{\Psi}_0 \frac{d\bar{q}}{dt}; \quad (23)$$

— для емкостных электромеханических систем

$$\mathcal{E} = \frac{d}{dt}(\bar{Q}^*\bar{\Psi}^*) - \bar{\Psi}_0^* \frac{d\bar{Q}^*}{dt} - \bar{Q}_0^* \frac{d\bar{\Psi}^*}{dt}; \quad (24)$$

— для индуктивно-емкостных электромеханических систем

хических систем

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \frac{d}{dt}[(\bar{\Psi}\bar{q}) + (\bar{Q}^*\bar{\Psi}^*)] - \bar{q}_0 \frac{d\bar{\Psi}}{dt} - \\ & - \bar{\Psi}_0 \frac{d\bar{q}}{dt} - \bar{\Psi}_0^* \frac{d\bar{Q}^*}{dt} - \bar{Q}_0^* \frac{d\bar{\Psi}^*}{dt}, \end{aligned} \quad (25)$$

$\bar{\Psi}_0, \bar{q}_0, \bar{Q}_0^*, \bar{\Psi}_0^*$  — начальные значения параметров энергетического состояния.

При этом полевые уравнения взаимодействия вещества и поля получаются из принципа наименьшего действия и выражаются в формах:

— для индуктивных систем

$$\begin{aligned} \delta S = & \delta \int_0^{V_0} \int [\rho_L(\omega, \vec{r}) + \rho_r(\Omega, \vec{r})] dV_0 dt = 0; \\ \rho_L(\omega, \vec{r}) = & \frac{\bar{A}(\omega, \vec{r}) \bar{D}(\omega, \vec{r})}{2}; \end{aligned} \quad (26)$$

— для емкостных систем

$$\begin{aligned} \delta S = & \delta \int_0^{V_0} \int [\rho_C(\omega, \vec{r}) + \rho_r(\Omega, \vec{r})] dV_0 dt = 0; \\ \rho_C(\omega, \vec{r}) = & \frac{\bar{K}(\omega, \vec{r}) \bar{B}^*(\omega, \vec{r})}{2}; \end{aligned} \quad (27)$$

— для индуктивно-емкостных систем

$$\begin{aligned} \delta S = & \delta \int_0^{V_0} \int [\rho_{em}(\omega, \vec{r}) + \rho_r(\Omega, \vec{r})] dV_0 dt = 0; \\ \rho_{em}(\omega, \vec{r}) = & \rho_L(\omega, \vec{r}) + \rho_C(\omega, \vec{r}). \end{aligned} \quad (28)$$

Уравнения (22)–(28) дают возможность исследовать переходные электродинамические и электромеханические процессы в разновидных природных и технических явлениях.

Следует отметить одно важное обстоятельство. При применении разработанной и проверенной на практике общепризнанной теории промышленных систем электромеханических преобразователей энергии для описания переходных электродинамических и электромеханических природных процессов более корректным является использование динамических индуктивностей, емкостей и сопротивлений, которые в общем случае выражаются следующим образом:

$$L_d = \frac{\delta \bar{\Psi}}{\delta U}; \quad C_d = \frac{\delta \bar{Q}^*}{\delta \bar{I}^*}; \quad R_d = \frac{\delta \bar{\Psi}^*}{\delta \bar{Q}^*}. \quad (29)$$

Рассматривая совместно уравнения (23), (24) и (29), получаем эквивалентные уравнения  $LCR$ -контура с сосредоточенными параметрами:

— для последовательного соединения

$$L_{\Delta/k} \frac{di_k}{dt} + R_{\Delta/k} i_k + \frac{1}{C_{\Delta/k}} \int i_k dt = e_k(t); \sum_{k=1}^N e_k(t) = 0 \quad (30)$$

(сумма напряжений равна нулю);

— для параллельного соединения

$$C_{\Delta/k} \frac{du_k}{dt} + G_{\Delta/k} u_k + \frac{1}{L_{\Delta/k}} \int u_k dt = I_k(t); \sum_{k=1}^N I_k(t) = 0 \quad (31)$$

(сумма токов равна нулю).

Все уравнения (23)–(29) являются скалярными и могут быть представлены как скалярные уравнения в плоскости комплексного переменного, определяющие фазовые соотношения напряжений и токов, в форме общеизвестных векторных диаграмм теоретической электротехники с применением линии времени  $\omega = 2\pi f$  и  $\omega' = 2\pi f'$  для определения мгновенных значений токов и напряжений для основной и инверсно-сопряженной систем. Эти уравнения можно использовать для решения задач колебательных процессов в электрических цепях с несопредоточенными параметрами в форме уравнений фазовых напряжений в электрических синхронных генераторах и фазовых токов в магнитоиндукционных емкостных генераторах (с использованием общеизвестных соотношений для преобразования дифференциальных уравнений синхронных электрических машин [1, 14]).

Принцип действия электромеханики, который является отправной точкой приведенных в настоящей работе исследований, носит универсальный характер и справедлив в электродинамических системах различного назначения.

Например, этот принцип был применен А.Г.Иосифьяном для исследования динамических процессов орбитальных объектов, в которых импульс тока, по соответствующим орбитальным осям отсчета  $Q_f = \int_0^t i_f dt$ , взаимодействуя с магнитным потоком Земли, создавал механические моменты для ускорения объектов в системе отсчета Земли, а импульс напряжения в форме магнитного потокосцепления  $\Psi_f = \int_0^t U_f dt$ , взаимодействуя с соответствующими индукционными токами, создавал механические моменты для стабилизации и ориентации объекта в собственной системе отсчета [22].

Применение принципа действия электромеханики позволяет выработать более комбинированный подход при изучении переходных процессов в электрических машинах. При этом появляется возможность учитывать большое количество взаимосвязан-

ных факторов, определяющих основные динамические и статические характеристики электрических машин [23].

Например, если в (23)–(25) принят  $\mathcal{E}(t)=0$ , то получаем обобщенные уравнения, описывающие переходные режимы короткого замыкания и электромеханического торможения.

Если предположить, что  $l$ -й фазный контур тока электрической шины закорочен накоротко ( $\mathcal{E}=0$ ) и имеются тепловые потери, то из (23) следует выражение

$$q_l d\Psi_l + \Psi_l dq_l - \Psi_{0/l} dq_l - q_{0/l} d\Psi_l = 0 \quad (32)$$

или

$$q_l \left( 1 - \frac{q_{0/l}}{q_l} \right) d\Psi_l + \Psi_l \left( 1 - \frac{\Psi_{0/l}}{\Psi_l} \right) = 0. \quad (33)$$

Обозначая

$$\beta = 1 - \frac{\Psi_{0/l}}{\Psi}; \quad \gamma = 1 - \frac{q_{0/l}}{q_l} \quad (34)$$

и решая уравнение (33) с учетом (34), окончательно получаем:

$$f(\Psi_l, q_l) = q_l^\beta \Psi_l^\gamma = \text{const} \quad (35)$$

и

$$\frac{d}{dt} f(\Psi_l, q_l) = \frac{\partial f}{\partial q_l} \dot{q}_l + \frac{\partial f}{\partial \Psi_l} \dot{\Psi}_l = 0. \quad (36)$$

Если допустить, что тепловые потери энергии имеются только в емкостной подобласти энергообмена контура тока, то

$$\delta\Psi_l = 0; \quad \beta = 1, \quad (37)$$

и соответственно

$$q_l \Psi_l^\gamma = \text{const}; \quad \frac{d}{dt} f_c(\Psi_l, q_l) = 0. \quad (38)$$

Если допустить, что тепловые потери имеются только в индуктивной подобласти контура тока, то

$$\delta q_l = 0; \quad \gamma = 1 \quad (39)$$

и соответственно

$$q_l^\beta \Psi_l = \text{const}; \quad \frac{d}{dt} f_l(\Psi_l, q_l) = 0. \quad (40)$$

Если температурный коэффициент относительного изменения  $\Psi(\vec{r}, t)$  и  $q(\vec{r}, t)$  обозначить соответственно  $\beta_\tau$  и  $\gamma_\tau$ , то из (38) и (40) имеем:

$$q_l \Psi_l^{\frac{\gamma_\tau}{\beta_\tau} dt} = \text{const}; \quad \gamma_\tau = \frac{1}{q_{0/l}} \frac{dq_l}{dT}. \quad (41)$$

$$\Psi_l q_l^{\frac{\beta_\tau}{\gamma_\tau} dt} = \text{const}; \quad \beta_\tau = \frac{1}{\Psi_{0/l}} \frac{d\Psi_l}{dT}. \quad (42)$$

Из (38) и (40) путем простых преобразований можно получить электродинамические уравнения короткого замыкания для контурных цепей тока в следующих формах:

— если контур тока активно-емкостной

$$[\Psi_l^\gamma + (1 - \gamma)\Psi_l^\gamma \ln \Psi_l]i_l + [q_l \gamma \Psi_l^{\gamma-1}]u_l = 0, \quad (43)$$

где

$$u_l = i_l R_l + \frac{1}{C_l} \int_0^t i_l dt; \quad (44)$$

— если контур тока активно-индуктивный

$$[q_l^\beta + (1 - \beta)q_l^\beta \ln q_l]u_l + [\Psi_l \beta q_l^{\beta-1}]i_l = 0, \quad (45)$$

где

$$u_l = i_l R_l + \frac{d\Psi_l}{dt}. \quad (46)$$

Уравнения (32)–(42) носят универсальный характер для индуктивных электрических машин всевозможной конструкции. Для исследования переходных режимов электрических машин конкретной конструкции необходимо в этих уравнениях учесть их конструкционные параметры.

Исследования указанных уравнений — сложная задача даже для электромеханических преобразователей энергии самой простой конструкции (и с помощью вычислительной техники). Однако, их приблизительный анализ (например, графоаналитическими методами) открывает новые возможности для более глубокого изучения процессов электромеханического преобразования энергии.

Например, нетрудно показать, что из уравнения (25) при  $\dot{\mathcal{E}}=0$  легко можно получить общеизвестные уравнения магнитогидродинамики для импульсных плазменных двигателей.

**Некоторые вопросы комбинированного подхода к решению задач электромеханики.** Полученные на базе принципа действия электромеханики уравнения в пространстве обобщенных переменных энергетического состояния и в эквивалентной полевой форме (23)–(28) позволяют более удачно сочетать в одной комбинированной программе исследования электромеханических преобразователей энергии уравнения электрических цепей с уравнениями электромагнитных и тепловых полей [24].

В последние годы в области теории электромеханических преобразователей энергии появляются фундаментальные исследования, где на первый план выдвигаются проблемы углубленного изучения электромагнитных и тепловых полей, вопросы развития специальных нелинейных теорий, описывающих пе-

реходные процессы в специальных электрических машинах, трансформаторах и других сложных электромагнитных системах, уточнения численных методов исследования электрических машин и их использования в задачах автоматизированного проектирования и т.д.

Этот факт более наглядно можно продемонстрировать в тех специальных электрических машинах, где сильнее проявляются эти различные краевые эффекты и нелинейные зависимости между параметрами в активной зоне по сравнению с электромеханическими преобразователями традиционного исполнения.

В общем случае, для комбинированного изучения процессов электромеханического преобразования энергии, необходимо сочетать уравнения принципа действия электромеханики в следующих эквивалентных формах:

— для индуктивных электромеханических систем

$$\delta\mathcal{E} = q\delta u + i\delta q + \Psi\delta i + i\delta\Psi + m_L\delta\theta_L \quad (47)$$

и, соответственно,

$$\delta S_L = \delta \int_0^{V_0} [\rho_L(\omega, \vec{r}) + \rho_r(\Omega, \vec{r})] dV_0 dt = 0; \quad (48)$$

— для емкостных электромеханических систем

$$\delta\mathcal{E} = \psi^* \delta i^* + i^* \delta \psi^* + Q^* \delta u^* + u^* \delta Q^* + m_c \delta \theta_c \quad (49)$$

и, соответственно,

$$\delta S_C = \delta \int_0^{V_0} [\rho_C(\omega, \vec{r}) + \rho_r(\Omega, \vec{r})] dV_0 dt = 0. \quad (50)$$

Из вышесказанных уравнений следует, что для магнитных и электрических цепей индуктивных электромеханических систем справедливы следующие комбинированные уравнения:

— для электропроводящих контуров

$$\left. \begin{aligned} u_L &= \int \frac{\bar{j} d\bar{l}}{\sigma_e} + \frac{\partial}{\partial t} \int \bar{A} d\bar{l} + \int \text{grad} \phi_e d\bar{l} + \int [\bar{B} \times \bar{u}_e] d\bar{l}; \\ \text{div} \bar{j} + \frac{\partial \rho_e}{\partial t} &= 0; \quad \bar{j} = \sigma_e \bar{E}; \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

— для магнитопроводящих контуров

$$\left. \begin{aligned} i_C &= \int \frac{\bar{x} d\bar{l}}{\sigma_m} + \frac{\partial}{\partial t} \int \bar{K} d\bar{l} + \int \text{grad} \phi_m d\bar{l} + \int [\bar{D}^* \times \bar{u}_m] d\bar{l}; \\ \text{div} \bar{x} + \frac{\partial \rho_m}{\partial t} &= 0; \quad \bar{x} = \sigma_m \bar{H}^*. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

где  $\phi_m$  — скалярный магнитный потенциал;  $\bar{u}_e$  — скорость деформации контура интегрирования в точке действия векторного потенциала магнитного поля;  $\bar{K}$  — вектор-потенциал вихревого электрического поля ( $\bar{D}^* = \text{rot} \bar{K}$ ).

Интеграл (51) распространяется на сечение проводов, электролитов, плазматронов с электронно-ионной проводимостью и сечение электродов емкости С. Интеграл (52) распространяется на сечение магнитопроводов или сечение магнитных листов, обладающих проводимостью магнитного потока, по поверхности натянутой на контур магнитной цепи. Аналогичные уравнения легко можно получить и для емкостных преобразователей энергии.

Электромагнитную обобщенную силу  $f_{\text{эм}}$ , действующую на подвижную часть индуктивной электромеханической системы, можно получить из (20):

$$f_{\text{эм}} = \frac{d}{dx_m} \int_0^{V_0} \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_0, \quad (53)$$

где  $x_m$  — обобщенная геометрическая координата электромеханической системы.

Так как

$$f_{\text{эм}} = \frac{d}{dx_m} W = \frac{p_0}{2} \frac{d}{dx_m} \left( \hat{i}^\top \frac{d\hat{L}}{dx_m} \hat{i} \right), \quad (54)$$

то из (53) и (54)

$$\int_0^{V_0} \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_0 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n L_{ij} i_i i_j. \quad (55)$$

Из (55) следует, что

$$\rho_L(\omega, \vec{r}) = \frac{d}{dV_0} \left( \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n L_{ij} i_i i_j \right), \quad (56)$$

где  $i, j=1, 2, \dots, n$  — число контуров с током (обмоток) электромеханической системы.

На базе уравнений (47)–(56) можно достичнуть новых результатов для некоторых узловых задач теоретической электромеханики. Например, они позволяют исследовать явления электрической и магнитной сверхпроводимости и, соответственно, процессы электромеханического преобразования энергии в электрических машинах с сверхпроводящими обмотками.

Так как в индуктивных электромеханических системах процесс преобразования энергии осуществляется с помощью магнитных потоков взаимоиндуктивностей, то определение векторов магнитной индукции напряженности дает исчерпывающую информацию о всех интегральных физических величинах (токах, ЭДС, напряжениях, силах и моментах), характеризующих процесс преобразования энергии. В индуктивных машинах электрическое поле играет решающую роль в процессах энергопередачи и диссипационных явлениях, поэтому определение векторов электрической индукции напря-

женности в активных (электропроводящих) элементах дает возможность получить более точные результаты в расчетах энергетических и массогабаритных показателей исследуемых электрических машин.

Аналогичные рассуждения можно сделать и для емкостных электромеханических преобразователей энергии.

Рассмотрим два примера применения указанных теоретических результатов.

**Пример 1. Некоторые вопросы моделирования процессов преобразования энергии в электрических машинах со сверхпроводящими обмотками.** В последнее время большие успехи в разработке композитных сверхпроводящих материалов 2-го рода дали толчок к широкому применению сверхпроводимости для производства, накопления и передачи электромагнитной энергии. Началась весьма обширная исследовательская работа по поиску новых сверхпроводников этого типа и улучшению их характеристик, использованию свойств этих материалов в электрических машинах [25, 26].

Однако, несмотря на усилия многих крупных ученых, более глубокие представления о процессах преобразования энергии, происходящих в сверхпроводящих электрических машинах, ждут своего решения [8].

Особенно это относится к процессам взаимодействия электромагнитных и тепловых полей, исследованию фазовых переходов сверхпроводящих частей электрической машины под воздействием внешних тепловых, электромагнитных и механических факторов, улучшению энергетических и массогабаритных показателей машин и т.д.

Разработанные в настоящей работе основы теории позволяют с единых позиций описывать обширный класс криогенных электрических машин и сверхпроводящих накопителей как с помощью соответствующих дифференциальных и алгебраических уравнений классической электродинамики и электромеханики, так и закономерностей классической квантовой механики.

Из (47)–(50) непосредственно следуют выражения механической силы  $f_e$ , действующей на массовую частицу  $m_e$ , несущую монопольный заряд  $e$  электрона (по Лоренцу), и силы  $f_{\phi_0}$ , действующей на массовую частицу  $m_{\phi}$  несущую монопольный заряд  $\phi_0$  (по Дираку) [20] вдоль координаты  $x_m$ :

$$f_{x_m}^e = \frac{\delta \mathcal{E}_L}{\delta x_m} = e(\vec{E} + [\vec{v}_e \times \vec{B}])_{x_m}; \quad (\text{П.1-1})$$

$$f_{x_m}^{\phi} = \frac{\delta \mathcal{E}_C}{\delta x_m} = \phi_0(\vec{H} + [\vec{v}_{\phi} \times \vec{D}])_{x_m}. \quad (\text{П.1-2})$$

Уравнение (П.1-2) приобретает реальный физический смысл в электромагнитных процессах систем со сверхпроводниками, так как при этом понятие магнитного заряда можно отождествлять с квантом магнитного потока — флюксойдом  $\left(\Phi_0 = \frac{h}{2e}\right)$ , который

в отличие от монополя Дирака является реально измеряемой физической величиной, а не фиктивной математической функцией. При этом в уравнении (П.1-2)  $\Phi_0$  — магнитный поток флюксойда:  $\vec{v}_\Phi$  — скорость движения концов вихревых нитей (флюксойдов) на поверхности сверхпроводника [27].

Из (51) и (П.1-2) непосредственно следует закон сохранения магнитного потокосцепления для сверхпроводящего контура:

$$\Psi_0 = \int_0^t dt \oint \vec{E} d\vec{l} + \int \vec{B} d\vec{S} = \text{const} ; \quad (\text{П.1-3})$$

$$\Psi_0 = \int_0^t dt \oint \vec{E} d\vec{l} + n\Phi_0 = \oint d\vec{l} \int_0^t \vec{E} dt + \\ + n\Phi_0 = - \oint \vec{A} d\vec{l} + n\Phi_0, \quad (\text{П.1-4})$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  — число (плотность) вихревых нитей (силовых трубок) магнитного поля в объеме сверхпроводника.

Из (47)–(52) и (П.1-2)–(П.1-4) следует, что уравнения термоэнергетического состояния криогенной электромеханической системы, которые дают возможность исследовать энергообменные процессы независимо от природы вещества сверхпроводника при приведенном подходе моделирования электромеханических преобразователей энергии:

$$\left. \begin{aligned} f(\rho_L, \omega, T) = 0; \\ \delta H = \frac{\delta S_L}{T} = \frac{\delta \int_0^t \int_0^r \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_0}{T}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.1-5})$$

где  $T$  — температура;  $\omega = 2\pi\nu$  — частота изменения приложенного электромагнитного поля;  $H$  — энтропейная функция, которая идентична энтропейной функции Колмогорова в фазовом пространстве обобщенных переменных энергетического состояния  $(\vec{\Psi}, \vec{q})$  [28].

При этом для указанной системы локальный принцип устойчивости Гленсдорфа-Пригожина выражается в форме:

$$\frac{d}{dt} (\delta^2 H) \geq 0. \quad (\text{П.1-6})$$

Уравнения (П.1-5), (П.1-6) позволяют рассматривать термоэнергетические процессы в сверхпроводящем контуре при постоянных:

плотностях действия  $\rho_L(\omega, \vec{r}) = \text{const}$  (внешнее магнитное поле постоянное), объемах  $V_0 = \text{const}$  (при механической фиксации контура), температурах  $T = \text{const}$  (изотермические процессы).

При этом в фазовом пространстве обобщенных переменных  $(\vec{\Psi}, \vec{q})$  вводится понятие «уравнения термоэнергетического состояния»:

$$\rho_L = f_p(V_0, T); V_0 = f_v(\rho_L, T); T = f_t(\rho_L, V_0). \quad (\text{П.1-7})$$

Например, из (П.1-3)–(П.1-7) на базе (32)–(42) в частном случае можно показать, что состояние сверхпроводника является устойчивым (стабильным) относительно случайного возрастания температуры на  $\Delta T_0$  при выполнении неравенства

$$(\Delta B_0)^2 \leq 3\mu_0 c_p m_c \left[ -\frac{1}{J_c} \frac{\partial J_c}{\partial T} \right]^{-1}, \quad (\text{П.1-8})$$

где  $\Delta B_0$  — соответственное изменение внешнего магнитного поля;  $J_c$  — плотность критического тока;  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $c_p$  и  $m_c$  — удельная теплоемкость и масса.

Уравнения (47)–(52) более продуктивны при расчетах энергетических показателей электромеханических преобразователей энергии.

Например, из (47), (48) и (51) легко можно показать, что индукционные токи в сверхэлектропроводящем накопителе приводят к выделению тепла с мощностью

$$P_n^e = \frac{1}{2} \sum_k \frac{(j_k \times j_k^\tau)}{\sigma_{e/k}} \times u_k^e, \quad (\text{П.1-9})$$

где индексом  $\tau$  обозначены транспонированные матрицы; суммирование проводится по всем электроиндукционным катушкам.

Аналогично для сверхмагнитопроводящих контуров из (49), (50) и (40), можно получить следующие выражения тепловых потерь:

$$P_n^m = \frac{1}{2} \sum_l \frac{(x_l \times x_l^\tau)}{\sigma_{m/l}} \times u_l^m, \quad (\text{П.1-10})$$

суммирование проводится по всем магнитоиндукционным катушкам.

**Пример 2. Электродинамические характеристики совмещенной электромагнитоиндукционной системы.** При разработке теории индуктивно-емкостных электрических машин следует отметить одно важное обстоятельство. Совместное применение индуктивных и емкостных генераторов в общем объеме не эффективно как для индуктивного, так и для емкостного генераторов, так как индуктивный генератор — это в общем слу-

чае источник ЭДС, емкостный — источник тока (такая совмещенная машина имела бы низкий КПД и представляла бы гибрид машины низкого и сверхвысокого напряжений — эквивалентное внутреннее сопротивление  $0 \leq R_0 < \infty$ ).

Однако определенный интерес представляют системы, состоящие из последовательного или параллельного соединения индуктивных и емкостных преобразователей, в которых могут наблюдаться резонансные режимы и достигается компенсация потоков реактивной энергии, при которой энергетические характеристики совмещенной машины улучшаются.

В [29,30] была установлена возможность оптимизации рабочего режима индуктивного генератора с помощью емкостного генератора высокого напряжения (с образованием последовательной резонансной цепи), и наоборот (с образованием параллельной резонансной цепи) (рис.4).

При линейной связи между индуктивной и емкостной подсистемами (при малых токах  $i_f$  и напряжениях  $u_p^*$  возбуждения) и при независимых режимах возбуждения функции энергетического состояния  $Z$  и функция Лагранжа  $\mathcal{L}$  являются аддитивными функциями

$$\left. \begin{aligned} Z &= Z_L(x, p, \Psi, q) + Z_C(x, p, Q^*, \psi^*); \\ \mathcal{L} &= \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_C. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2-1})$$

При этом уравнения электродинамики совмещенной машины можно выразить в символической векторно-матричной форме:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Psi \\ Q^* \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} R_L & 0 \\ 0 & G_C \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_L \\ u_C \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} u \\ i_C^* \end{bmatrix}; \\ \begin{bmatrix} \Psi \\ Q^* \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} L & 0 \\ 0 & C \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_L \\ u_C^* \end{bmatrix}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2-2})$$

где  $\Psi$ ,  $R_L$ ,  $L$  — субматрицы магнитных потокосцеплений, активных сопротивлений и индуктивностей индуктивной машины;  $Q^*$ ,  $G_C$ ,  $C$  — субматрицы электрических потокосцеплений, активных проводимостей и емкостей емкостной машины;  $i_L$ ,  $u_L$  — векторы токов и напряжений магнитных контуров;  $u_C^*$ ,  $i_C^*$  — векторы напряжений и токов электрических контуров.

Уравнения динамики дополняются уравнением движения ротора

$$\left. \begin{aligned} M &= (J_m + J_e) \frac{d\omega}{dt} + K \frac{\omega}{p_0} + \\ &+ \frac{p_0}{2} \left( i_L^* \frac{dL}{dt} i_L + u_C^* \frac{dC}{dt} u_C^* \right) \frac{1}{\omega}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2-3})$$

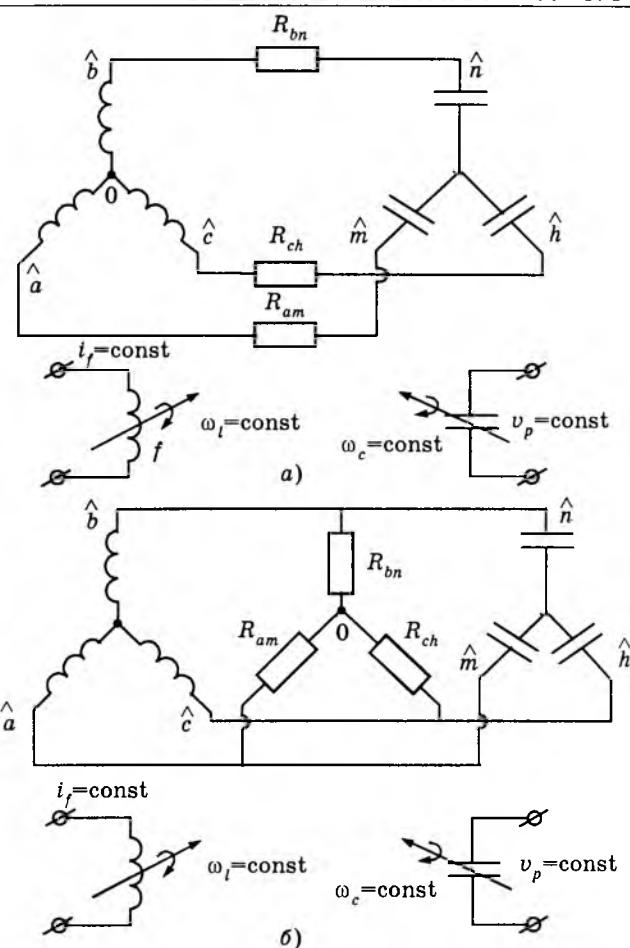


Рис.4. Электрическая схема совмещенного индуктивно-емкостного генератора:

а — для последовательного соединения фазных цепей; б — для параллельного соединения фазных цепей

где  $J_m$ ,  $J_e$  — моменты инерции роторов индуктивных и емкостных подсистем;  $p_0$  — число пар полюсов.

При нелинейной связи между индуктивной и емкостной подсистемами функции состояния  $Z$  и Лагранжа  $\mathcal{L}$  не являются аддитивными функциями (при больших токах  $i_f$  и напряжениях  $u_p^*$  возбуждения):

$$\left. \begin{aligned} Z_{LC} &= Z_L + Z_C + \Delta Z_{LC}; \\ \mathcal{L}_{LC} &= \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_C + \Delta \mathcal{L}_{LC}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2-4})$$

где  $\Delta \mathcal{L}_{LC}$  — член лагранжиана, учитывающий влияние одной подсистемы на другую.

При этом необходимый лагранжиан для совмещенной машины может быть построен с помощью введения новой матрицы взаимодействия между двумя подсистемами  $n_0(q, \psi^*)$ . При последовательной связи фазных цепей индуктивная подсистема как источник напряжений является «несущей системой», при котором  $\Delta \mathcal{L}_{LC} = i_L n_0^{LC}(q, \psi^*) u_C^{*\tau}$ , а при параллельной связи «несущей системой» является

ся емкостная подсистема как источник тока, при котором  $\Delta \mathcal{E}_{CL} = u_c^* n_0^{CL} (\psi^*, q) i_L^t$ .

При этом уравнения электродинамики совмещенной машины могут быть записаны в следующей векторно-матричной форме:

— для последовательного соединения

$$\frac{d\Psi}{dt} + R_L i_L + u_c^* \frac{\partial n_0^{LC}}{\partial \psi^*} u_c^{*t} + n_0^{LC} \frac{du_c^*}{dt} = u_{LC}; \quad \sum_k e_k = 0 \quad (\text{П.2-5})$$

(сумма напряжений равна нулю);

— для параллельного соединения

$$\frac{dQ^*}{dt} + Gu_c^* + i_L \frac{\partial n_0^{LC}}{\partial q} i_L^t + n_0^{LC} \frac{di_L}{dt} = i_{CL}^*; \quad \sum_k i_k = 0 \quad (\text{П.2-6})$$

(сумма токов равна нулю).

Для роторных цепей возбуждения

$$\frac{d\Psi_f}{dt} + R_f i_f = u_f; \quad \frac{dQ_p^*}{dt} + G_p u_p^* = i_p^*. \quad (\text{П.2-7})$$

При этом уравнения электромагнитных моментов в общем случае имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} M_{LC} &= -\frac{p_0}{2} \left[ i_L \frac{\partial L}{\partial \gamma} i_L^t + i_L \frac{dn_0^{LC}}{d\gamma} u_c^{*t} \right]; \\ M_{CL} &= -\frac{p_0}{2} \left[ u_c^* \frac{\partial C}{\partial \gamma} u_c^{*t} + u_c^* \frac{dn_0^{CL}}{d\gamma} i_L^t \right]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.2-8})$$

Совместное решение системы уравнений (П.2-5)–(П.2-8) на ЭВМ полностью определяет поведение обобщенной модели совмещенной машины в любых режимах.

Для симметричных совмещенных машин, при стационарных связях и режимах системам уравнений (П.2-5), (П.2-6) соответствует символическая векторно-матричная система уравнений:

$$\begin{bmatrix} u_L \\ i_c^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_m & Z_{em} \\ Z_{me} & Z_e \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_L \\ u_c^* \end{bmatrix}, \quad (\text{П.2-9})$$

где  $Z_m$ ,  $Z_e$  — матрица проводимостей емкостной подсистемы;  $Z_{me}$  и  $Z_{em}$  — матрицы, учитывающие влияние одной подсистемы на другую.

При этом

$$\begin{aligned} Z_m &= R + L\delta + \delta L; \quad Z_e = G + C\delta + \delta C; \\ Z_{me} &= n^0 \delta; \quad Z_{em} = n_1^0 \delta, \end{aligned} \quad (\text{П.2-10})$$

где  $\delta = d/dt$  — оператор дифференцирования.

Уравнения электродинамики совмещенной машины могут быть записаны в различных системах координат  $(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}, \tilde{0}; \tilde{d}, \tilde{q}, \tilde{0}; \tilde{f}, \tilde{b}, \tilde{0}; \tilde{\gamma}, \tilde{\delta}, \tilde{0}; \tilde{s}, \tilde{q}, \tilde{0})$  и повторят все многообразие уравнения индуктивных электрических машин [2].

Известные уравнения индуктивных и емкостных машин, которые представляют собой электрически не взаимодействующие системы (работающие на разных нагрузках), получим из уравнений совмещенной машины, приняв  $n^0 = 0$  или  $n_1^0 = 0$ .

При этом можно показать, что в данном случае

$$n^0 = \frac{P_C}{P_L}; \quad n_1^0 = \frac{P_L}{P_C}, \quad (\text{П.2-11})$$

где  $P_L$  — выходная реактивная мощность индуктивного генератора;  $P_C$  — выходная реактивная мощность емкостного генератора.

В совмещенной электрической машине, не содержащей внешних источников энергии, реактивная мощность определяется частотой переменного тока  $\omega = \omega_L = \omega_C$  и максимальными значениями энергии, накапливаемой в индуктивных и емкостных подсистемах машины,

$$\begin{aligned} P_L &= u_L i_L \sin \frac{\pi}{2} = \omega \frac{L J_L^2}{2} = \omega W_{L \max}; \\ P_C &= -u_C^* i_C^* \sin \frac{\pi}{2} = -\omega \frac{C u_C^{*2}}{2} = -\omega W_{C \max}, \end{aligned} \quad (\text{П.2-12})$$

где  $W_{L \max}$  и  $W_{C \max}$  — максимальные значения энергии, периодически накапливаемой в магнитном поле индуктивной машины и в электрическом поле емкостной машины.

На основании закона сохранения энергии реактивная мощность совмещенной машины равна алгебраической сумме реактивных мощностей индуктивных и емкостных машин, т.е.

$$P^0 = P_L + P_C = \omega (W_{L \max} - W_{C \max}). \quad (\text{П.2-13})$$

При  $P^0 = 0$  (и соответственно  $n^0 = 1$ ,  $n_1^0 = 1$ ) и имеют место резонанс напряжений (при последовательной связи) и резонанс тока (при параллельной связи).

При этом

$$\begin{aligned} U &= i_L \left[ R^2 + \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right)^2 \right]^{1/2}; \\ I &= u_C^* \left[ G^2 + \left( \frac{1}{\omega L} - \omega C \right)^2 \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (\text{П.2-14})$$

При резонансе энергетические характеристики совмещенной машины улучшаются, так как происходит обмен реактивной мощностью между индуктивной и емкостной подсистемами, и для создания магнитного и электрического полей совмещенная машина перестает потреблять реактивную мощность от внешних источников энергии.

**Пример 3. Совмещенная индуктивно-емкостная униполярная электрическая машина — планета Земля.** В современной электроэнергетике заманчивым является создание энергетических установок, использующих энергию Космоса на земле. Чтобы предложить технические конструкции энергетических установок для промышленного получения экологически чистой электрической энергии из Космоса, необходимо разобраться в энергетике планеты, ответить на вопросы: почему вращается Земля, как образуется ее магнитное поле и еще на множество других вопросов. Это одна из центральных задач современной науки, решение которой во многом будет зависеть от успехов наук о Земле.

К сожалению, до сих пор нет единой энергетической модели планеты и нет общепринятого представления об источниках энергии глобальных событий на Земле.

Современные теории геомагнетизма исходят из предположения, что магнитное поле Земли создается и поддерживается за счет так называемого динамомеханизма. Грубо считается, что создание магнитного поля в ядре Земли происходит так же, как и в динамомашине с самовозбуждением [31,32].

Электромеханическая модель Земли дает более глубокое и последовательное объяснение глобальных энергетических процессов, протекающих в недрах Земли, океане и атмосфере, чем принятые до сих пор основные физико-математические модели о природе геомагнетизма Земли [33,34].

Современные сейсмологические исследования достаточно точно определяют расположение масс внутри Земли. В центре ее находится твердый шар (ядро) радиусом  $R_1 = 1217$  км с плотностью около  $\rho_1 = 13$  г/см<sup>3</sup>. Далее, вплоть до радиуса  $R_3 = 3500$  км, вещество Земли жидкое (до радиуса  $R_2 = 2450$  км жидкое ядро, а оставшаяся часть — жидккая магма). Плотность этой жидкости постепенно падает с 12,1 до 9,9 г/см<sup>3</sup> при приближении к внешней границе с радиусом  $R_3$ . Там вещество становится твердым, а плотность скачком падает до  $\rho_{R \geq R_3} = 5,5$  г/см<sup>3</sup>. Далее плотность плавно или небольшими

скакками убывает вплоть до поверхности Земли  $R_4 = 6400$  км, где в среднем  $\rho_{R=R_4} = 2,7$  г/см<sup>3</sup> (твердая магма и кора Земли) (рис.5) [32].

Рассмотрим более подробно общие физические основы обобщенного электромеханического моделирования планеты Земля. Электромеханическая система планеты состоит из МГД-генератора и униполярного МГД-двигателя, совмещенных в одной сферической машине и объединенных общим магнитным полем [34].

Следует отметить, что для моделирования процессов, происходящих в ядре Земли, еще в 1958 г. Рикитаки предложил аналогичную физическую модель взаимосвязанных электродинамических систем, известную сейчас как динамо Рикитаки. Она представляет собой два диска динамо, соединенных так, что ток от каждого диска проходит через катушку другого и на валы действует одинаковый момент силы [35].

МГД-генератор планеты Земля является МГД-генератором открытого типа, получающим энергию за счет движения солнечной системы в космическом пространстве и вращения Земли вокруг Солнца.

При этом взаимодействие планеты Земля с космическим пространством описывается уравнением всеобщего принципа действия электродинамики и электромеханики для индуктивных электромеханических преобразователей энергии (2), которое для МГД-генератора планеты Земля можно представить в форме:

$$\mathcal{E}_0(t)\delta t = \delta \left( \sum_{i=1}^N \oint m_i \vec{v}_i dl_i \right) + \delta \int \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_0, \\ \rho_L(\omega, \vec{r}) = \frac{\vec{A}(\omega, \vec{r}) \vec{D}(\omega, \vec{r})}{2}, \quad (\text{П.3-1})$$

где интегрирование осуществляется по объему планеты.

Энергетическая функция взаимодействия планеты с внешней средой  $\mathcal{E}_0(t)$  состоит из нескольких слагаемых (обусловленных различием сил взаимодействия планеты с космическим пространством):

$$\mathcal{E}_0(t) = \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_2(t) + \mathcal{E}_3(t) + \mathcal{E}_4(t). \quad (\text{П.3-2})$$

Отдельным слагаемым этого уравнения можно придать следующий смысл:

$\mathcal{E}_1(t)$  — характеризует воздействия магнитного поля космического пространства, создаваемого внешними токами (в основном магнитного поля Солнца),

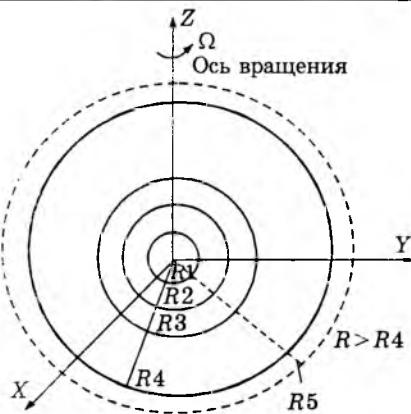


Рис.5. Четырехслойная модель планеты Земля

$$\left. \begin{aligned} \delta \mathcal{E}_1(t) &= e(t) \delta q; \\ e(t) &= -\frac{d\Psi}{dt} = -\frac{d}{dt} \int \vec{B} d\vec{S}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3-3})$$

где  $\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2$  — полное магнитное поле;  $\vec{B}_1$  и  $\vec{B}_2$  — внешние и индуцированные в ядре планеты магнитные поля;

$\mathcal{E}_2(t)$  — характеризует воздействие частиц, солнечного ветра и плазменных потоков космического происхождения, которые, попадая в магнитное поле Земли, тормозят и отдают часть механической энергии, поддерживая на устойчивом уровне генерирующие магнитное поле Земли электрические токи;

$\mathcal{E}_3(t)$  — характеризует воздействие космических электромагнитных волн (например, свет Солнца);

$\mathcal{E}_4(t)$  — характеризует диссипационные взаимодействия планеты Земля с окружающей средой (в том числе тепловое излучение).

Магнитное поле Земли имеет два источника. Оно образуется токами ядра Земли ( $I_{\text{я.з.}}$ ) и токами радиационных поясов (токи заряженных частиц-ионов в верхних слоях атмосферы), возбуждение которых при используемой трактовке процессов энергообмена планеты с окружающим пространством обосновывается на базе принципа действия (П.3-1).

МГД-генератор планеты Земля является своеобразным возбудителем для МГД-двигателя с жидким электропроводящим ротором (ток нагрузки генератора — это ток ротора МГД-двигателя планеты). Статором МГД-двигателя является твердая часть Земли (железное ядро, твердая магма и кора Земли), а ротором — жидккая магма и жидкое ядро, двигающиеся в сфере между твердым ядром и твердой магмой.

Всеобщий принцип действия электродинамики и электромеханики для МГД-двигателя планеты Земля можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_0(t) \delta t &= \delta \left( \sum_{i=1}^N \int m_i \vec{v}_i d\vec{l}_i \right) + \delta \int \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_1; \\ \mathcal{E}_0(t) \delta t &= \delta \int \rho_L(\omega, \vec{r}) dV_2, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3-4})$$

где  $V_1$  — объем жидкого ядра и магмы;  $V_2$  — объем твердой части Земли.

Уравнения (П.3-4) дают возможность составить уравнения магнитогидродинамики для МГД-двигателя планеты и осуществить физико-математическое моделирование приведенных в [34] теоретических рассуждений относительно электромеханики нашей планеты.

При этом, осуществление гармонического анализа спектра магнитного поля Земли по пространственно-временным компонентам подтверждает уникальную точность приведенной в [33,34] аналогии между энергообменными процессами планеты и динамическими процессами в сферических электромеханических системах, которые в основном применяются в космической электротехнике [2,3].

Кроме указанных индуктивных МГД-генератора и МГД-двигателя, которые играют основную роль в энергообменных процессах, в электромеханической системе планеты Земля существует и двухкомпонентная емкостная электрическая машина [36,37].

Работа первой емкостной подсистемы связана с работой индуктивного МГД-двигателя. Электрическая поляризация жидких и твердых слоев Земли, а также относительное вращение статора и ротора МГД-двигателя обеспечивают работу ЭГД (электрогидродинамического) -генератора, ротором которого является жидккая магма и жидкое ядро, а статором — твердая магма и кора Земли.

Всеобщий принцип действия электромеханики и электродинамики для первого ЭГД-генератора планеты Земля можно представить в виде:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_e(t) \delta t &= \delta \left( \sum_{i=1}^N \int m_i \vec{v}_i d\vec{l}_i \right) + \delta \int \rho_C(\omega, \vec{r}) dV^e; \\ \delta \mathcal{E}_e(t) &= -\frac{dQ^*}{dt} \delta \psi^* = \left[ -\frac{d}{dt} \int \vec{D} d\vec{S} \right] \delta \psi^*; \\ \rho_C &= \frac{\vec{K} \vec{B}^*}{2}; \quad V^e = V_1^e + V_2^e, \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3-5})$$

где  $V_1^e$  — объем ротора (жидкого ядра и магмы);  $V_2^e$  — объем статора (твердой магмы и коры Земли).

Действие второй емкостной подсистемы электромеханической системы Земли обусловлено взаимодействием поверхностных поляризационных зарядов Земли и инерционных электрических токов проводимости, протекающих в низких слоях атмосферы. При этом ротором емкостной подсистемы является земная поверхность, которую мож-

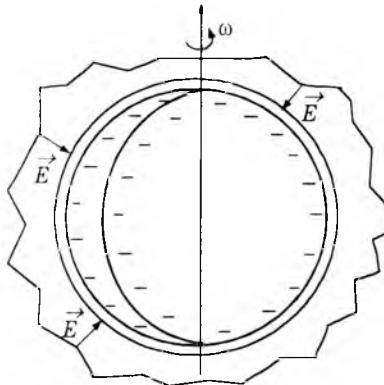


Рис.6. Планета Земля — емкостная электрическая машина

но представить в форме своеобразной диэлектрической сферы, вращающейся в проводящих слоях атмосферы, являющейся статором емкостного генератора (рис.6).

Следует отметить, что обоснованным теоретическим подтверждением существования поперечного тока ( $I_{\text{п}}$ ), реальность которого предсказана в [34], является его необходимость при применении локального принципа устойчивости Гленсдорфа—Пригожина для планеты Земля — как самоорганизующейся многокомпонентной системы, взаимодействующей с окружающим космическим пространством [38].

#### Список литературы

1. Иосифьян А.Г. Вопросы электромеханики. М.: Энергия, 1975.
2. Копылов И.П. Математическое моделирование электрических машин. М.: Высшая школа, 1994.
3. Вайнштейн С.И. Магнитное поле в космосе. М.: Наука, 1983.
4. Кадомцев Б.Б. Переизыскание магнитных силовых линий//УФН.1987. Т.151, вып.1. С.11—29.
5. Сверхпроводящие магниты с сильным полем/Д.Ларбалестье, Ж.Фикс, Б.Монтгомери, Д.Хоксворт//Физика за рубежом. М.: Мир, 1987. С.10—35.
6. Биопотенциалы мозга человека/Под ред. В.С.Русинова М.: Медицина, 1987.
7. Иосифьян А.Г. Эволюция физических основ электротехники и электродинамики//Электричество. 1987. № 12. С.19—21.
8. Копылов И.П. Общая теория электромеханических преобразователей энергии и некоторые ее применения//Изв.АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт.1980. № 1. С.23—29.
9. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б. О происхождении магнитных полей в астрофизике//УФН. 1984. Т.106, вып.2. С.793—796.
10. Копылов И.П. Электромеханика и электробиология — что общего?//Электротехника. 1989. № 12. С.73—76.
11. Копылов И.П. Электромагнитная Вселенная. М.: МЭИ, 1995.
12. Кларк Дж. Сквиды, мозг и гравитационные волны//Физика за рубежом. М.: 1987. С.77—123.
13. Копылов И.П. Электрические машины. М.: Энергоатомиздат, 1986.
14. Иосифьян А.Г., Арешян Г.Л. Основы теории синхронных емкостных машин переменного тока//ДАН Арм. ССР. 1981. Т.73. С.22—29.
15. Максвелл и развитие физики XIX-XX веков/Под ред. Л.С.Полякова М.: Наука, 1985.
16. Бальчтис А.А. Емкостная подобласть индукционных процессов преобразования потоков энергии. Вильнюс: Минтис, 1973.
17. Иосифьян А.Г. Вопросы единой теории электромагнитного и гравитационно-инерциального полей. Ереван: Изд.АН Арм.ССР, 1959.
18. Станикович К.П., Колесников С.В. Гравитация. М.: Знание, 1964.
19. Визгин В.Н. Релятивистская теория тяготения. М.: Наука, 1977.
20. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. Т.2. М.: Мир, 1977.
21. Иосифьян А.Г. О принципах энергообмена в электромагнитном осцилляторе//ДАН Арм. ССР. 1978. Т.64, вып.4. С.183—192.
22. Иосифьян А.Г. Электромеханика в космосе. М.: Знание, 1977.
23. Криогенные электрические машины/Под ред. Н.Н.Шереметьевского. М.: Энергоатомиздат, 1985.
24. Специальные электрические машины/А.И.Бертинов Д.А., Бут, С.Р.Мизюрин и др. М.: Энергоатомиздат, 1983.
25. Бут Д.А. Бесконтактные электрические машины. М.: Высшая школа, 1990.
26. Универсальный метод расчета электромагнитных процессов в электрических машинах/Под ред. А.В.Иванова-Смоленского. М.: Энергоатомиздат, 1986.
27. Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы. М.: Мир, 1976.
28. Эндрю К. Энтропия//Физика за рубежом. М.: Мир, 1986. С.42—57.
29. Гандилян С.В. Совмещенные магнитоэлектроиндукционные (индуктивно-емкостные) электромеханические преобразователи энергии//Электричество. 1988. № 8. С.22—28.
30. Гандилян С.В., Гандилян У.В. Совмещенные индуктивно-емкостные электрические машины//Изв. РАН. Сер. Энергетика. 1993. № 2. С.50—62.
31. Стейси Ф. Физика Земли. М.: Мир, 1972.
32. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987.
33. Копылов И.П. Электромеханическое преобразование энергии в униполярной электрической машине — планете Земля//Изв.вузов.Электромеханика. 1993. № 3. С.3—10.
34. Копылов И.П. Электромеханическая система — планета Земля//Изв.РАН. Сер. Энергетика. 1994. № 2. С.66—73.
35. Бялко А.В. Наша планета — Земля. М.: Наука, 1989.
36. Специальные электрические машины/Под ред. Б.Л. Алиевского. М.: Энергоатомиздат, 1993.
37. Григорьев В.И., Григорьева Е.В. Бароэлектрический эффект и электромагнитные поля планет и звезд. М: Изд. МГУ, 1995.
38. Демирчян К.С. Самоорганизация и возможность ее применения в задачах электрофизики//Электричество. 1987. № 5. С.1—6.

**Копылов Игорь Петрович** — профессор кафедры «Электромеханика» МЭИ. В 1952 г. окончил МЭИ (технический университет). В 1955 г. защитил кандидатскую диссертацию, а в 1966 г. — докторскую. Заслуженный деятель науки и техники РФ, лауреат Государственной премии, почетный академик Инженерной академии России и академии электротехнических наук.

**Гандилян Сейран Вартович** — главный специалист НПО «Армэлектромаш» (Армения). В 1983 г. окончил физический факультет Ереванского государственного университета (ЕрГУ). В 1990 г. защитил кандидатскую диссертацию по емкостным электрическим машинам в Ереванском политехническом институте.



**Гандилян Ваган Вартович** — доцент кафедры математической кибернетики факультета прикладной математики Ереванского государственного университета. В 1982 г. окончил факультет прикладной математики Ереванского государственного университета (ЕрГУ). В 1985 г. защитил кандидатскую диссертацию по математическому моделированию динамических систем в Ленинградском государственном университете.

# Применение конформных отображений для полей в воздушном зазоре явнополюсных машин с гладким статором при наличии эксцентрикситета<sup>1</sup>

М.А. ШАКИРОВ, докт.техн.наук, проф., Ю.А. МАЙОРОВ, магистр техн. наук

Санкт-Петербургский ГТУ

Представлен алгоритм расчета поля в воздушном зазоре явнополюсных электрических машин с гладким статором при наличии эксцентрикситета, основанного на применении метода приближенных конформных отображений.

Анализ плоскопараллельных электрических и магнитных полей в сложных двусвязных областях методом конформных преобразований требует решения следующих трех задач:

- 1) построения отображения произвольной двусвязной  $D_z$ -области  $z$ -плоскости на каноническую  $\omega$ -область в виде концентрического  $D_\omega$ -кольца;
- 2) расчета поля и параметров устройства в концентрическом  $D_\omega$ -кольце;
- 3) переноса результатов расчета в  $D_\omega$ -кольце на исходную  $D_z$ -область.

Решению первой задачи была посвящена [1], в которой предложен численно-аналитический метод синтеза отображающей функции в виде приближенной функции  $\omega(z)$ . В настоящей статье рассматриваются методы решения второй и третьей задач.

**Магнитное поле и электромагнитные силы в двусвязной канонической  $D_\omega$ -области.** Одна из трудностей расчета полей отображением двусвязных областей — сложность выражений для комплексных потенциалов в концентрическом  $D_\omega$ -кольце. В частности, интегральное соотношение Вилла для задачи Дирихле в  $D_\omega$ -кольце включает тета-функции  $\vartheta_1(v, \tau)$  [2, с.167]. Эти же функции используются в уравнениях [2, с.514] для "комплексного потенциала магнитного поля пары проводников в кольцевом канале...", расположенных на одном и том же радиусе..., т.е. при  $|\omega_1| = |\omega_2|$  (рис.1). Однако при отображении области воздушного зазора  $D_z$  электрической машины проводники витка, находящегося в зазоре, в результате отображения могут оказаться в любых точках  $D_\omega$ -кольца на разных расстояниях от его центра (рис.1). Поэтому названные формулы [2] для расчета комплексного магнитно-

го потенциала  $W_\omega$  витка с током  $I$  в этом важном случае не пригодны.

Более общие соотношения можно вывести, воспользовавшись уравнениями [2, с.484] для комплексного потенциала поля бесконечной системы токов в полосе плоскости  $\xi$  шириной  $\beta = \ln \frac{R_s^{(\omega)}}{R_r^{(\omega)}}$  и преобразованием  $\omega = j \ln \frac{\xi}{R_r^{(\omega)}}$ , отражающим связь между ней и  $D_\omega$ -кольцом с разрезом вдоль отрицательной части оси  $\xi$ . Полученные формулы для произвольной системы токов  $I_i$ , проходящих через точки  $\omega_i$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) концентрического кольца, представлены в табл.1. Использованы общепринятые обозначения [2—4], приведенные в поз.4—7 табл.1. Формула поз.3 для электромагнитной силы (ЭМС)  $f_{\omega_k}$ , выведена в Приложении. Эта формула позволяет рассчитывать силы более эффективно по сравнению с формулами [5], имеющими вид бесконечных рядов, сходящихся в некоторых случаях весьма медленно.

Рассчитав ЭМС  $f_{\omega_k}$  по формуле табл.1, можно определить ЭМС  $f_{z_k}$ , действующую на нить с током  $I_k$ , проходящую через точку  $z_k$  в исходной  $D_z$ -области, пользуясь теоремой о преобразовании ЭМС при конформных отображениях [6,7]:

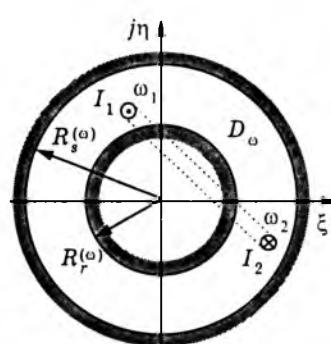


Рис.1. Виток с током в концентрическом  $D_\omega$ -кольце

<sup>1</sup> Печатается в порядке обсуждения.

$$f_{z_k} = f_{\omega_k} \omega_k'^* - \frac{\mu_0 I_k^2}{4\pi} \left( \frac{\omega_k''}{\omega_k'} \right)^* . \quad (1)$$

При использовании приближенных отображений двусвязных областей производные отображающей функции вычисляются по формулам (16), (17), приведенным в [1].

Сила  $F_V$ , действующая на объем  $V$  в виде цилиндрической поверхности единичной длины, вычисляется по формуле Максвелла (с использованием тензора натяжений [8]), которую можно для  $D_z$ -области представить в следующем упрощенном виде

$$F_V = F_X + jF_Y = j \frac{\mu_0}{2} \oint_l H_z^2 dz^* , \quad (2)$$

а момент, действующий на этот объем относительно оси, проходящей через точку  $z_0$   $D_z$ -области, в виде:

$$M_V = \frac{\mu_0}{2} \operatorname{Re} \oint_l H_z^2 (z - z_0)^* dz^* . \quad (3)$$

В формулах (2) и (3)  $l$  — контур в  $D_z$ -области поперечного сечения объема  $V$ ,  $H_z = \omega_z'^* H_{\omega}$ .

**Примеры расчета ЭМС в равномерном воздушном зазоре.** При программировании формул табл.1 полезно иметь в распоряжении модельные задачи. В табл.2 приведены примеры расчета ЭМС, действующих на одну из нитей витка с током, проходящего через точки  $\omega_1$  и  $\omega_2$  равномерного зазора. Поскольку в этом случае число нитей с током  $N=2$ , то формула для ЭМС, действующей на нить  $\omega_1$ , принимает вид:

$$f_{\omega_1} = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \frac{2\pi}{\beta \omega_1^*} \left[ \left[ \frac{\beta}{2\pi} + h(v_{1*}(\omega_1)) + v_{1*}(\omega_1) \frac{\beta}{\pi} \right] - \left[ h(v_2) + h(v_{2*}) + (v_1 + v_{2*}) \frac{\beta}{\pi} \right] \right]^* . \quad (4)$$

Выражение для ЭМС  $f_{\omega_2}$ , действующей на нить  $\omega_2$ , получается из (4) в результате простой перестановки индексов. В табл.2  $F_{\text{rot}}^{(\omega)}$  и  $F_{\text{stat}}^{(\omega)}$  — силы, действующие на ротор и статор, вычисляемые по формуле (2). Очевидно должно выполняться соотношение

$$F_{\text{вит}}^{(\omega)} = -(F_{\text{rot}}^{(\omega)} + F_{\text{stat}}^{(\omega)}) = 0 , \quad (5)$$

где  $F_{\text{вит}}^{(\omega)} = f_{\omega_1} + f_{\omega_2}$  — сила, действующая на виток.

**В примере 1 табл.2** ЭМС на второй проводник  $f_{\omega_2} = (3,437 - j31,35) \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi}$ . Сила, дей-

ствующая на виток,  $F_{\text{вит}}^{(\omega)} = f_{\omega_1} + f_{\omega_2} = -(27,92 + j27,92) \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi}$ .

**В примере 3 табл.2**  $R_r \ll R_s$ . Поэтому присутствие ротора практически не влияет на значение ЭМС, что позволяет проверить правильность расчета  $f_{\omega_1}$  путем сопоставления с решением, получаемым при отсутствии ротора. При этом  $D_{\omega}$ -область становится односвязным  $D_{\omega}$ -кругом. Отображение

$$t = -j \frac{\omega + jR_s^{(\omega)}}{\omega - jR_s^{(\omega)}} \quad (6)$$

переводит его в верхнюю  $t$ -полуплоскость, причем точки  $\omega_1$  и  $\omega_2$  переходят в точки  $t_1 = 0,9973 + j0,07397$  и  $t_2 = -0,9973 + j0,07397$ . ЭМС, действующая в  $t$ -полуплоскости на нить с током, проходящую через точку  $t_1$ , определяется с помощью зеркального отображения:

$$f_{t_1} = -\frac{\mu_0}{2\pi} \left[ \frac{I_1 I_1}{(t_1 - t_1^*)^*} + \frac{I_1 I_2}{(t_1 - t_2)^*} + \frac{I_1 I_2}{(t_1 - t_2^*)^*} \right] = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} (2 - j13,44) . \quad (7)$$

Согласно теореме о преобразованиях сил [6, 7] ЭМС, действующая на эту нить в  $D_{\omega}$ -круге, равна:

$$f_{\omega_1} = f_{t_1} t_1^* - \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \left( \frac{t_1''}{t_1'} \right)^* = f_{t_1} \left[ \frac{-2R_s^{(\omega)}}{(\omega_1 - jR_s^{(\omega)})^2} \right]^* - \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \left[ \frac{-2}{\omega_1 - jR_s^{(\omega)}} \right]^* = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \cdot 22,22 ,$$

где  $t_1' = -2R_s^{(\omega)} / (\omega_1 - jR_s^{(\omega)})^2$  и  $t_1'' = 4R_s^{(\omega)} / (\omega_1 - jR_s^{(\omega)})^3$  — первая и вторая производные функции (6) в точке  $\omega_1$ . Как и следовало ожидать, эта ЭМС получилась чуть больше ЭМС, приведенной в третьем примере табл.2 из-за отсутствия ослабляющего эффекта ротора.

**В примере 4 табл.2** представлен результат отображения  $D_z$ -зазора с эксцентрикитетом ( $R_s^{(z)} = 0,7$  м,  $R_r^{(z)} = 0,6$  м,  $\epsilon = 0,05$  м) на концентрическое  $D_{\omega}$ -кольцо, выполненное в [1] при выборе  $R_s^{(\omega)} = 0,7$  м. В  $D_z$ -зазоре нити с токами проходили через точки  $z_1 = j0,65$ ,  $z_2 = -j0,65$ , а в  $D_{\omega}$ -области они проходят через указанные в табл.2 точки  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . Использовав найденное в табл.2 значение  $f_{\omega_1}$ ,

Канонические соотношения для магнитного поля, возбужденного системой линейных токов  $I_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ) в концентрическом  $D_s$ -кольце (рис.1)

№ п/п	Величина	Расчетная формула
1	Комплексный потенциал магнитного поля системы $N$ линейных токов $W_\omega = V + jU$	$W_\omega = -\frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N I_i [\ln(\omega \vartheta_1(v_{i*}; \tau) \vartheta_1(v_i; \tau))] - \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N I_i \left[ \frac{1}{4\beta} \left( \ln^2 \frac{\omega_i}{\omega} + \ln^2 \frac{R_r^2}{\omega \omega_i^*} \right) \right]$
2	Напряженность поля в точке $\omega$ $H_\omega = H_\xi + jH_\eta$	$H_\omega = -j \frac{1}{2\beta \omega^*} \sum_{i=1}^N I_i \left[ h(v_i) + h(v_{i*}) + (v_i + v_{i*}) \frac{\beta}{\pi} \right]^*$
3	Механическая сила, действующая на ток $I_k$ , проходящий через точку $\omega_k$ , $f_{\omega_k} = (f_\xi + jf_\eta)_{\omega=\omega_k}$	$f_{\omega_k} = \frac{\mu_0 I_k}{2\beta \omega_k^*} \left[ I_k \left[ \frac{\beta}{2\pi} + h(v_{k*}(\omega_k)) + v_{k*}(\omega_k) \frac{\beta}{\pi} \right] + \sum_{i=1, i \neq k}^N I_i \left[ h(v_i) + h(v_{i*}) + (v_i + v_{i*}) \frac{\beta}{\pi} \right] \right]^*$
4	Аргументы тета-функций	$v_i \equiv v_i(\omega) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{\omega_i}{\omega}; \quad v_{i*} \equiv v_{i*}(\omega) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{R_r^{(\omega)} \omega^*}{\omega \omega_i^*}$
5	Тета-функция	$\vartheta_1(v; jx) = 2q^{1/4} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n q^{n(n+1)} \sin[(2n+1)\pi v]$
6	Логарифмические производные тета-функций	$h(v) = \frac{d \ln \vartheta_1(v, \tau)}{dv}; \quad \frac{1}{2\pi} \frac{d \ln \vartheta_1(v, \tau)}{dv} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \pi v + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{q^{2p}}{1 - q^{2p}} \sin(2\pi p v)$
7	Параметры	$\beta = \ln \frac{R_s^{(\omega)}}{R_r^{(\omega)}}; \quad \tau = jx = j \frac{\pi}{\beta}; \quad q = e^{-\pi \chi} = e^{-\pi^2/\beta}$

нетрудно с помощью (1) рассчитать ЭМС, действующую на нить  $z_1$  в  $D_z$ -зазоре с эксцентрикитетом:

$$f_{z_1} = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} (19,03 + j17,52) \omega_1^* - \\ - \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \left( \frac{\omega_1''}{\omega_1'} \right)^* = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} (20,87 + j5,166),$$

где  $\omega_1' = 0,7451 + j0,4253$ ,  $\omega_1'' = 0,4822 + j0,4751$  — значения производных отображающей функции, приведенной в Приложении 1 [1].

В рассматриваемом случае  $f_{\omega_2} = (f_{\omega_1})^*$  и  $f_{z_2} = (f_{z_1})^*$ , поэтому сила, действующая на виток в  $D_\omega$ -области направлена по оси  $\xi$  и равна  $F_{\text{вит}}^{(\omega)} = 2\operatorname{Re} f_{\omega_1} = 38,06 \mu_0 I_1^2 / 4\pi$ , а в  $D_z$ -области она направлена по оси  $x$  и равна  $F_{\text{вит}}^{(z)} = 2\operatorname{Re} f_{z_1} = 41,74 \mu_0 I_1^2 / 4\pi$ . В  $D_z$ -области силы, действующие на ротор и статор, вычисленные с помощью (2), получились рав-

ными  $F_{\text{rot}}^{(z)} = 31,71 \mu_0 I_1^2 / 4\pi$ ,  $F_{\text{stat}}^{(z)} = -73,45 \times \mu_0 I_1^2 / 4\pi$ .

В примере 5 табл.2 представлен результат отображения  $D_z$ -зазора с эксцентрикитетом ( $R_s^{(z)} = 0,7$  м,  $R_r^{(z)} = 0,6$  м,  $\varepsilon = -0,05$  м) на концентрическое  $\omega$ -кольцо при выборе  $R_s^{(\omega)} = 0,7$  м, причем нити с токами проходят через точки  $z_1 = j0,65$ ,  $z_2 = 0,65$ . В  $D_z$ -области ЭМС, действующая на нить  $z_1$ , получается равной:

$$f_{z_1} = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} (-38,61 + j29,74) \omega_1^* - \\ - \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} \left( \frac{\omega_1''}{\omega_1'} \right)^* = \frac{\mu_0 I_1^2}{4\pi} (-40,66 + j5,942),$$

где  $\omega_1' = 0,7451 - j0,4253$ ,  $\omega_1'' = -0,4822 + j0,4751$  — значения производных отображающей функции, приведенной в Приложении 1 [1].

Аналогично вычисляется ЭМС, действующая на вторую нить:  $f_{z_2} = (15,32 - j27,22) \times$

Модельные задачи расчета ЭМС, действующей на нить с током  $I_1$  ( $I_1 = I_2$ )

№ п/п	Геометрия	Размеры	$v_{1*}(\omega_1)$ $h(v_{1*}(\omega_1))$	$v_2(\omega_1)$ $h(v_2(\omega_1))$	$v_{2*}(\omega_1)$ $h(v_{2*}(\omega_1))$	$\frac{f_{01}}{\mu_0 I_1^2 / 4\pi}$ $\frac{F_{\text{вит}}^{(z)}}{\mu_0 I_1^2 / 4\pi}$	$\frac{F_{\text{rot}}^{(z)}}{\mu_0 I_1^2 / 4\pi}$ $\frac{F_{\text{ст}}^{(z)}}{\mu_0 I_1^2 / 4\pi}$
1		$R_r = 0,6$ $R_s = 0,7$ $\omega_1 = j0,65$ $\omega_2 = 0,65$ $\beta = 0,1541$	-0,5192 0,03027	-j5,095 j0,5	-0,5192-j5,095 j0,5	-31,35+j3,437 -27,92-j27,92	208,3+j208,3 -180,4-j180,4
2		$R_r = 0,6$ $R_s = 0,7$ $\omega_1 = j0,693$ $\omega_2 = -j0,693$ $\beta = 0,1541$	-0,9348 2,407	j10,19 -j0,5	-0,9348+j10,19 -j0,5	j143,0 0	0 0
3		$R_r = 0,1$ $R_s = 0,7$ $\omega_1 = 0,65$ $\omega_2 = -0,65$ $\beta = 1,946$	-0,9619 4,159	j0,8072 -j0,5	-0,9619+j0,8072 0,003-j0,5	22,18 0	0 0
4		$R_r = 0,613$ $R_s = 0,7$ $\omega_1 = 0,657e^{j122}$ $\omega_2 = 0,657e^{j58}$ $\beta = 0,1335$	-0,5290 0,04572	-j7,586 -j0,5	-0,5290+j7,586 -j0,5	19,08+j17,52 38,06	-331,6 293,6
5		$R_r = 0,6125$ $R_s = 0,7$ $\omega_1 = 0,657e^{j122}$ $\omega_2 = 0,672$ $\beta = 0,1335$	-0,5290 0,04572	0,08137-j3,793 j0,5	-0,6104-j3,793 j0,5	-38,61+j29,74 -13,02-j17,72	302,7+j171,1 -289,7-j153,4

$\times \mu_0 I_1^2 / 4\pi$ . ЭМС на виток  $F_{\text{вит}}^{(z)} = (-25,34 - j21,28)\mu_0 I_1^2 / 4\pi$ . Силы, действующие на ротор и статор в  $D_z$ -области, вычисленные с помощью (2), получились равными  $F_{\text{rot}}^{(z)} = (103 + j175,5)\mu_0 I_1^2 / 4\pi$ ,  $F_{\text{ст}}^{(z)} = (-77,8 - j154,4)\mu_0 I_1^2 / 4\pi$ .

Результаты расчетов всех примеров табл.2 удовлетворяют условию для ЭМС (5), что подтверждает достоверность соотношений (1)–(4) и формул табл.1.

**Виток с током в воздушном зазоре явнополюсной машины с гладким статором.** Для иллюстрации совместного применения предложенного метода синтеза отображающих функций, формул табл.1 и теоремы (1) рассмотрим машину с одним единственным витком, закрепленным на статоре  $R_s^{(z)} = 0,7$  м под углом  $45^\circ$  к оси  $x$  (при наличии нескольких витков поле определяется методом наложения). Провод-

ники проходят через точки  $z_1 = 0,69 e^{j\frac{\pi}{4}}$  м ( $I_1 = 1$  А) и  $z_2 = -0,69 e^{j\frac{\pi}{4}}$  м ( $I_2 = -1$  А). Геометрия несмешенного ротора показана на рис.2,а. Положим  $\delta_{\min} = 0,1$  м,  $\delta_{\max} = 0,2$  м,  $h_1 = 0,1$  м,  $H = 0,5$  м,  $r = 0,4$  м,  $\alpha = 144^\circ$ . Примем эксцентриситет равным  $\varepsilon = 0,05$  м (рис.2,б). Решение представим отдельными этапами.

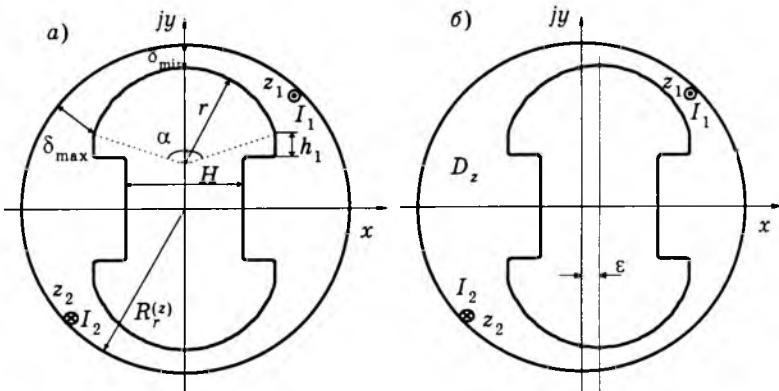


Рис.2. Явнополюсная машина с гладким статором при соосном роторе (а) и смещенной оси ротора (б)

**Этап 1.** Отображение двусвязной области  $D_z$  (рис.2,а) на концентрическое кольцо  $D_\omega$ . Примем радиус внешней окружности  $D_\omega$ -кольца  $R_s^{(\omega)} = R_r^{(2)} = 0,7$  м. При дискретизации контура ротора  $n = 300$  с помощью методики, изложенной в [1], получаем радиус внутренней окружности  $D_\omega$ -кольца  $R_r^{(\omega)} = 0,5358$  м. При этом точка  $z_1$  переходит в точку  $\omega_1 = 0,6875 \exp(33,4^\circ)$ ,  $I_1 = 1$  А, а точка  $z_2$  — в точку  $\omega_2 = 0,6932 \exp(-159,3^\circ)$ ,  $I_2 = -1$  А.

**Этап 2.** Расчет ЭМС, действующих на проводники статора в  $D_\omega$ -области. Общее число проводников  $N = 2$ . Согласно табл.1 вначале необходимо рассчитать величины:

$$\beta = \ln \frac{R_s^{(\omega)}}{R_r^{(\omega)}} = 0,2671; q = e^{-\pi^2/\beta} = 8,985 \cdot 10^{-17};$$

$$v_{1*}(\omega_1) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{R_r^{(\omega)^2}}{\omega_1 \omega_1^*} = 0,9327;$$

$$v_2(\omega_1) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{\omega_2}{\omega_1} = 0,01527 + j5,469;$$

$$v_{2*}(\omega_1) = \frac{1}{2\beta} \ln \frac{R_r^{(\omega)^2}}{\omega_1 \omega_2^*} = -0,9480 + j5,469.$$

Поскольку  $q$  весьма мало, то согласно поз.6 в табл.1 можем написать:

$$2\pi h(v_{1*}(\omega_1)) \approx \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \pi v_{1*} = 14,64;$$

$$2\pi h(v_2(\omega_1)) \approx \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \pi v_2 = -j3,141;$$

$$2\pi h(v_{2*}(\omega_1)) \approx \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \pi v_{2*} = -j3,141.$$

С помощью (4) получаем  $f_{\omega_1} = (69 + j43) \times \mu_0/4\pi$ . Для расчета ЭМС, действующей на второй проводник, необходимо во всех приведенных соотношениях индексы 1 и 2 поменять местами. В результате получаем  $f_{\omega_2} = (-137 - j54) \mu_0/4\pi$ .

**Этап 3.** Расчет ЭМС, действующих на проводники статора в  $D_z$ -области. Согласно формулам (16), (17) из [1] в точке  $z_1$  имеем  $\omega_1' = 1,22 - j0,227$ ,  $\omega_1'' = -1,58 - j1,58$ . По теореме (1) ЭМС, действующая на первый проводник в  $D_z$ -области, равна  $f_{z1} = (76 + j66) \mu_0/4\pi$ . Аналогично в точке  $z_2$  имеем  $\omega_2' = 0,629 - j0,271$ ,  $\omega_2'' = 1,25 + j0,16$ . ЭМС, действующая на второй проводник, получа-

ется равной  $f_{z2} = (-73 - j71) \mu_0/4\pi$ . Сила, действующая на виток,  $F_{\text{вит}} = (3 - j4) \mu_0/4\pi$ .

**Этап 4.** Вычисление момента, действующего на виток. Этот момент относительно оси статора можно представить в виде:

$$M_{\text{вит}}^S = \operatorname{Im}(f_{z1} z_1^*) + \operatorname{Im}(f_{z2} z_2^*) = (-5,901) \mu_0/4\pi.$$

Этот же момент, приведенный к оси ротора,

$$M_{\text{вит}}^R = \operatorname{Im}[f_{z1}(z_1 - \varepsilon)^*] + \operatorname{Im}[f_{z2}(z_2 - \varepsilon)^*] = (-5,699) \mu_0/4\pi.$$

**Этап 5.** Вычисление момента  $M_{\text{rot}}$  и силы  $F_{\text{rot}}$ , действующих на ротор. При расчете момента относительно оси статора ( $M_{\text{rot}}^S$ ) необходимо в (3) принять  $z_0 = 0 + j0$ , а при расчете момента относительно оси ротора ( $M_{\text{rot}}^R$ ) следует принять  $z_0 = \varepsilon + j0$ . Используя в (3) и (2) контур интегрирования в виде любой окружности между проводниками и ротором с центром на оси статора, получаем:

$$M_{\text{rot}}^S = 5,901 \mu_0/4\pi; M_{\text{rot}}^R = 4,580 \mu_0/4\pi;$$

$$F_{\text{rot}} = (33 + j26) \mu_0/4\pi.$$

**Этап 6.** Вычисление момента  $M_{\text{stat}}$  и силы  $F_{\text{stat}}$ , действующих на статор. Достаточно в (3) взять контур, совпадающий с окружностью статора, при этом правые части (3) и (2) необходимо взять со знаком минус:

$$M_{\text{stat}}^R = 0,000 \mu_0/4\pi; M_{\text{stat}}^S = 1,120 \mu_0/4\pi;$$

$$F_{\text{stat}} = (-35 - j22) \mu_0/4\pi.$$

Как и следовало ожидать, наряду с (5) выполняются соотношения:

$$M_{\text{вит}}^S + M_{\text{rot}}^S + M_{\text{stat}}^S = 0; M_{\text{вит}}^R + M_{\text{rot}}^R + M_{\text{stat}}^R = 0,$$

что в целом является наглядным подтверждением достоверности рассматриваемого алгоритма, включая синтез отображений двусвязных областей, формул табл.1 и теоремы (1).

### Выводы

1. Рассмотренный метод преобразования явнополюсной машины с гладким статором в электрическую машину с равномерным воздушным зазором открывает новые перспективы в создании универсальной теории электрических машин. Достоверность метода подтверждена расчетами балансов электромагнитных сил и моментов машин.

2. Несмотря на сложность выражений для расчета магнитного поля в канонических двусвязных областях (требующих применения аппарата специальных функций (табл.1)) по

сравнению с односвязными, их практическая реализация достаточна проста. Для контроля правильности их программирования рекомендуется использование модельных задач, приведенных в данной работе (табл.2).

## Приложение

**ЭМС, действующая на нить с током в концентрическом  $D_\omega$ -кольце.** Если разрезать кольцо по линии  $\phi = \pi$ , то получим односвязную  $D_\omega$ -область, которую преобразование

$$\xi = j \ln \frac{\omega}{R_r} \quad (\text{П1})$$

отображает на  $\xi$ -прямоугольник шириной  $2\pi$  и высотой  $\beta = \ln \frac{R_s^{(\omega)}}{R_r^{(\omega)}}$ . В  $\xi$ -прямоугольнике токи  $I_i$  занимают положения  $\xi_i = j \ln \frac{\omega_i}{R_r^{(\omega)}}$ . Линии разреза переходят в вертикальные стороны  $\xi$ -прямоугольника длиной  $\beta$ .

Для передачи периодических свойств магнитного поля в  $D_\omega$ -кольце (с одинаковыми граничными условиями на верхнем и нижнем берегах разреза) необходимо вместо  $\xi$ -прямоугольника использовать  $\xi$ -полосу высотой  $\beta$  с периодической системой заданных токов  $I_i$ , помещенных соответственно в точках  $\xi_i + 2\pi m$ , где  $m = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$  [2]. Комплексный потенциал периодической системы нитей с токами в такой полосе, соответствующими одному току в  $D_\omega$ -кольце, нетрудно получить, исходя из [2, формула (7.11,а)]. Взяв производную от этого потенциала по переменной  $\xi$  и воспользовавшись принципом наложения, получим следующее выражение для напряженности поля произвольной системы периодических токов в  $\xi$ -полосе:

$$H_\xi = j \frac{1}{2\beta} \sum_{i=1}^N I_i \left[ h \left( j \frac{\xi - \xi_i}{2\beta/\pi} \right) + h \left( j \frac{\xi - \xi_i^*}{2\beta/\pi} \right) + (v_i + v_{i*}) \frac{\beta}{\pi} \right]^* \quad (\text{П2})$$

ЭМС, действующая на нить с током  $I_k$ , проходящую через точку  $\xi_k$  в  $\xi$ -полосе,

$$f_{\xi_k} = j \mu_0 I_k H_{\xi_k}^e, \quad (\text{П3})$$

где  $H_{\xi_k}^e$  — напряженность *условного* внешнего поля в точке  $\xi_k$  (условного потому, что в его создании участвует и сам ток  $I_k$  через намагничивание границ  $\xi$ -полосы).

Поскольку при  $\xi \rightarrow \xi_k$  входящее в (П2) слагаемое

$$j \frac{1}{2\beta} I_k h \left( j \frac{\xi - \xi_k}{2\beta/\pi} \right) \xrightarrow{\xi \rightarrow \xi_k} j \frac{I_k}{2\pi(\xi - \xi_k)} \quad (\text{П4})$$

стремится к бесконечности как напряженность уединенной нити с током  $I_k$ , то  $H_{\xi_k}^e$  можно получить из (П2), заменив формаль-

но при  $\xi = \xi_k$  величину  $h \left( j \frac{\xi - \xi_k}{2\beta/\pi} \right)$  нулем.

В результате сила (П3) в  $\xi$ -полосе принимает вид:

$$f_{\xi_k} = j \frac{\mu_0 I_k}{2\beta} \left\{ I_k \left[ 0 + h \left( j \frac{\xi - \xi_k^*}{2\beta/\pi} \right) + (v_k + v_{k*}) \frac{\beta}{\pi} \right]^* + \right. \\ \left. + \sum_{i=1, i \neq k}^N I_i \left[ h \left( j \frac{\xi_k - \xi_i}{2\beta/\pi} \right) + h \left( j \frac{\xi_k - \xi_i^*}{2\beta/\pi} \right) + (v_i + v_{i*}) \frac{\beta}{\pi} \right]^* \right\}. \quad (\text{П5})$$

По теореме [4,5] ЭМС, действующая на ту же нить с током  $I_k$  в  $D_\omega$ -кольце, связана с силой (П5) соотношением:

$$f_{\omega_k} = f_{\xi_k} \xi_k'^* - \frac{\mu_0 I_k^2}{4\pi} \left( \frac{\xi_k''}{\xi_k'} \right)^* = \\ = -j \frac{1}{\omega_k^*} \left( f_{\xi_k} + j \frac{\mu_0 I_k^2}{2\beta} \frac{2\beta}{4\pi} \right), \quad (\text{П6})$$

так как, согласно (П3), производные

$$\xi_k' = j \frac{1}{\omega_k}; \quad \xi_k'' = -j \frac{1}{\omega_k^2}; \quad \frac{\xi_k''}{\xi_k'} = -\frac{1}{\omega_k}.$$

После подстановки правой части (П5) в (П6) и замены  $\xi$  правой частью (П1) получаем выражение для ЭМС, приведенное в табл.1.

## Список литературы

1. Шакиров М.А., Майоров Ю.А. Синтез и применение конформных отображений двусвязных областей для расчета плоскопараллельных магнитных полей// Электротехника. 1998. № 8.
2. Бухгольц Г. Расчет электрических и магнитных полей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
3. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1977.
4. Ахиезер Н.И. Элементы теории эллиптических функций. М.: Наука, 1979.
5. Хэг Б. Электромагнитные расчеты. М.: ГЭИ, 1934.
6. Шакиров М.А. Электромагнитная сила в плоскопараллельных полях//Изв. вузов. Энергетика. 1994. № 9—10. С. 40—45.
7. Шакиров М.А. Механические проявления электрического и магнитного полей конформно связанных областей//Электротехника. 1994. № 14. С. 67—73.
8. Иванов-Смоленский А.В. Электромагнитные силы и преобразование энергии в электрических машинах. М.: Высшая школа, 1989.

# Преобразователи постоянного напряжения с индуктивным дозирующим элементом

О.Г.БУЛАТОВ, доктор техн.наук, Е.К.ЧАПЛЫГИН, канд.техн.наук,  
М.Л.АЛЕШИН, М.П.НИКОЛАЕНКО, инженеры

## МЭИ

*Проведены анализ и сравнение одно- и двухтактных преобразователей постоянного напряжения с дозированной передачей энергии в нагрузку и индуктивным накопительным элементом, в том числе схем с узлом фазового управления, имеющих высокие динамические показатели. Показано, что в последних схемах применение режимов со знакопеременным магнитным потоком накопительного элемента позволяет уменьшить затраты на вентили, а в режиме с непрерывным магнитным потоком выше качество выходного напряжения, предложены комбинированные режимы управления, позволяющие сочетать эти преимущества.*

Многие потребители в области электропривода и электротехнологии нуждаются в источниках питания с характеристиками источника тока, устойчиво работающих в режиме короткого замыкания, защищенных от режима холостого хода и имеющих высокие динамические показатели. Для этих целей используются преобразователи постоянного напряжения с высокой частотой коммутации, среди которых особый интерес представляют преобразователи с дозированной передачей энергии [1, 2], естественные внешние характеристики которых имеют гиперболический характер. Это свойство защищает схему преобразователя от технологических коротких замыканий и уменьшает отклонения выходного сигнала от заданного значения при регулировании в динамических режимах. По этим показателям преобразователи с дозированной передачей энергии в нагрузку превосходят традиционные преобразователи с жесткой естественной внешней характеристикой, и это определяет их преимущества при работе на высокодинамичную электротехнологическую нагрузку и в установках электропривода с экскаваторными характеристиками. Задачей данной работы является сравнительный анализ возможных вариантов построения преобразователей постоянного напряжения с гиперболической естественной внешней характеристикой и индуктивным дозирующим элементом и исследование путей снижения аппаратных затрат и повышения динамических свойств.

Среди известных преобразователей постоянного напряжения свойством дозированной передачи энергии обладает регулятор напря-

жения III (обратноходовой конвертор) в режиме прерывистого тока и магнитного потока индуктивного накопительного элемента [3]. Одна из разновидностей схем показана на рис.1,а. Приведенная схема хорошо исследована в режимах работы, где основной рабочей областью является режим непрерывного магнитного потока. При работе в режиме дозированной передачи эта область не используется, поэтому основные технико-экономические показатели преобразователя существенно изменяются.

Работа схемы разбивается на два такта, в первом из них длительностью  $1/f$  (где  $f$  — частота повторения) открыт ключ  $V1$  и энергия передается от источника  $E$  в накопительный элемент  $L$ , на втором такте ключ  $V1$  размыкается и накопительный элемент  $L$  отдает энергию в нагрузочную цепь. Через интервал времени

$$t_p < (1-\gamma)/f$$

энергия накопительного элемента спадает к нулю и диод  $V2$  закрывается.

Рассмотрим схему вначале при  $E_0 = 0$ . Введем нормированное значение токов  $I_* = 2Lf/E$  и напряжений  $U_* = U/E$  и в дальнейшем будем пользоваться исключительно нормированными величинами, опуская маркировку. Уравнение внешней характеристики схемы рис.1,а без учета потерь

$$U_{\text{вых}} = \gamma^2/I_{\text{вых}}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{вых}}$  и  $I_{\text{вых}}$  — средние значения.

Внешняя характеристика приведена на рис.2,а.

Условием существования режима прерывистого тока является соотношение

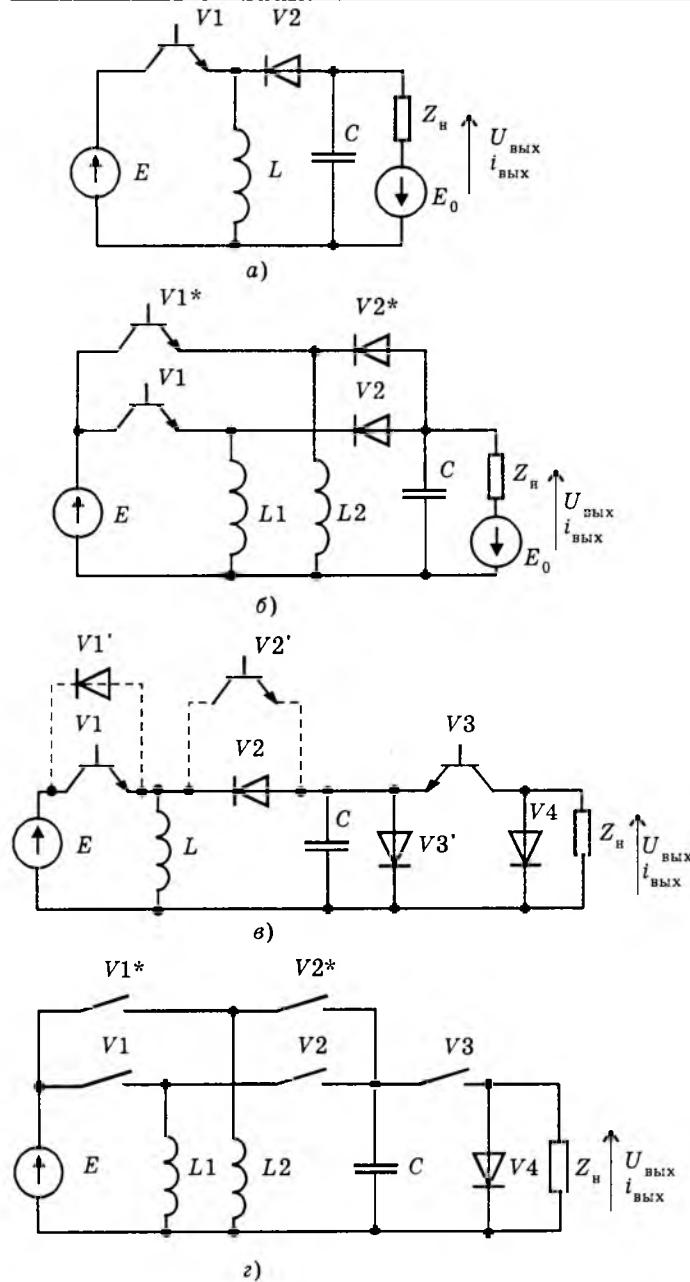


Рис.1. Схемы преобразователей постоянного напряжения с дозированной передачей энергии в нагрузку

$$\gamma/f + t_p \leq 1/f.$$

При полном сглаживании пульсаций выходного напряжения уравнение ограничительной характеристики имеет вид

$$U_{\text{вых}} = \left( \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4I_{\text{вых}}}}{2\sqrt{I_{\text{вых}}}} \right)^2. \quad (2)$$

На рис.2,а показана ограничительная характеристика, соответствующая приведенному соотношению. При конечном значении емкости конденсатора  $C$  ход ограничительной характеристики изменяется незначительно [4]. При наличии ограничений на

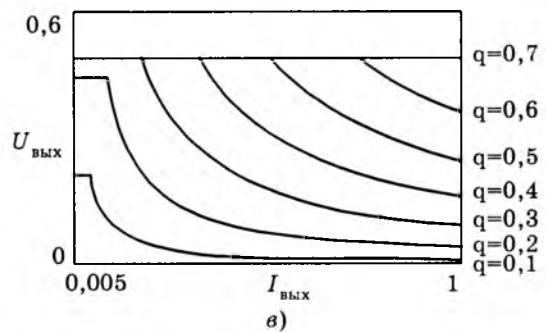
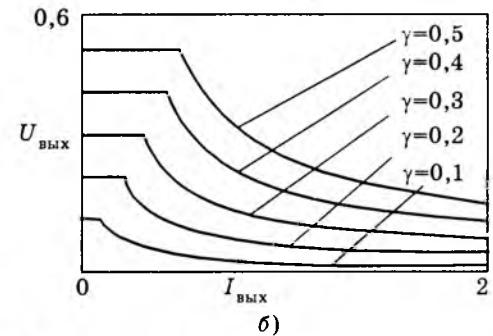
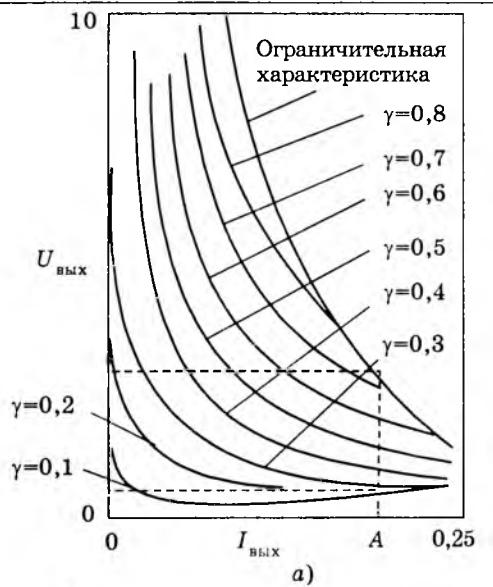


Рис.2. Внешние характеристики преобразователей постоянного напряжения с дозированной передачей энергии в нагрузку

режим дозированной передачи при малых напряжениях [ $U_{\text{вых}} < 1$ ] при необходимости осуществления глубокого регулирования  $U_{\text{вых}}$  заставляет включать в схему дополнительный источник  $E_0$ , так что

$$U_{\text{вых}}' = \gamma^2/U_{\text{вых}} - E_0. \quad (3)$$

Для сравнения различных модификаций преобразователей оценим аппаратные затраты на управляемые вентили схемы рис.1,а.

Приближенную оценку аппаратных затрат можно осуществить по установленной мощности вентиляй

$$P_V = U_{Vm} I_{Vm},$$

где  $U_{Vm}$  — максимальная амплитуда напряжения, которая прикладывается к вентилю;  $I_{Vm}$  — максимальный расчетный ток (его амплитудное значение для полностью управляемых вентиляй).

Максимальное напряжение на вентиле  $V1$  (при пренебрежении пульсациями  $U_{\text{вых}}$ )  $U_{Vm} = 1 + U_{\text{вых}}$ . Максимальный ток через  $V1$   $I_{Vm} = 2\gamma$ . Наиболее тяжелым режимом для вентиляй является  $\gamma = \gamma_{\max}$ ,  $U_{\text{вых}} = U_{\text{выхmax}}$ . На внешних характеристиках рис.2,а работающая область может представлять собой прямоугольник, ограниченный сверху и снизу ограничительной характеристикой (пример показан на рис.2,а) и соответствующий максимальному току  $I_{\text{вых}} = A$ , где  $A < 0,25$  — нормированное значение. При этом в соответствии с (2)

$$U_{\text{выхmax}} \left( \frac{1 + \sqrt{1 - 4A}}{2\sqrt{A}} \right)^2 - \left( \frac{1 - \sqrt{1 - 4A}}{2\sqrt{A}} \right)^2 = \frac{1 - \sqrt{1 - 4A}}{A};$$

$$\gamma_{\max} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4A}}{2\sqrt{A}}; E_0 = \left( \frac{1 - \sqrt{1 - 4A}}{2\sqrt{A}} \right)^2.$$

Напряжение на вентиле  $V1$ , отнесенное к  $U'_{\text{выхmax}}$ , оценивается коэффициентом  $m_U$ , ток отнесененный к  $I_{\text{выхmax}} = A$  — коэффициентом  $m_I$ , а установленная мощность вентиляй, отнесенная к максимальной мощности нагрузки — коэффициентом  $m_P = m_U m_I$ . На рис.3,а приведены зависимости  $m_U = f(A)$ ,  $m_I = f(A)$  и  $m_P = f(A)$ . Зависимость  $m_P = f(A)$  достигает минимума при  $A \approx 0,2$ . Зависимость показывает, что схема на рис.1,а характеризуется высоким значением  $m_I$  и  $m_P$ , что является ее основным недостатком. Некоторое снижение этого недостатка достигается в двухтактной схеме с двумя накопительными элементами  $L1$  и  $L2$ , показанной на рис.1,б и представляющей собой два преобразователя (рис.1,а), работающие на общую нагрузку поочередно: на первой половине периода в накопителе  $L1$  запасается энергия, а  $L2$  отдает энергию в нагрузку, на второй половине периода накопители меняются местами. В двухтактной схеме  $\gamma_{\max} = 0,5$ . Обозначим максимальный ток, протекающий через половину схемы через  $A$ , тогда  $I_{\text{выхmax}} = 2A$ . При этом, в соответствии с (2)

$$U'_{\text{выхmax}} = \frac{0,25}{A} \left( \frac{1 - \sqrt{1 - 4A}}{2\sqrt{A}} \right)^2.$$

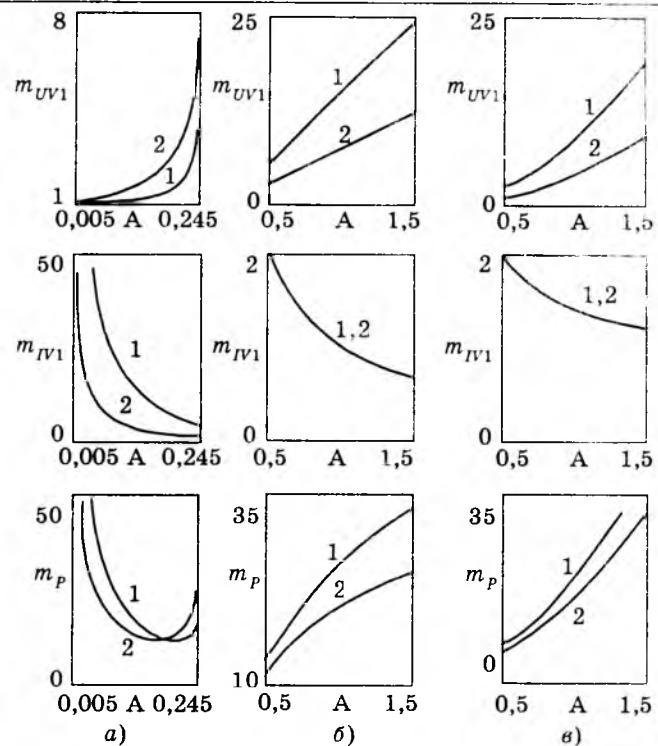


Рис.3. К оценке затрат на вентили в преобразователях постоянного напряжения с дозированной передачей энергии в нагрузку

Воспользуемся коэффициентами, связывающими максимальное напряжение, ток и суммарную установленную мощность вентиляй с параметрами нагрузки. На рис.3,а (кривые 2) приведены зависимости  $m_U = f(A)$ ,  $m_I = f(A)$ ,  $m_P = f(A)$  для схемы рис.1,б, которые позволяют заключить, что в двухтактной схеме удается уменьшить значения  $m_I$  за счет деления тока между двумя ветвями, при этом несколько растет  $m_U$  за счет уменьшения максимального выходного напряжения.

В ряде областей применения при высокодинамической нагрузке использование схем рис.1,а и б может быть нежелательным из-за наличия фильтрующего конденсатора, накопленный заряд которого препятствует быстрым изменениям напряжения  $U_{\text{вых}}$  и передается в нагрузочную цепь при внезапном коротком замыкании в нагрузке. Как показал анализ [4], минимизация емкости фильтрующего конденсатора ограничена областью, где выполняется соотношение

$$\frac{1}{\sqrt{LC}} \approx 2\pi f,$$

т.е. резонансная частота  $f_{\text{рез}} \leq f$ . Другим недостатком схем рис.1,а и б является необходимость использования источника  $E_0$ .

В [5] предложен усовершенствованный вариант преобразователя с дозированной передачей энергии и узлом фазового управления (рис.1,в), позволяющий исключить указанные недостатки. Анализ проводим в нормированном виде, пренебрегая потерями и пульсациями тока  $i_{\text{вых}}$ . В соответствии с [5] принимаем

$$f = f_{\text{рез}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

В момент  $t_0 = 0$  ток в индуктивном накопителе  $L$  равен  $I_m$ , ключ  $V1$  закрывается, открывается диод  $V2$ , но ключ  $V3$  закрыт, далее при колебательном процессе

$$i_L = I_m \cos \theta; \quad u_C = \pi I_m \sin \theta, \quad \text{где } \theta = 2\pi f t.$$

В момент  $\alpha = 2\pi f t_1$  открывается ключ  $V3$  и колебательный процесс продолжается, но с участием нагрузки.

$$i_C = -I_k \sin(\theta - \alpha - \psi); \quad (4)$$

$$u_{\text{вых}} = u_C = \pi I_k \cos(\theta - \alpha - \psi), \quad (5)$$

где

$$I_k = \sqrt{I_m^2 - 2I_{\text{вых}} I_m \cos \alpha + I_{\text{вых}}^2}; \quad (6)$$

$$\phi = \arctg \frac{I_m \cos \alpha - I_{\text{вых}}}{I_m \sin \alpha}. \quad (7)$$

В момент  $2\pi f t_2 = \alpha + \phi + \pi/2$  напряжение  $U_C(t_2) = 0$ , открывается диод  $V4$ , через него замыкается ток нагрузки,  $U_{\text{н}} = 0$ . В момент  $t_2$  ток индуктивности  $L$   $i_L = i_C - i_{\text{вых}}$  может быть как положительным, так и отрицательным. В последнем случае в схему вводят вспомогательные элементы  $V1'$ ,  $V2'$  и  $V3'$ .

При  $t > t_2$  до включения ключа  $V1$  ток  $i_L(t_2)$  замыкается через  $V2$ ,  $V3$  и  $V4$ , если он положителен, и через  $V2'$  и  $V3'$ , если он отрицателен. В момент  $t_3$  замыкается  $V1$  и размыкается  $V2$ . Начинается рост тока в накопительном элементе под воздействием напряжения  $E$  и в момент  $2\pi f t_4 = 2\pi$  открывается  $V1$  и процесс начинает повторяться. Напряжение на нагрузке представляет собой отрезки синусоиды амплитудой  $\pi I_k$  и длительностью  $\beta = \phi + \pi/2$ . Среднее значение выходного напряжения

$$U_{\text{вых}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^\beta -\pi I_k \sin \theta d\theta = \frac{I_k}{2} (1 - \cos \beta). \quad (8)$$

Нетрудно убедиться, что из (8) можно путем подстановки получить выражение (1).

В [5] выделены два режима, в которых может функционировать схема рис.1,в.

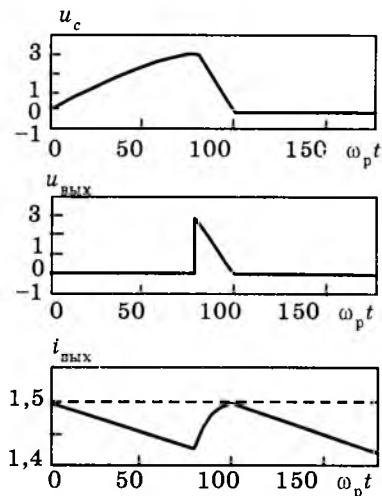


Рис.4. Временные диаграммы токов и напряжений в режиме ДП-1, полученные на математической модели преобразователя

1. Режим дозированной передачи энергии в нагрузку (ДП-1), в котором выбором угла управления  $\alpha$  устанавливается значение  $i_L(t_2) = 0$ . Поскольку ни дозирующий элемент, ни фильтрующий конденсатор не накапливают энергии, вся энергия, потребляемая от источника питания  $E$ , отдается в цепь нагрузки, и внешняя характеристика схемы описывается выражением (1). Временные диаграммы напряжений и токов приведены на рис.4. В режиме ДП-1  $I_k = I_{\text{вых}}$  и из выражения (6) получаем условие осуществимости режима ДП-1:

$$I_{\text{вых}} > \frac{I_m}{2 \cos \alpha}. \quad (9)$$

Из выражения (6) получаем при  $I_{\text{вых}} = I_k$

$$\alpha = \arccos \left( \frac{\gamma}{I_{\text{вых}}} \right). \quad (10)$$

Несмотря на то, что режим дозированной передачи энергии обеспечивается за счет работы системы управления, схема устойчива к коротким замыканиям в нагрузочной цепи и при постоянстве управляемых воздействий. Естественная внешняя характеристика схемы может быть построена при постоянстве параметров управления  $I_m$  и  $\alpha$  при подстановке (6) и (7) в выражение (8) и имеет крутопадающий характер, причем наклон ее в области больших токов увеличивается.

2. Режим источника напряжения (ИН) существует при невыполнении условия (9), т.е. в области малых  $I_{\text{вых}}$ . Угол управления  $\alpha = 0$ ,  $i_L(t_2) < 0$ , часть энергии, накопленной в  $L$ , возвращается в источник питания, сле-

довательно, для осуществления режима ИН необходимы вентили  $V1'$  и  $V2'$ , показанные на рис.1,в. Токи, протекающие через них, имеют нормированное значение амплитуды не более 0,5,

$$U_{\text{вых}} = \gamma E < E. \quad (11)$$

Значение  $I_k$  может быть получено при подстановке в (8)  $\beta = \pi$ :

$$I_k = \gamma E.$$

Режимы ДП-1 и ИН дают цельную внешнюю характеристику, приведенную на рис.2,б. Оценим аппаратные затраты на создание схемы рис.1,в, работающей в режимах ДП-1 и ИН. Будем учитывать только основные вентили  $V1$  и  $V3$ , поскольку для других вентилей токовая загрузка мала. В таблице приведены расчетные соотношения для определения  $U_{\text{вим}}$  и  $I_{\text{вим}}$  основных вентилей. При составлении таблицы учтено, что амплитуда напряжения на нагрузке и на конденсаторе  $C$

$$U_{\text{см}} = \begin{cases} \pi I_m \sin \alpha = 2\pi \gamma \sin \alpha & \text{при } i_k(t_1) < 0; \\ \pi I_{\text{вых}} & \text{при } i_k(t_1) \geq 0. \end{cases} \quad (12)$$

Основные показатели вентилей схемы рис.1,в

Номер вентиля	$U_{\text{вим}}$	$I_{\text{вим}}$
1	$1 + U_{\text{см}}$	$I_m$
3	$U_{\text{см}}$	$I_{\text{вых}}$

Наиболее тяжелым режимом работы для выбора вентилей будет  $\gamma = \gamma_{\text{max}} = 0,5$  (это значение выбираем, так как оно лимитировано режимом ИН) и  $I_{\text{вых}} = I_{\text{выхmax}} = A$ , при этом (при выборе прямоугольной рабочей области на внешних характеристиках)  $U_{\text{выхmax}} = \gamma^2_{\text{max}}/A = 0,25/A$ . На рис.3,б (кривые 1) показаны зависимости  $m_{UV1} = f(A)$ ,  $m_{IV1} = f(A)$  для вентиля  $V1$  и суммарная установленная мощность вентилей  $V1$  и  $V3$ , построенные в соответствии с данными таблицы. Зависимости показывают, что схема рис.1,в при работе в режимах ИН и ДП-1 характеризуется высокими значениями  $m_U$  и  $m_P$ , особенно при увеличении  $A$ . При  $A \rightarrow 0,5$  значения  $m_U$  и  $m_P$  уменьшаются, но при этом область режима дозированной передачи на внешних характеристиках уменьшается, что является недостатком подобного решения.

В двухтактном преобразователе (рис.1,г) накопительные элементы работают поочередно,

основные соотношения (4)–(7) справедливы. Наихудшим режимом по-прежнему является  $\gamma = \gamma_{\text{max}} = 0,5$ ,  $I_{\text{вых}} = I_{\text{выхmax}} = 0,5$ . По скольку мощность нагрузки удваивается, то  $U_{\text{выхmax}} = 0,5/A$ . На рис.3,б (кривые 2) показаны зависимости  $m_{UV1} = f(A)$ ,  $m_{IV1} = f(A)$  и  $m_P = f(A)$ .

Таким образом, применение двухтактного преобразователя (рис.1,г) позволяет по сравнению с однотактным не только улучшить гармонический состав выходного напряжения [5], но и снизить расчетное напряжение на вентилях. Выявляется известная дуальность одно- и двухтактных схем. Если схемы рис.1, а и б связаны через выходное напряжение, и в двухтактной схеме происходит деление тока между половинами схемы, то схемы рис.1,в и г связаны через выходной ток и в них происходит деление напряжения между одноименными вентилями. Однако и в двухтактной схеме рис.1,г при расширении области дозированной передачи на внешних характеристиках, т.е. при увеличении параметра  $A$ , рабочие напряжения на вентилях по сравнению с  $U_{\text{выхmax}}$  велики.

Однако схемы рис.1,в и г обладают значительно большими алгоритмическими возможностями управления и существуют ранее неисследованные режимы, в которых отмеченные недостатки в значительной мере устраняются.

Режим дозированной передачи энергии может осуществляться и при  $I_k \neq I_{\text{вых}}$ . Если обозначить  $I_k = bI_{\text{вых}}$ , то можно выделить режимы:

— дозированной передачи энергии с непрерывным магнитным потоком (режим ДП-2), где  $b < 1$ , остаточный ток в накопительном элементе  $(1-b)I_{\text{вых}} > 0$ ;

— дозированной передачи со знакопеременным магнитным потоком (режим ДП-3), где  $b > 1$ , остаточный ток в накопительном элементе  $(1-b)I_{\text{вых}} < 0$ .

Все режимы дозированной передачи энергии ДП-1, ДП-2 и ДП-3 можно описать общей математической моделью, введя по аналогии с выражением (1) параметр  $q$ , характеризующий передачу энергии от источника  $E$  в нагрузку:

$$q^2 = U_{\text{вых}} I_{\text{вых}}.$$

Тогда максимальный ток в накопительном элементе

$$I_m = \sqrt{(4q^2) + (b-1)^2 I_{\text{вых}}^2}.$$

Для осуществления дозированной передачи энергии в соответствии с (10) угол управления необходимо поддерживать равным

$$\alpha = \arccos \frac{I_m^2 + I_{\text{вых}}^2 (1-b^2)}{2I_m I_{\text{вых}}}, \quad (13)$$

тогда

$$\beta = \arcsin \left( \frac{I_m \cos \alpha - I_{\text{вых}}}{b I_{\text{вых}}} \right) + \frac{\pi}{2}. \quad (14)$$

Деятельность открытого состояния вентиля  $V1$  будем по-прежнему обозначать  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{\sqrt{(2q)^2 + (b-1)^2 I_{\text{вых}}^2} - I_{\text{вых}}(b-1)}{2}. \quad (15)$$

В режиме ДП-2, как следует из анализа выражения (13),  $\alpha$  при уменьшении параметра  $b$  уменьшается, что в соответствии с (13) означает снижение рабочих напряжений на вентилях схемы, а увеличение угла  $\beta$  свидетельствует об улучшении гармонического состава выходного напряжения. Однако при этом отношение  $\gamma/q$  растет, т.е. для передачи той же энергии в нагрузку при уменьшении параметра  $b$  вентиль  $V1$  должен быть замкнут в течение большего интервала  $\gamma/f$ , но поскольку  $\gamma_{\text{max}}$  ограничено, то при уменьшении  $b$  уменьшается  $q_{\text{max}}$ , а значит и напряжение  $U_{\text{выхmax}}$ . Кроме того, режим ИН на внешних характеристиках рис.2,б смещается вправо. Поэтому режим ДП-2 не может использоваться при режиме с передачей большой мощности в нагрузку и не дает преимуществ по аппаратным затратам в сравнении с режимом ДП-1.

В области больших мощностей нагрузки можно применить режим ДП-3. Снижение отношения  $\gamma/q$  при росте параметра  $b > 1$  позволяет повысить энергию, передаваемую источником  $E$  в нагрузку, увеличить  $U_{\text{выхmax}}$  и снизить отношение напряжений на вентилях к  $U_{\text{выхmax}}$ . Поскольку повышение  $b$  приводит к росту абсолютных значений напряжений на вентилях и некоторому ухудшению гармонического состава выходного напряжения, параметр  $b$  должен быть минимизирован. Рассмотрим режим, в котором  $U_{\text{выхmax}}$  поддерживается равным  $U_{\text{выхmax}}$  в режиме ИН: в однотактном преобразователе рис.1,в это  $U_{\text{выхmax}} = 0,5$ , в двухтактном

$$U_{\text{выхmax}} = 1. \text{ Тогда } q_{\text{max}} = \sqrt{\frac{I_{\text{вых}}}{2}}.$$

Подставим это значение в (15), приравняв  $\gamma = \gamma_{\text{max}} = 0,5$ , получим:

$$\sqrt{2I_{\text{вых}} + (b-1)^2 I_{\text{вых}}^2} - I_{\text{вых}}(b-1) = 1. \quad (16)$$

Решение этого уравнения дает

$$b = 2 - \frac{1}{I_{\text{вых}}}. \quad (17)$$

Оценим аппаратные затраты на создание схемы рис.1,в, работающую в рассмотренном режиме ИН — ДП-3. В таблице можно воспользоваться всеми данными. Зависимости  $m_{UV1}$ ,  $m_{IV1}$ ,  $m_p$  приведены на рис.3,в, однотактная схема рис.1,в — кривые 1, двухтактная рис.1,г — кривые 2. Зависимость показывает, что применение режима ДП-3 позволяет снизить значение  $m_U$  при тех же значениях параметра  $A$ . Однако воздействие применения режима ДП-3 на аппаратные затраты при создании преобразователя может быть значительно сильнее, поскольку применение режима ДП-3 позволяет расширить область гиперболических внешних характеристик в ту часть, которую на рис.2,б занимает режим ИН. Работа в этой части внешних характеристик в режиме ДП-3 не требует увеличения расчетного тока через дополнительные вентили по сравнению с его значениями в режиме ИН (см. выше). Пример внешних характеристик преобразователя рис.1,в при полирежимном управлении (т.е. при использовании режимов ИН, ДП-1, ДП-2 и ДП-3) приведен на рис.2,в, в качестве параметра использована величина  $q$ . Расширение области дозированной передачи энергии в нагрузку в область малых нормированных значений выходных токов позволяет при проектировании преобразователей в несколько раз уменьшать расчетные значения параметра  $A$ , при этом пропорционально уменьшается индуктивность накопителя  $L$ . Рассмотрение зависимостей рис.3 позволяет сделать вывод, что при этом значительно уменьшаются аппаратные затраты на создание преобразователей, что повышает их конкурентоспособность в тех областях электротехнологии и электропривода постоянного тока, где применение преобразователей с дозированной передачей энергии ранее было неоправданным.

Общей проблемой при создании преобразователей с дозированной передачей энергии является работа на низкоомную нагрузку. В схемах рис.1,в и г при этом  $U_{\text{вых}}$  представляет собой короткие отрезки синусоиды длительностью  $\beta$  с амплитудой  $\pi I_{\text{k}}$ . В этих режимах может быть использован режим ДП-2, при этом угол может быть увеличен, гармонический состав  $U_{\text{вых}}$  улучшен.

Все рассмотренные режимы могут осуществляться в любых схемных разновидностях рассматриваемых преобразователей, в том числе и в схемах, где накопительный элемент выполняется в виде трансформатора [3].

#### Выводы

1. Введение узла фазового управления в регуляторе напряжения типа III с дозированной передачей энергии может полностью исключить накопление энергии в фильтрующем конденсаторе и тем самым повысить динамические характеристики преобразователя.

2. Преобразователи без звена фазового управления имеют большие отношения токов вентилей к максимальному току нагрузки, а преобразователи со звеном фазового управления большое напряжение на вентилях

по отношению к максимальному напряжению нагрузки.

3. Использование двухтактных преобразователей позволяет ослабить недостатки, отмеченные в п.2.

4. Применение режима дозированной передачи энергии ДП-3 позволяет повысить мощность нагрузки и значительно снизить затраты на управляемые вентили.

5. Использование режима дозированной передачи энергии ДП-2 позволяет улучшить гармонический состав выходного напряжения при работе на низкоомную нагрузку.

#### Список литературы

1. Булатов О.Г., Царенко А.И., Поляков В.Д. Тиристорно-конденсаторные источники питания для электротехнологии. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Булатов О.Г., Чаплыгин Е.Е. Параметрическое микропроцессорное управление вентильными преобразователями // Электротехника. 1994. № 9.
3. Поликарпов А.Г., Сергиенко Е.Ф. Одноактные преобразователи напряжения в устройствах электропитания РЕА. М.: Радио и связь, 1989.
4. Чаплыгин Е.Е., Алешин М.Л., Николенко М.П. Параметрическое управление преобразователями с дозированной передачей энергии в нагрузку // Электричество. 1997. № 12.
5. Булатов О.Г., Чаплыгин Е.Е. Преобразователи постоянного напряжения с улучшенными динамическими характеристиками // Электротехника. 1997. № 6.

## О проектировании электромагнитов с заданными динамическими свойствами

А.Г.НИКИТЕНКО, Ю.А.БАХВАЛОВ, доктора техн.наук, Ю.А.НИКИТЕНКО, канд.техн.наук (НГТУ),  
В.Г.ЩЕРБАКОВ, доктор техн.наук (ОАО ВЭлНИИ)

Рассмотрен новый подход к проектированию электромагнитов постоянного тока с заданными динамическими свойствами. Исходной является требуемая зависимость перемещения (либо скорости) подвижного элемента от времени.

Традиционные методы проектирования электромагнитов, основанные на заданных статических характеристиках, не обеспечивают надежных выходных параметров в случаях, когда определяющими в работе указанных устройств являются динамические режимы (быстро действующие, форсированные электромагниты, электромагниты, работающие с большой частотой в повторно-кратковременном режиме и т.п.). Здесь требуемые динамические зависимости должны являться исходными и задача создания электромагнита будет заключаться в выборе основных параметров (геометрических

размеров магнитопровода и катушки, ее обмоточных данных, магнитного режима работы и т.д.), реализующих заданные динамические характеристики и удовлетворяющих определенному критерию оптимальности устройства. Известны немногочисленные работы [1—3], в которых в той или иной мере рассматривается указанная задача и содержатся различные подходы к ее решению. В статье излагается один из подходов к проектированию электромагнитов постоянного тока в указанной постановке задачи. В дальнейшем используются известные соотношения

$$P(i, x) = m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0; \quad (1)$$

$$U(t) = iR + \frac{d\psi(i, x)}{dt}, \quad (2)$$

где  $P(i, x)$  — динамическое тяговое усилие, зависящее от тока  $i$  в обмотке и перемещения  $x$  подвижной части электромагнита и связанных с ней элементов устройства;  $m^*$  — приведенная масса подвижной системы, включающая массу якоря;  $\xi, c$  — коэффициенты, определяющие противодействующие усилия, зависящие от скорости движения  $dx/dt$  и перемещения  $x$ ;  $P_0$  — постоянное противодействующее усилие;  $U(t)$  — мгновенное значение питающего напряжения;  $\psi(i, x)$  — потокосцепление обмотки.

Потокосцепление обмотки представим в виде

$$\psi = L(x)i,$$

где  $L(x)$  — индуктивность обмотки электромагнита,

$$L(x) = w^2 \frac{\mu_0 S}{\delta(t)} G(x). \quad (3)$$

Здесь  $S$  — площадь сечения полюса (полюсного наконечника), в случае системы с двумя рабочими зазорами  $S$  — суммарная площадь сечения;  $\delta(t)$  — текущее значение рабочего зазора;  $G(x) = \Phi_0 \epsilon_0^2 \sigma_\psi$  — функция, учитывающая падение магнитного потенциала в стали магнитопровода и нерабочих зазорах ( $\Phi_0$ ), "выпучивание" магнитного потока в рабочем зазоре ( $\epsilon_0^2$ ) и потоки рассеяния в магнитной системе  $\sigma_\psi$  [1].

В общем случае величины  $\epsilon_0^2, \Phi_0, \sigma_\psi$  зависят от перемещения якоря. Так, для элек-

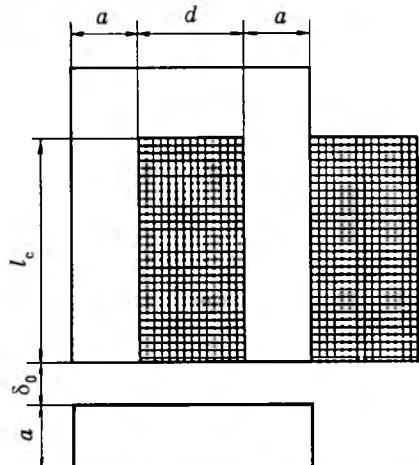


Рис.1. Электромагнит постоянного тока

ромагнита с внешним якорем [1] можно записать приближенно

$$\epsilon_0^2 = Dy^{0.25}; \quad (4)$$

$$\Phi_0 = \frac{1}{1 + \epsilon_0^2 \sigma_{\text{пр}} / \delta(t)}. \quad (5)$$

Зависимость  $\sigma_\psi(x)$  для П-образного электромагнита с плоским якорем (рис.1), например, приближенно может быть описана в виде

$$\delta_\psi = 1 + \frac{2\lambda_s \beta n}{3\mu_0 \epsilon_0^2 y}. \quad (6)$$

В приведенных выражениях

$$y = \frac{a}{\delta_0 - x} = \frac{d_c}{\delta_0 - x},$$

где  $a, d_c$  — определяющий размер электромагнита (сторона квадратного сечения полюса магнитной системы или диаметр сердечника полюса для круговой его формы);  $\delta_0$  — начальное значение рабочего зазора;  $\delta_{\text{пр}}$  — суммарная величина нерабочих зазоров;  $D$  — постоянный коэффициент, зависящий от конструкции электромагнита и значения параметра  $y$ ;  $\lambda_s$  — удельная проводимость рассеяния;  $m = l_c/a$ ;  $n = d/a$ .

При проектировании электромагнитов в большинстве случаев стремятся выполнить условие

$$B_{\text{ст}} \leq B_{\text{нас}},$$

где  $B_{\text{ст}}$  — индукция в стали магнитопровода в его наиболее насыщенном сечении;  $B_{\text{нас}}$  — индукция насыщения материала магнитопровода.

Учитывая это обстоятельство, падение магнитного потенциала в стали и нерабочих зазорах принимаем независящим от перемещения подвижной системы и оцениваем с помощью постоянного коэффициента  $\Phi_0 = \text{const}$ . Согласно [1] можно принять  $\Phi_0 = 0,75$ .

После преобразования, учитывая (3), (4) и (6), получаем

$$L(x) = K_1 K_2 + \frac{K_1}{(\delta_0 - x)^{3/4}}. \quad (7)$$

Здесь

$$K_1 = 0,75 w^2 \pi \mu_0 D a^{7/4}; \quad K_2 = \frac{2\beta \lambda_s n}{3\mu_0 D a^{3/4}}.$$

Уравнение электрической цепи обмотки представим в виде

$$U(t) = R i + i \frac{\partial L}{\partial x} \frac{dx}{dt} + L \frac{di}{dt}. \quad (8)$$

Дифференцируя (7), получаем:

$$\frac{\partial L}{\partial x} = \frac{0,75K_1}{(\delta_0 - x)^{7/4}}. \quad (9)$$

Согласно [1]

$$P = \frac{i^2 w^2}{2} \frac{d\Lambda_\psi}{dx} \varepsilon_\alpha^2, \quad (10)$$

где  $\Lambda_{\text{пр}}$  — приведенная по потокосцеплению проводимость магнитной системы; при независящей от перемещения якоря проводимости рассеяния  $d\Lambda_{\text{пр}}/dx = d\Lambda_\delta/dx$ ,  $\Lambda_\delta$  — "базовая" проводимость рабочего зазора;

$$\Lambda_\delta = \frac{\mu_0 S}{\delta_0 - x};$$

$\varepsilon_\alpha^2 = D'y^{-1/4}$  — функция, характеризующая производную полной проводимости рабочего зазора и изменение тягового усилия;  $D'$  — постоянная, определяемая конструкцией электромагнита и зависящая от значения параметра  $y$  [1].

С учетом изложенного после преобразований можно записать:

$$P = \frac{K_3 i^2}{(\delta_0 - x)^{7/4}},$$

где  $K_3 = 0,5w^2\mu_0 D' a^{7/4}$ .

Из последнего соотношения

$$i(t) = K_4 \sqrt{P(\delta_0 - x)^{7/4}}, \quad (11)$$

где  $K_4 = 1/\sqrt{K_3}$ .

Учитывая (11), записываем:

$$i(t) = K_4 \sqrt{\left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right) (\delta_0 - x)^{7/4}};$$

$$\frac{di(t)}{dt} = K_4 \left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right)^{1/2} (\delta_0 - x)^{7/8} \times$$

$$\times \frac{m^* \frac{d^3 x}{dt^3} + \xi \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt}}{2 \left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right)} - \frac{7}{8} \frac{dx}{(\delta_0 - x)}.$$

Подставляя полученные данные в (8), получаем:

$$U(t) = iR + L \frac{di}{dt} + i \frac{\partial L}{\partial x} \frac{dx}{dt} = i \left( R + \frac{\partial L}{\partial x} \frac{dx}{dt} \right) + L \frac{di}{dt} =$$

$$= K_4 \sqrt{\left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right) (\delta_0 - x)^{7/4}} \times$$

$$\times \left( R + \frac{0,75K_1}{(\delta_0 - x)^{7/4}} \frac{dx}{dt} \right) + \left( K_1 K_2 + \frac{K_1}{(\delta_0 - x)^{3/4}} \right) \times$$

$$\times K_4 \left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right)^{1/2} (\delta_0 - x)^{7/8} \times \quad (12)$$

$$\times \frac{m^* \frac{d^3 x}{dt^3} + \xi \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt}}{2 \left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right)} - \frac{7}{8} \frac{dx}{(\delta_0 - x)}.$$

Известно, что создание электромагнита с заданными динамическими свойствами возможно двумя путями: "схемным", когда необходимые динамические характеристики могут быть реализованы за счет формирования закона изменения питающего напряжения во времени с помощью специальных схем либо конструктивными мерами за счет соответствующего выбора типа электромагнита, соотношений геометрических размеров и обмоточных данных [1]. В обоих случаях целесообразно в качестве исходных зависимостей принимать закон изменения скорости (или перемещения) подвижной части устройства от времени. Зависимость  $dx(t)/dt$  является универсальной динамической характеристикой, определяющей, с одной стороны, время движения системы  $t_{\text{дв}}$ , износостойкость и срок службы элементов конст-

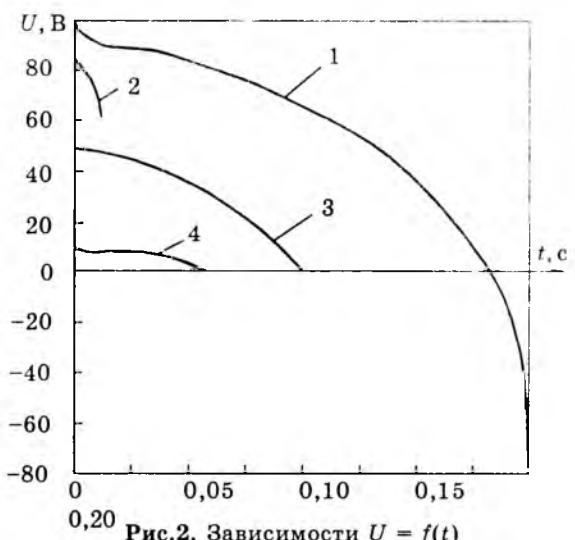


Рис.2. Зависимости  $U = f(t)$

Таблица 1

Исходные данные					Расчетные параметры					
$x$ , м	$m^*$ , кг	$P_0$ , Н	$U_{\text{тр}}$ , В	$x_{\text{max}}$ , $\text{м} \cdot 10^3$	$m$	$n$	$a$ , м	$q_{\text{пр}}$ , $\text{м}^2 \cdot 10^7$	$V_r$ , $\text{м}^3 \cdot 10^4$	Кривая на рис.2
$8t^2$	0,2	20	100	5	4	0,5	0,015	0,33	0,4	1
$0,125t^2$	0,2	20	100	5	1	1,0	0,02	0,42	0,5	2
$0,5t^3$	0,2	2100	50	5	5	1	0,01	0,57	0,25	3
$20t^3$	0,2	6	12	5	1,5	0,5	0,02	2,26	0,375	4

рукции, в которой электромагнит играет роль привода, с другой, — характер процессов в самом электромагните за счет влияния на изменение потокосцепления системы движения якоря.

В случае "схемного" решения поставленной задачи, задавая  $x(t)$  либо  $dx(t)/dt$  при известных значениях  $m^*$ ,  $\xi$ ,  $c$ ,  $P_0$ , по (12) находим зависимость  $U(t)$ , необходимую для реализации заданных характеристик  $x(t)$  и  $dx(t)/dt$ . Одновременно может быть поставлено условие оптимизации определенного критерия, например минимизации объема (либо стоимости, потребляемой в установившемся режиме мощности и т.д.).

Выразим сопротивление  $R$ , приведенную массу якоря  $m^*$ , число витков  $w$  в функции геометрических размеров и соотношений. Так, по [1] можно записать:

$$w = \frac{tna^2k_{\text{а.м}}}{q_{\text{пр}}}; \quad R = \frac{\rho_{\text{т}}tn\tau_{\text{ср}}a^3k_{\text{а.м}}}{q_{\text{пр}}^2};$$

$$m^* = \gamma_{\text{ст}}\lambda_n\beta a^3n,$$

где  $\tau_{\text{ср}} = l_{\text{ср}}/a$  ( $l_{\text{ср}}$  — средняя длина витка катушки); для цилиндрических катушек  $\tau_{\text{ср}} = \pi(1+n)$ ;  $\lambda_n$  — признак формы полюса; для прямоугольного полюса  $\lambda_n = 1$ , для круглого  $\lambda_n = \pi/4$ ;  $\gamma_{\text{ст}}$  — плотность материала якоря.

Результаты определения зависимости  $U(t)$  по (12) приведены на рис.2. Указанные зависимости получены для исходных данных, представленных в табл.1. Там же приведены расчетные значения параметров электромагнитов П-образного типа с минимальными значениями габаритного объема.

При реализации заданных динамических характеристик формулировка задачи проектирования электромагнита будет зависеть от технических требований. Так, если ставит-

ся условие, при котором максимальное напряжение управления, формируемое специальной схемой, не должно превышать наперед заданного значения, т.е.  $U(t) \leq U_{\text{зад}}$ , то это соотношение должно выступать в качестве ограничения на оптимизируемые параметры. В некоторых случаях возможна постановка задачи достижения минимального либо заданного отклонения пульсаций напряжения от установленного среднего значения  $U_{\text{ср}}$ .

В этом случае вводится ограничение вида

$$Z = \sum_{i=1}^k \left[ 1 - \frac{U_i(a, m, n, q_{\text{пр}}, t)}{U_{\text{ср}}} \right]^2 \leq \varepsilon_z, \quad (13)$$

где  $U_i(a, m, n, q_{\text{пр}}, t)$  — мгновенное значение рассчитанного по (12) напряжения управления;  $\varepsilon_z$  — допустимое отклонение функции  $Z$ .

В последнем случае при минимизации объема электромагнита математическая формулировка задачи может быть принята в следующем виде: найти  $a, m, n, q_{\text{пр}}$ , доставляющие минимум функции

$$V_r(a, m, n, q_{\text{пр}}), \quad (14)$$

при ограничениях

$$Z = \sum_{i=1}^k \left[ 1 - \frac{U_i(a, m, n, q_{\text{пр}}, t)}{U_{\text{ср}}} \right]^2 \leq \varepsilon_z; \quad (15)$$

$$B_{\text{ст}}(a, m, n, q_{\text{пр}}, x_k) \leq B_{\text{нac}}; \quad (16)$$

$$\tau_y(a, m, n, q_{\text{пр}}, x_k) = \frac{U_{\text{ср}}^2}{Rk_{\text{т}}S_0} \leq \tau_{\text{доп}}, \quad (17)$$

где  $V_r(a, m, n, q_{\text{пр}})$  — объем электромагнита;  $x_k$  — конечное значение перемещения якоря;  $\tau_y(a, m, n, q_{\text{пр}}, x_k)$ ,  $\tau_{\text{доп}}$  — расчетное значение установившегося превышения температуры обмотки и его допустимое значение.

В соответствии с [1]

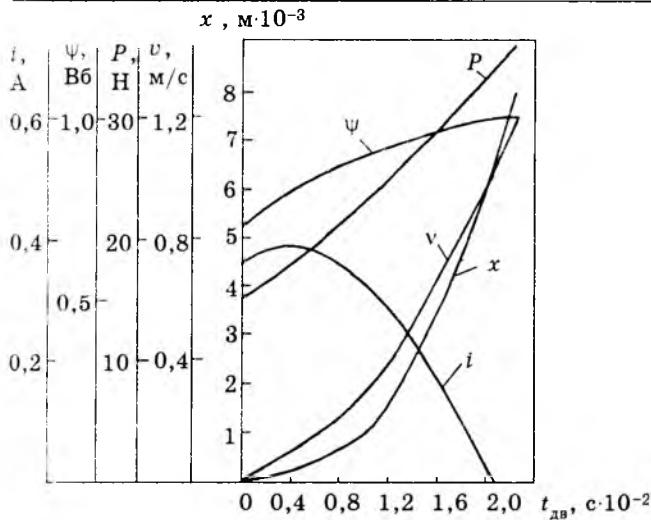


Рис.3. Динамические характеристики электромагнита

$$B_{\text{с.т.}} = \sqrt{\frac{2P_0\mu_0}{a^2} \varepsilon_0^2 \sigma_0},$$

где  $\sigma_0 = 1 + \frac{\lambda_s \beta n}{\mu_0 \varepsilon_0^2 y}$  — коэффициент рассеяния магнитного потока [2].

Следует подчеркнуть, что приведенная математическая модель позволяет решить поставленную задачу при исходной зависимости  $x(t)$  или  $dx(t)/dt$ , задаваемой в любой форме (аналитической, графической, табличной и т.д.) независимо от конструкции электромагнита. Ниже приводятся результаты проектирования П-образного электромагнита постоянного тока с плоским якорем для следующих исходных данных:

$$x = bt^3; \quad \delta_0 = 8 \cdot 10^{-3} \text{ м}; \quad P_0 = 15 \text{ Н};$$

$$\xi = 2 \text{ нс/м}; \quad c = 400 \text{ Н/м}; \quad \tau_{\text{доп}} = 100^\circ\text{C};$$

$$B_{\text{нac}} = 1,2 \text{ Тл}; \quad k_{\text{з.м.}} = 0,6; \quad U_{\text{ср}} = 220 \text{ В}.$$

Расчет проведен методом рационализированного перебора по программе, построенной на языке Turbo Pascal.

Геометрические размеры и диаметр провода  $d_m$ , оказавшиеся оптимальными, приведены в табл.2.

Таблица 2					
$a, \text{ м}$	$l_c, \text{ м}$	$d, \text{ м}$	$d_m, \text{ м}$	$V_{\text{мин.}}, \text{ м}^3$	$\varepsilon_z$
0,02	0,06	0,02	$3 \cdot 10^{-4}$	$4,8 \cdot 10^{-5}$	0,07

На рис.3 приведены динамические характеристики спроектированного электромагнита при  $x = bt^3$ .

Приведенный алгоритм можно существенно упростить, если пренебречь рассеянием магнитного потока в системе ( $\sigma_\psi = \sigma_0 = 1$ ), выпучивание потока в рабочем зазоре и потери МДС в стали и нерабочих за-

зорах учитывать с помощью постоянных коэффициентов, приняв их средние значения. Так, в соответствии с [1] для большинства электромагнитных систем можно принять:  $\varepsilon_{0\text{ср}}^2 = \varepsilon_0^2 = 1,85$ ;  $\Phi_{0\text{ср}} = \Phi_0 = 1,75$ ;  $\varepsilon_{\text{д.ср}}^2 = \varepsilon_\text{д}^2 = 1,3$ .

С учетом сказанного для П-образного электромагнита с плоским якорем можно написать

$$L = 2,8w^2 \frac{\mu_0 a^2}{\delta_0 - x}; \quad \psi = \frac{K_5 i}{\delta_0 - x}. \quad (18)$$

Известно [1], что тяговое усилие

$$P = \int_0^t \frac{\partial \psi}{\partial x} di.$$

Подставив выражение для потокосцепления  $\psi$  и учитывая (10), получим:

$$P = -\frac{K_5 \psi^2}{2} \varepsilon_\text{д}^2 = \frac{0,65 \psi^2}{K_5},$$

откуда  $\psi = \sqrt{PK_5/0,65}$ .

С учетом (1)

$$\psi = \sqrt{\frac{K_5}{0,65} \left( m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0 \right)};$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \sqrt{\frac{K_5}{0,65}} \frac{m^* \frac{d^3 x}{dt^3} + \xi \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt}}{\sqrt{m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0}}.$$

Из (18)

$$i = \frac{\psi(\delta_0 - x)}{K_5}.$$

Подставив полученные выражения из (2), окончательно запишем:

$$U(t) = \frac{\psi(\delta_0 - x)R}{K_5} + \sqrt{\frac{K_5}{0,65}} \frac{m^* \frac{d^3 x}{dt^3} + \xi \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt}}{\sqrt{m^* \frac{d^2 x}{dt^2} + \xi \frac{dx}{dt} + cx + P_0}}. \quad (19)$$

При известном напряжении питания разработка электромагнита постоянного тока с заданными динамическими свойствами имеет свои особенности.

Уравнение электрической цепи запишем в виде

$$U = iR + \frac{d\psi}{dt}, \quad (20)$$

где  $U = \text{const}$

$$\psi = w^2 \frac{\mu_0 a^2}{\delta_0 - x} \varepsilon_0^2 \phi_0; \quad i = \frac{K_6 i}{\delta_0 - x},$$

где  $K_6 = w^2 \mu_0 a^2 \varepsilon_0^2 \phi_0$ .

Далее можно записать с учетом (19)

$$U = \psi(\delta_0 - x)K_7 + \frac{d\psi}{dt}, \quad (21)$$

где  $K_7 = R/K_6$ .

Решение (21) относительно  $\psi$  получаем в виде

$$\psi(t) = e^{-K_7 \int (\delta_0 - x) dt} U \int e^{-K_7 \int (\delta_0 - x) dt} dt + c$$

( $c$  — постоянная интегрирования).

Разлагая выражение  $e^{-K_7 \int (\delta_0 - x) dt}$  в ряд и интегрируя, находим:

$$\begin{aligned} \psi(t) = U e^{-K_7 \int (\delta_0 - x) dt} &\{t + K_7 \int (\delta_0 - x) dt + \frac{K_7^2}{2} \times \\ &\times \int [\int (\delta_0 - x) dt]^3 dt + \frac{K_7^3}{6} \int [\int (\delta_0 - x) dt]^3 dt + \dots + c. \end{aligned}$$

Значение постоянной  $c$  определяется из начальных условий.

При задании функции  $x(t)$  в аналитической форме окончательный вид зависимости  $\psi(t)$  будет зависеть от выражения  $x=f(t)$ .

Полученные при проектировании параметры электромагнита рекомендуется уточнить путем численного моделирования переходного процесса с применением пакета программ, позволяющего рассчитать магнитное поле и тяговое усилие электромагнита для различных значений тока и зазора методами теории поля. Наиболее эффективным здесь является комбинированный метод конечных и граничных элементов [4].

### Список литературы

1. Любчик М.А. Оптимальное проектирование силовых электромагнитных механизмов. М.: Энергия, 1974.

2. Агаронянц Р.А. Динамика, синтез и расчет электромагнитов. М.: Наука, 1967.

3. Математическое моделирование и автоматизация проектирования тяговых электрических аппаратов/А.Г.Никитенко, В.Г.Щербаков, Б.Н.Лобов, Л.С.Лобанова. М.: Высшая школа, 1996.

4. Никитенко А.Г., Бахвалов Ю.А., Щербаков В.Г. Аналитический обзор методов расчета магнитных полей электрических аппаратов//Электротехника. 1997. № 1.

**Никитенко Александр Григорьевич** — заведующий кафедрой "Электрические, электронные и микропроцессорные аппараты" Новочеркасского государственного технического университета (НГТУ). Окончил в 1954 г. электромеханический факультет НГТУ. В 1989 г. защитил докторскую диссертацию по теме: "Математическое моделирование и автоматизация проектирования электромагнитных аппаратов" в Московском энергетическом институте. С 1994 г. академик Международной академии наук высшей школы (МАН ВШ), с 1996 г. — Российской академии транспорта (PAT).

**Бахвалов Юрий Алексеевич** — заведующий кафедрой "Прикладная математика" НГТУ. Окончил в 1955 г. электромеханический факультет НГТУ. В 1973 г. защитил докторскую диссертацию по теме: "Математическое моделирование волновых процессов в обмотках силовых трансформаторов". С 1994 г. академик МАН ВШ, с 1996 г. — Российской академии транспорта (PAT).

**Никитенко Юрий Александрович** — доцент кафедры "Автоматика и телемеханика" НГТУ. В 1983 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме: "Разработка и исследование автоматической системы управления электромагнитным подвесом высокоскоростного наземного транспорта".

**Щербаков Виктор Гаврилович** — генеральный директор ОАО ВЭлНИИ. Окончил в 1955 г. Новочеркасский электромеханический техникум, в 1965 г. — вечерний факультет НГТУ. В 1991 г. защитил докторскую диссертацию в НГТУ по теме: "Научные основы и практика совершенствования конструкций тяговых электродвигателей". С 1994 г. академик Российской академии транспорта (PAT), с 1997 г. — Российской академии электротехнических наук.

## Система программ для расчетов и анализа асинхронного электропривода с реверсивным тиристорным преобразователем напряжения

Л.Б.МАСАНДИЛОВ, доктор техн.наук, проф., Р.Р.МЕЛЬНИК, инж.

МЭИ

В настоящее время в массовом электроприводе в качестве средств регулирования все чаще используются полупроводниковые

регуляторы напряжения или частоты. Для крановых, лифтовых и других механизмов в ряде случаев отдается предпочтение ревер-

сивному тиристорному преобразователю напряжения (РТПН), который содержит пять пар встречно-параллельно соединенных тиристоров  $T1-T10$ , включенных между трехфазной сетью переменного тока и статором асинхронного двигателя (АД) согласно схеме рис.1. Интерес к данной схеме обусловлен тем, что при подключении АД к РТПН можно осуществить разнообразные пусковые и тормозные режимы, в частности, бесконтактный реверс, динамическое торможение (в этом режиме регулируемый постоянный ток подается в статор АД через однофазный мостовой выпрямитель, образованный тиристорами  $T1, T4, T8$  и  $T9$ ), режимы квазичастотного управления и т.д. Широкие возможности схемы рис.1 по формированию различных режимов управления АД определяют актуальность создания цифровой модели электропривода РТПН — АД, на основе которой можно было бы с помощью ЭВМ осуществить расчеты и исследования конкретных электроприводов с учетом электромагнитных переходных процессов в АД и логики работы тиристоров преобразователя.

На базе модели нереверсивной системы ТПН — АД [1] на кафедре автоматизированного электропривода МЭИ разработана цифровая модель, обеспечивающая выполнение расчетов на ЭВМ различных режимов работы реверсивного электропривода по схеме рис.1. Модель силовой цепи РТПН — АД содержит модели статорных цепей двух нереверсивных систем электроприводов: ТПН1 — АД и ТПН2 — АД. Преобразователи ТПН1 и ТПН2 состоят из тиристоров  $T1-T6$  и  $T5-T10$ , соответственно, и обеспечивают разные направления чередования фаз сетевого напряжения на статоре. Полагая, что в проводящем состоянии могут находиться тиристоры только одного из преобразователей, в модели выявляют работающие (активные) и заблокированные (пассивные) тиристоры и далее активный ТПН.

При составлении модели каждая пара тиристоров, например,  $T1-T2$ , заменена последовательно соединенными активным сопротивлением  $R_{\Delta A}$  и индуктивностью  $L_{\Delta A}$ , значения которых изменяются от нуля, когда хотя бы один из тиристоров открыт, до достаточно большого значения, когда оба тиристора закрыты. При этом для случая активного ТПН1 уравнения напряжений для статорных цепей АД можно представить в виде

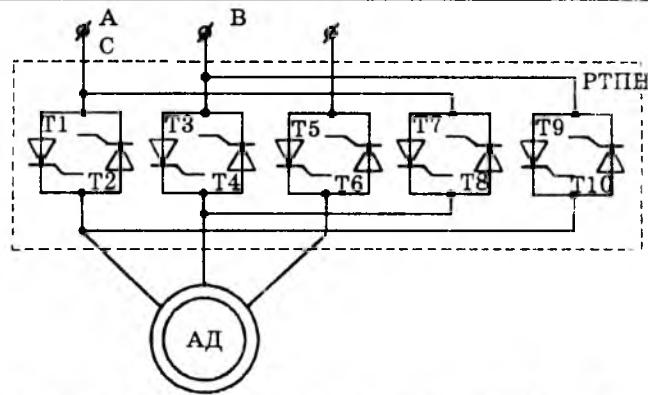


Рис.1. Силовая схема электропривода РТПН — АД

$$\frac{di_{1\alpha}}{dt} = \frac{\left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\psi_{2\alpha}}{dt} \right) (2l_{BI} + l_{CI}) +}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} + \\ + \frac{\left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\psi_{2\beta}}{dt} \right) (l_{BI} - l_{CI})}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} -$$

$$- \frac{r_1 [i_{1\alpha} (\rho_{AI}l_{BI} + \rho_{AI}l_{CI} + \rho_{CI}l_{BI}) +}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} + \\ + i_{1\beta} (\rho_{CI}l_{BI} - \rho_{BI}l_{CI})] ;$$

$$\frac{di_{1\beta}}{dt} = \frac{\left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\psi_{2\alpha}}{dt} \right) (l_{AI} - l_{CI}) +}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} + \\ + \frac{\left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\psi_{2\beta}}{dt} \right) (2l_{AI} + l_{CI})}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} -$$

$$- \frac{r_1 [i_{1\alpha} (\rho_{CI}l_{AI} - \rho_{AI}l_{CI}) +}{\sigma L_s (l_{AI}l_{BI} + l_{BI}l_{CI} + l_{CI}l_{AI})} + \\ + i_{1\beta} (\rho_{BI}l_{AI} + \rho_{BI}l_{CI} + \rho_{CI}l_{AI})] ,$$

где  $\rho_{AI} = 1 + \frac{R_{\Delta AI}}{r_1}$ ;  $\rho_{BI} = 1 + \frac{R_{\Delta BI}}{r_1}$ ;  $\rho_{CI} = 1 + \frac{R_{\Delta CI}}{r_1}$

и  $l_{AI} = 1 + \frac{L_{\Delta AI}}{\sigma L_s}$ ;  $l_{BI} = 1 + \frac{L_{\Delta BI}}{\sigma L_s}$ ;  $l_{CI} = 1 + \frac{L_{\Delta CI}}{\sigma L_s}$  — соответственно относительные значения указанных активных сопротивлений (фазные коэффициенты сопротивлений) и индуктивностей в фазах A, B, C статора АД.

Уравнения АД выражены относительно

токов статора и потокосцеплений ротора и записаны в трехосной неподвижной системе координат. Переменные  $i_{1\alpha}$ ,  $i_{1\beta}$  и  $\Psi_{2\alpha}$ ,  $\Psi_{2\beta}$  в (1) представляют собой токи и потокосцепления по соответствующим осям трехосной системы координат;  $U_A$  и  $U_B$  — напряжения сети для фаз  $A$  и  $B$ , соответственно; обозначения параметров АД в уравнениях соответствуют принятым в [2].

Если хотя бы один тиристор в какой-либо фазе, например  $A$ , открыт, то  $R_{dA1}=0$  и  $L_{dA1}=0$ , при этом  $\rho_{A1}=1$  и  $l_{A1}=1$ . Если же оба тиристора в фазе  $A$  закрыты, то значения  $R_{dA1}$  и  $L_{dA1}$  должны быть взяты достаточно большими с тем, чтобы через тиристоры протекали малые токи, меньшие токов удержания. Следовательно, есть определенная свобода в выборе значений  $R_{dA1}$  и  $L_{dA1}$ ; важно, чтобы соответствующие значения  $\rho_{A1}$  и  $l_{A1}$  были большими. Из (1) видно, что выражения для производных токов можно упростить, если для закрытых тиристоров взять одинаковые относительные значения активного сопротивления и индуктивности для каждой фазы. В этом случае получается, что как для открытых, так и для закрытых тиристоров справедливы равенства

$$\rho_{A1} = l_{A1}; \rho_{B1} = l_{B1}; \rho_{C1} = l_{C1}. \quad (2)$$

С учетом (2) уравнения (1) упрощается и преобразуются к виду

$$\frac{di_{1\alpha}}{dt} = \left[ \frac{\left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} \right) (2\rho_{B1} + \rho_{C1}) +}{\rho_{A1}\rho_{B1} + \rho_{B1}\rho_{C1} + \rho_{C1}\rho_{A1}} \right. \\ \left. + \left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} \right) (\rho_{B1} - \rho_{C1}) \right] - r_1 i_{1\alpha} \frac{1}{\sigma L_s}; \quad (3)$$

$$\frac{di_{1\beta}}{dt} = \left[ \frac{\left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} \right) (\rho_{A1} - \rho_{C1}) +}{\rho_{A1}\rho_{B1} + \rho_{B1}\rho_{C1} + \rho_{C1}\rho_{A1}} \right. \\ \left. + \left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} \right) (2\rho_{A1} + \rho_{C1}) \right] - r_1 i_{1\beta} \frac{1}{\sigma L_s}.$$

Уравнения (3) совместно с уравнениями напряжения роторной цепи

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} &= -\frac{\omega}{\sqrt{3}} (\Psi_{2\alpha} + 2\Psi_{2\beta}) - a_r \Psi_{2\alpha} + k_r r_2 i_{1\alpha}; \\ \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} &= -\frac{\omega}{\sqrt{3}} (2\Psi_{2\alpha} + \Psi_{2\beta}) - a_r \Psi_{2\beta} + k_r r_2 i_{1\beta} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

и формулой для электромагнитного момента

$$M = \sqrt{3} p_r k_r (\Psi_{2\alpha} i_{1\beta} - \Psi_{2\beta} i_{1\alpha}) \quad (5)$$

образуют полное математическое описание электрической части электропривода ТПН1—АД и использованы для расчетов на ЭВМ.

Если активным является ТПН2, уравнения статорной цепи АД принимают вид

$$\frac{di_{1\alpha}}{dt} = \left[ \frac{\left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} \right) (2\rho_{B2} + \rho_{C2}) +}{\rho_{A2}\rho_{B2} + \rho_{B2}\rho_{C2} + \rho_{C2}\rho_{A2}} \right. \\ \left. + \left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} \right) (\rho_{B2} - \rho_{C2}) \right] - r_1 i_{1\alpha} \frac{1}{\sigma L_s}; \quad (6)$$

$$\frac{di_{1\beta}}{dt} = \left[ \frac{\left( U_{1\beta} - k_r \frac{d\Psi_{2\alpha}}{dt} \right) (\rho_{A2} - \rho_{C2}) +}{\rho_{A2}\rho_{B2} + \rho_{B2}\rho_{C2} + \rho_{C2}\rho_{A2}} \right. \\ \left. + \left( U_{1\alpha} - k_r \frac{d\Psi_{2\beta}}{dt} \right) (2\rho_{A2} + \rho_{C2}) \right] - r_1 i_{1\beta} \frac{1}{\sigma L_s},$$

где  $\rho_{A2}$ ,  $\rho_{B2}$ ,  $\rho_{C2}$  — фазные коэффициенты сопротивлений, соответствующие параметрам тиристоров ТПН2.

Уравнения (6) совместно с (4) и (5) образуют полное математическое описание электропривода ТПН2—АД.

Значения фазных коэффициентов сопротивлений  $\rho_{A1}$ ,  $\rho_{B1}$ ,  $\rho_{C1}$  и  $\rho_{A2}$ ,  $\rho_{B2}$ ,  $\rho_{C2}$  определяются проводимостью тиристоров преобразователей ТПН1 и ТПН2 соответственно и формируются в модели системы управления с помощью модели тиристоров. На рис.2 приведена функциональная схема модели системы РТПН—АД, которая состоит из моде-

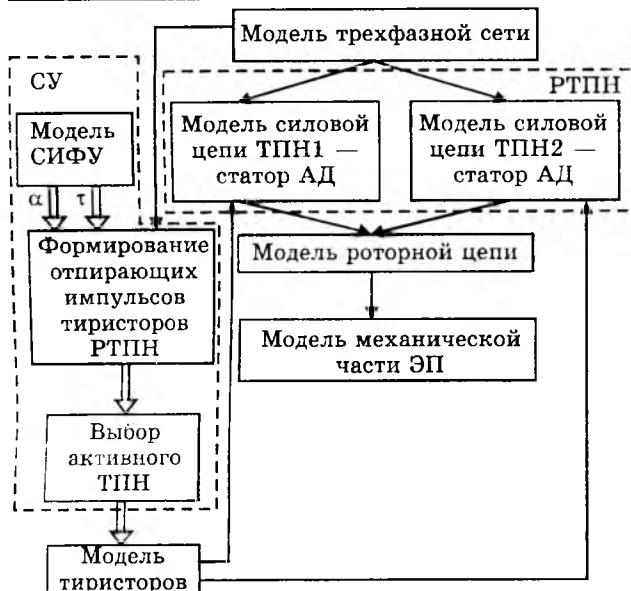


Рис.2. Блок-схема модели электропривода РТПН—АД

лей трехфазной сети, силовой цепи РТПН—АД, роторной цепи, механической части электропривода, тиристоров РТПН и системы управления. Блок моделирования трехфазной сети предназначен для расчета фазных напряжений сети, коммутируемых тиристорами силовой схемы реверсивного преобразователя напряжения. Система управления (СУ) предназначена для формирования отпирающих импульсов в модели тиристоров и состоит из модели системы импульсно-фазового управления (СИФУ), блока формирования отпирающих импульсов тиристоров РТПН и блока выбора активного ТПН. Модель СИФУ реализована в десятиканальном варианте и предназначена для формирования углов  $\alpha$  передних и  $\tau$  задних фронтов отпирающих импульсов в зависимости от реализуемых законов управления тиристорами. Массивы полученных значений углов  $\alpha$  и  $\tau$  поступают в блок формирования отпирающих импульсов РТПН. В модели тиристоров определяются состояния проводимости вентиляй РТПН в зависимости от управляемых импульсов, фазных напряжений сети и т.д.

Разработанная модель системы электропривода РТПН—АД учитывает логику работы полупроводниковых вентильных элементов силовой схемы преобразователя (условия отпирания и запирания и одностороннюю проводимость) и влияние насыщения магнитной цепи двигателя на параметры схемы замещения.

Момент сопротивления механизма в базовой версии программы задан в виде, позволяющем моделировать различные сочетания активной, реактивной и вентиляторной составляющих нагрузок. В систему программ введено математическое описание трехмассовой расчетной схемы механической части электропривода лифта, что обеспечивает возможность проведения расчетов переходных процессов с учетом нелинейной зависимости момента сопротивления лифтовой лебедки от скорости и влияния упругостей подвесных элементов.

Сопоставление результатов расчета, полученных с помощью разработанной модели, и соответствующих экспериментальных данных подтвердили правильность работы модели.

Разработанный комплекс программ, составленный на языке программирования PASCAL, работает под управлением операционной системы MS DOS версии не ниже 3.3 и предназначен для расчетов асинхронного электропривода с РТПН при наличии замкнутой или разомкнутой обратной связи по скорости. Эти программы позволяют проводить расчеты переходных процессов с учетом электромагнитных процессов в АД, получать статические характеристики АД с учетом несинусоидальности напряжения (в системе РТПН—АД) и т.д. Подобные расчеты позволяют определить различные свойства электропривода на стадии его проектирования.

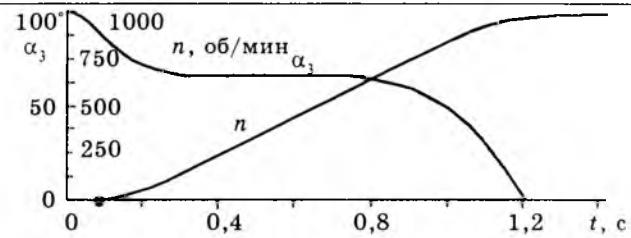
При разработке системы программ для расчета переходных процессов в электроприводе РТПН—АД преследовалась цель создания интерфейса, удобного для ввода и редактирования параметров, проведения расчетов, просмотра и обработки результатов при работе с моделью пользователей — не программистов.

Разработанное программное обеспечение содержит программы редактирования параметров электропривода ParEdit, программы собственно расчета RTPN—AD и программы обработки результатов расчетов Mgn2Dat. В основном каталоге системы программы находятся две группы вложенных подкаталогов: описание всех параметров и переменных для рассчитываемой системы электропривода находится в подкаталогах PAR и ALF, а результаты расчета — в подкаталогах MGN и DAT. В процессе работы указанные программы по мере необходимости

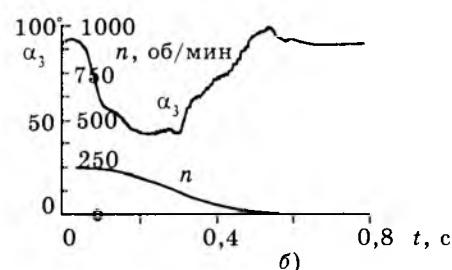
сти автоматически обращаются к соответствующим подкаталогам. В подкаталоге PAR расположены файлы типа \*.par с параметрами системы асинхронного привода (заданием на расчет), в подкаталоге ALF — файлы типа \*.alf с зависимостью от времени задающего сигнала (угла передних фронтов отпирающих импульсов в случае цифрового варианта СИФУ или напряжения задания в случае аналогового варианта СИФУ). В подкаталоге MGN находятся файлы типа \*.mgn мгновенных значений переменных — координат системы электропривода, из которых можно извлечь необходимые в дальнейшей работе переменные и создать текстовый файл-таблицу результатов типа \*.dat для последующей обработки, например, построении графиков временных зависимостей.

Работа с предлагаемой моделью состоит из трех основных этапов, каждому из которых соответствует отдельный исполняемый файл.

На первом этапе формируется файл параметров системы электропривода с заданием на расчет (\*.par) с помощью программы ParEdit. При запуске программы PartEdit появляется главное меню, открывающее доступ к вложенным подменю, с помощью которых осуществляется редактирование параметров электропривода: параметров схемы замещения АД, действующего значения и начальной фазы напряжения сети, значения шага интегрирования, начальных условий (начального состояния координат системы электропривода), вентильной структуры (структуре силовой схемы РТПН), вида проводимого расчета (пуск с заданной начальной скорости, динамическое торможение, введение обратной связи по скорости) и тип используемой СИФУ (цифровая или аналоговая). Модель позволяет производить расчеты симметричных и несимметричных силовых РТПН заданием произвольных сочетаний различных силовых соединительных элементов (тиристоров, диодов, обрывов или закороток). Моделирование указанных элементов производится формированием отпирающих импульсов с жестко заданными углами переднего и заднего фронтов для соответствующих тиристоров. Также на первом этапе необходимо в текстовом редакторе создать файл с задающим сигналом. Этот файл должен содержать два столбца дискретных значений времени и напряжения задания (для аналоговой СИФУ) или угла переднего фронта отпирающих импульсов (для цифровой СИФУ).



a)



б)

Рис.3. Зависимости угла управления тиристоров и скорости двигателя, рассчитанные на ЭВМ для случаев пуска (а) и динамического торможения (б) электропривода лифта, выполненного по системе РТПН—АД

На втором этапе с помощью программы RTPN—AD производится расчет переходного процесса в системе электропривода с заданными на первом этапе параметрами. После запуска данная программа запрашивает имена файлов с описанием системы электропривода и файла результатов. Результаты расчетов (мгновенные состояния координат системы электропривода) сохраняются в файле типа \*.mgn. Переменные электропривода записываются в машинном (двоичном) формате; это обеспечивает компактный размер файла результатов (уменьшение места, занимаемого на носителе информации) и быстрый доступ к переменным, что сокращает время обработки результатов.

На третьем этапе с помощью программы Mgn2Dat из компактного файла (\*.mgn) мгновенных значений переменных извлекаются необходимые для дальнейшей обработки переменные и сохраняются в текстовом файле-таблице (\*.dat). После запуска этой программы запрашиваются необходимые переменные из предложенного списка, которые будут сохранены в текстовом виде для дальнейшей обработки. Содержимое текстового файла-таблицы результатов доступно для просмотра, редактирования и может быть использовано для построения таблиц или графиков зависимостей переменных привода.

Для иллюстрации возможностей разработанных программ на рис.3,а и б приведе-

ны зависимости угла управления тиристорами  $\alpha_3(t)$  и скорости АД, полученные при расчете переходных процессов пуска (а) и динамического торможения с пониженной скорости (б) лифтового электропривода, выполненного по системе РТПН—АД. Зависимости  $\alpha_3(t)$  были предварительно найдены также с помощью разработанной системы программ. Графики скорости на рис.3 весьма близки к оптимальным для лифта. Следует отметить, что определение зависимости задающего сигнала от времени, при котором обеспечивается заданный закон движения электропривода, в таком существенно нелинейном электроприводе, как система РТПН—АД, представляет собой сложную

задачу. При использовании разработанной системы программ решение подобных задач существенно упрощается.

Разработанное программное обеспечение дает широкие возможности по расчету и исследованию различных режимов работы реверсивного и нереверсивного электроприводов по системе тиристорный преобразователь напряжения — асинхронный двигатель.

#### Список литературы

1. Кадар Иштван. Разработка методик расчета электропривода тиристорный преобразователь напряжения — асинхронный двигатель с квазичастотным управлением. Автореф.дис.канд.техн.наук. М.: МЭИ, 1988.

2. Электромагнитные переходные процессы в асинхронном приводе/М.М.Соколов, Л.П.Петров, Л.Б.Мансандилов, В.А.Ладензон. М.: Энергия, 1967.

## ХРОНИКА

### Хотьковскому ЗАО «Электроизолит» — 60 лет

В.И.ЛЕБЕДЕВ, генеральный директор ЗАО «Электроизолит»

ЗАО «Электроизолит» в 1998 г. отмечает свое 60-летие. Сегодня это ведущее многопрофильное предприятие отрасли в России, выпускающее широкий ассортимент электроизоляционных материалов.

Появившись на свет на заре индустриализации страны для обеспечения промышленности отечественными электроизоляционными материалами (ЭИМ), завод выпускает их до сих пор, расширяя и обновляя номенклатуру, объем производства и повышая технический уровень продукции.

Первые изоляционные материалы производились на основе «даров природы» — натуральных масел, шелка, хлопка, битума, слюды. Первые слоистые пластики — гетинаксы и текстолиты — также основывались на натуральных наполнителях.

В годы Великой Отечественной войны завод поставлял для фюзеляжей легких боевых самолетов бакелизированную фанеру. Наши лакоткани и мицанитовые изделия с нетерпением ждали самолетостроительные, танковые, радиотехнические и другие оборонные предприятия.

Для восстановления разрушенных войной городов и сел, заводов и электростанций требовалась во все более возрастающих масштабах электроизоляция новых видов.

Развитие шло по пути повышения диэлектрических свойств материалов, электрической и механической прочности, а также замены натуральных продуктов синтетическими.

Прогрессивным шагом в развитии явились разработка и внедрение высоконагревостойких электроизоляционных материалов на основе кремний-органических лаков. Электроизоляционные матери-

алы на их основе имели высокие (Н и С) класс нагревостойкости и электрическую прочность, низкие диэлектрические потери и позволили резко уменьшить массу, габариты электродвигателей и аппаратов, увеличить ресурс их работы в несколько раз.

Появившиеся на смену натуральным тканям стеклоткани дали толчок развитию новой серии электроизоляционных материалов — стеклолакотканей, стеклотекстолитов, композиционных материалов с применением слюды и т.д. Для нужд потребительского рынка высвободились миллионы метров хлопчатобумажных и шелковых тканей.

Много новых отечественных ЭИМ (электроизоляционных материалов) получило путевку в жизнь на «Электроизолите». Для ученых ВЭИ, ВНИИЭИМ, ВНИИКП и др. завод практически был производственно-экспериментальной базой. Здесь отрабатывались технологии, режимы, организовывалось промышленное производство. Многолетний опыт специалистов старейшего в стране специализированного предприятия обеспечивал быстрое внедрение в производство.

Многопрофильность и широкая номенклатура выпускаемых изделий впоследствии помогли выживанию завода в трудных экономических условиях перехода страны к рыночным отношениям.

С начала экономических реформ многие научно-исследовательские институты, в том числе и ВНИИЭИМ прекратили существование. «Электроизолит» оказался в очень тяжелом положении и остался один на один со своими проблемами.

В 1992 г. произошло падение производства на 35% при том, что цены на сырье и материалы воз-

росли в 17 раз. В 1993 г. производство сократилось еще на 30% от уровня 1992 г. (цены увеличились в 5,5 раз). 1994 г. был самым тяжелым в истории предприятия. Объемы производства упали еще в два раза (цены выросли в шесть раз).

В 1995 г произошел перелом. Ценой огромных усилий коллектива специалистов, руководителей, Совета директоров удалось остановить сползание в пропасть. Наметился рост заказов. Выпуск продукции в 1995 г. возрос с 5 млрд. до 12 млрд. руб. в месяц.

Задача стояла: "Выжить во что бы то ни стало!". Средства для этого выбраны следующие:

- совершенствование структуры управления;
- использование возможностей многопрофильного производства;
- проведение целенаправленной технической политики;
- проведение грамотной финансовой политики.

Сформирована профессиональная управленческая команда. Переаттестованы руководители всех уровней.

Изменена структура предприятия. Упразднены одни службы — лаборатория надежности, НОТ, финансово-стоимостного анализа — и созданы другие — маркетинга, внешнеэкономических связей, отдел внешней кооперации, отдел автоматизации систем управления и др.

С целью исключения дублирования в работе прошла реорганизация технических служб. На базе ЦКТБВИ (Центрального конструкторско-технологического бюро по высоковольтной изоляции), ЦЗЛ, технического отдела и исследовательских лабораторий малотоннажного производства создана единая техническая служба — отдел главного технолога.

Все — от разработки до внедрения новых материалов — возглавил вновь созданный отдел.

В связи с распадом СССР многие предприятия, специализирующиеся на выпуске фольгированных диэлектриков, оказались за пределами России. Предприятия, выпускающие электронную и спецтехнику, испытывали острейший недостаток в подобных материалах. На заводе было принято решение об организации специального участка по выпуску фольгированных пластиков. На первом этапе работы велись совместно с ВНИИЭИМ. Заканчивать дело и осваивать промышленный выпуск заводу пришлось самостоятельно.

7 декабря 1992 г. участок был пущен в эксплуатацию. Отработана технология и выпускаются фольгированные стеклотекстолиты марок ДФНГ, СОНФ, СФ.

В 1995 г. совместно с международным электротехническим концерном АББ создается новое предприятие по производству высоковольтных вводов для силовых трансформаторов и выключателей. Цель — поднять технический уровень нашей продукции и организовать поставки за рубеж.

Для совместного предприятия "АББ—Электроизолит Бушинг" "Электроизолит" поставляет оставы вводов для силовых трансформаторов на 110 кВ.

Чрезвычайно важным стало производство стеклотекстолита СТЭФ-У на бесфенольном связующем, дающем ряд преимуществ:

— исключается вытекание смолы в процессе прессования;

— обеспечивается стабильность материала по толщине;

— снижаются выбросы фенола в атмосферу.

До недавнего времени состояние экологии на заводе и близлежащей территории было проблемой из проблем.

Закрытие некоторых участков — эскапонового, пропитки бумаг для гетинакса, а также ряд технических мероприятий (например, применение бесфенольных связующих) в корне изменили обстановку.

Кроме того, для утилизации и обезвреживания фенолосодержащих ПВС от действующего производства пущена в эксплуатацию 1-я очередь установки для сжигания ПВС с утилизацией тепла.

Многопрофильность производства сыграла положительную роль во время обвального падения промышленного производства в стране.

В значительной мере этому же способствовали слаженность работы управленческой команды предприятия, ее духовная совместимость.

Несмотря на значительные экономические трудности, завод продолжал работать и развиваться. За счет средств предприятия велось строительство нового производственного комплекса — малотоннажного производства (МТП) лаков и смол. Было ясно, что без обновления основных средств, без запуска нового производства у предприятия нет будущего.

Этот, по существу новый завод в заводе, с универсальным оборудованием, закупленным за границей, гибкими технологическими схемами, высоким уровнем механизации и системой автоматического управления производством (АСУТП), начал выдавать готовую продукцию в 1994 г.

На технологических линиях МТП освоен выпуск новых эмальлаков, способных по своему качеству конкурировать на международном рынке. Это эмальлаки с классом нагревостойкости от 105 до 200°C:

— 105°C — ВЛ-931, ВЛ-931К — поливинилформальтилалевые;

— 130°C — ПЭ-939, ПЭ-943"А", — полиэфирные; УР-130БК — полиуретан, бескрезольный;

— 155°C — ПЛ-955 "О" — полиэфириимид, облучающийся;

ПЛ-955 "Р" — полиэфириимид, облучающийся для тончайших проводов;

ИД-9142, ПЭ-999 — полиэфириимидные, фреоностойкие;

ПИ-155 — полиэфириимид, бескрезольный;

— 180°C — ПИ-180 "Ф" — полиэфириимид, фреоностойкий;

— 200°C — ПАИ-200 — полиамиидимид, фреоностойкий.

Среди российских потребителей лаков кабельные заводы: АООТ "Псковский кабельный завод", АО "Завод Микропровод" (г.Подольск), "Волгакабель" (г.Самара), "Чувашкабель", (г.Чебоксары) и др.

Освоен целый класс изофталатных ненасыщенных полиэфирных смол марок НПС-9501, НПС-9502, НПС-9513, которые отличаются высокой хи-

мической стойкостью. Смолы применяются для создания коррозионно-стойких стеклопластиков, стеклопластиковых труб, гель-коутов и топ-коутов, а также в производстве полимербетонов.

До недавнего времени наше предприятие выпускало только пропитанные слюдосодержащие ленты класса нагревостойкости от 130 до 200°C: ЛСЭП-934 Тпл, ЛИКО-ТТ, ЛСКВ, ЛПМК-Т, ЛСКО-ПМ.

Сегодня серийно освоены непропитанные ленты марок ЛСКН-160ТТ, ЛСКН-135 Тпл, ЛСКО-180Т, применяемые для изготовления корпусной изоляции крупных высоковольтных электрических машин и тяговых электродвигателей методом вакуум-нагнетательной пропитки, и пропитанные ленты марок ЛСУ, ЛСК-110 Тпл, ЛСК-Т, ЛСК-СС, ЛАФ, используемые в качестве витковой и корпусной изоляции высоковольтных и низковольтных электрических машин, тяговых электродвигателей.

Расширение номенклатуры диктовалось условиями рынка: это и выполнение заказов потребителей по созданию новых материалов с заданными свойствами, и возобновление выпуска материалов, ранее освоенных и имеющих сегодня спрос, а главное, необходимостью обеспечить комплектность поставки.

Для продвижения материалов на рынки СНГ и дальнего зарубежья ЗАО "Электроизолит", начиная с 1992 г., участвует во всех региональных и международных выставках электротехнических изделий.

В Москве: "Электро-92", "Электротехническое оборудование" (1993—1998 гг. ежегодно), "Электротехнология-95", "Электро-96", "Кабельная техника" (1994—1998 гг. ежегодно).

За рубежом: Венгрия (Будапешт, 1993 г.), Великобритания (Лондон, 1994 г.), Болгария (Пловдив, 1995 г.), Германия (Дюссельдорф, 1995 г.), Австрия (Вена, 1996 г.), ЮАР (Йоханнесбург, 1996 г.), а также выставках-ярмарках в Новосибирске, Санкт-Петербурге, Екатеринбурге и др.

В результате ЗАО "Электроизолит" замечено в мире и за 1995 г. награждено медалями и дипломами:

- "За коммерческий успех" — во Франции;
- "За выживание в трудных экономических условиях" — в США;
- "Золотая звезда" — в Испании.

С целью изучения потребительского спроса, потребности и областей применения ЭИМ ЗАО "Электроизолит" поддерживает прямые контакты с научно-исследовательскими институтами: ВЭИ, ВНИИКП, ВНИИЖТ, ВНИИБ и промышленными предприятиями, имеющими хорошую испытательную базу, позволяющую оценить технический уровень наших материалов.

Сотрудничество с известными зарубежными фирмами "Хербертс" и БАСФ (Германия), "Дюпон" и "Амоко" (США), АББ (Швейцария) и др., дает возможность закупать сырье гарантированного качества и реально оценивать технические возможности предприятия по сравнению с лучшими мировыми образцами.

В ноябре 1997 г. на заводе принято решение о внедрении системы качества, соответствующей требованиям международного стандарта ISO 9001. Это продолжение политики, начатой в 1993 г., когда испытательная лаборатория была аттестована на техническую компетентность по испытаниям значительного перечня ЭИМ. В апреле 1997 г. она повторно аккредитована и занесена в Государственный реестр Системы сертификации ГОСТ Р.

В создании благоприятного климата на заводе существенную роль играет ежегодно заключаемый между коллективом и администрацией коллективный договор (КД). Это — основной документ, регулирующий отношения в трудовом коллективе, в нем зафиксированы основные права и обязанности всех работающих.

КД гарантирует специалистам, длительно и успешно работающим, определенные привилегии: на получение жилья, путевок в санаторий-профилакторий, путевок детям в детский оздоровительный лагерь и т.д. За период с 1987 по 1997 гг. на заводе введено в эксплуатацию 10744,7 м<sup>2</sup> жилья, что позволило улучшить жилищные условия 427 семьям.

Сейчас ЗАО "Электроизолит" — большое многофункциональное с широкой дилерской сетью и достаточно развитой социальной инфраструктурой предприятие.

Наша торговая марка котируется не только в России, СНГ, но и в странах дальнего зарубежья с традиционной рыночной экономикой. Продукция ЗАО направляется в 15 стран, в том числе Германию, Чехию, Китай.

Предприятие выстояло в трудные годы начала экономических реформ. На ближайшие годы намечена реконструкция технологической котельной, строительство нового участка по производству прессовых изделий, реконструкция и модернизация производства слюдосодержащих материалов и т.д.

И, конечно, самое главное — повышение технического уровня и стабильности качества выпускаемых изделий для обеспечения их конкурентоспособности на мировом рынке. Опираясь на свою 60-летнюю историю, традиции, возможности специалистов и коллектива, мы надеемся все преодолеть, справиться и развиваться дальше.

Редактор отдела О.В. Кунавина  
Научный редактор Л.А. Романова  
Литературный редактор А.М. Мескина

Сдано в набор 22.06.98. Подписано в печать 22.07.98. Формат 60×88 1/8  
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Печ. л. 8. Заказ 36

Макет выполнен и отпечатан в АООТ «Электропривод»  
107078, Москва, ул. Садовая Спасская, 1/2, к. 3



АООТ "ЭЛЕКТРОПРИВОД"  
Научно-производственный центр  
"ЭНЕРГОАТОМ",

имеющий многолетний опыт разработки и эксплуатации широкого спектра электротехнического оборудования,

ПРЕДЛАГАЕТ

- **Тиристорные пусковые устройства для двигателей с фазным ротором:** типа УПТФ мощностью до 1000 кВт и типа ЭТПФ мощностью от 1000 до 5000 кВт для пуска приводных механизмов с большими маховыми массами (конвейеры, дробилки, мельницы, пресса) в тяжелых условиях эксплуатации; реализован многодвигательный вариант.
- **Тиристорные устройства для регулирования скорости двигателей с фазным ротором:** типа УТФ с рекуперацией энергии скольжения мощностью до 1250 кВт для приводов насосов, вентиляторов, конвейеров и т.п.; типа УТФ без рекуперации энергии скольжения мощностью до 50 кВт для крановых механизмов с широким диапазоном регулирования (1:50) и для точного позиционирования.
- **Регулируемый электропривод постоянного тока** для конвейеров и дозаторов подачи топлива, а также для питателей угля и пыли на ТЭЦ и ГРЭС, обеспечивающий групповое управление и плавное регулирование скорости без тахогенератора в диапазоне 10:1 при номинальном токе до 250 А.
- **Стабилизаторы переменного напряжения типа СПН** номинальной мощностью от 10 до 160 кВ·А, обеспечивающие уровень выходного напряжения  $220 \pm 11$  В при колебаниях входного напряжения 175÷255 В и обладающие высоким быстродействием 30 мс.
- **Тиристорные коммутационные устройства типа ТКЕП** на номинальный ток до 250 А для систем надежного питания переменного тока ответственных потребителей, обеспечивающие коммутацию нагрузки при двух взаиморезервируемых источниках со временем 5÷10 мс.
- **Цифровые системы многоканальной записи параметров** в аварийных режимах или при проведении профилактических работ в сложных системах автоматики и регулирования (8-канальный переносной регистратор и на 32/64 канала на базе IBM).

*Поставка устройств с обеспечением авторского надзора  
Разработка по техзаданию Заказчика*

- ✉ 107078, Москва, ул. Садовая-Спасская, 1/2, корп.3  
☎ (095)208-24-35, 208-24-16; факс(095) 208-26-23