ISSN 0136-3549 0320-3336



TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

585

585 ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАШИННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ





Ep. 6.7



TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.3 532.5

585

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАШИННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ

Электромеханика XIII

Таллин 1984

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ. Труды ТПИ № 585.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАШИННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ УСТРОЙСТВ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ СПЕЦИАЛЬНОГО НАЗНАЧЕНИЯ. Электромеженика X111.

На русском языке, Релаятор Э. Пуусели, Техк, редектор В. Ранник. Сборник утвержден коллегней Трудов ТПИ 27.04.84. Поплисано к лечати 29.10.84. МВ-08134. Печ. л. 3,5 + 0,25 приложение. Уч.-изд. л. 3,0. Тираж 300, Зак. № 538. Цека 45 кой. Таллинский полнехнический институт, 200026 Таллин, Эхитаяте тез, 5. Рогаприит ТПИ, 200006 Таллин, ул. Коскла, 2/8.

6

5.2.0

Таллинский политехнический институт, 1984.



. 1 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

труды таллинского политехнического института удн 621.365.22:621.316.761.2

К.М. Янсон

СРАВНЕНИЕ ОТДЕЛЬНО СТОЯЩИХ И ВСТРОЕННЫХ В ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ КОМПЕНСАТОРОВ РЕАКТИВНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ТОКА ДУГОВОЙ СТАЛЕПЛАВИЛЬНОЙ ПЕЧИ

Компенсация реактивной составляющей тока дуговых сталеплавильных печей (ДСП) имеет важное значение с точки зрения улучшения качества электроэнергии и уменьшения потерь в системах электроснабжения.

Отдельно стоящие быстродействующие компенсаторы реактивной составляющей тока ДСП позволяют скомпенсировать реактивную мощность и значительно ослабить неблагоприятное влияние печей на сеть по всем факторам (колебания напряжения, несимметрия трехфазной системы напряжения, несинусоидальность напряжения). На фиг. I, а,б,в даны упрощенные схемы и характеристики работы трех таких компенсаторов. Характеристики даны для случая полной компенсации толчка реактивной составляющей потребляемого тока (на практике применяется обычно частичная компенсация). Удельные установленные мощности q даны относительно полной мощности печного трансформатора.

В настоящее время исследователи и разработчики самое большое внимание уделяют компенсатору с параллельным управляемым реактором и конденсаторной батареей неизменной мощности (см. фиг. I, a). Притом, в ряде случаев регулируемый реактор выполнен в виде специального трансформатора с повмшенным значением напряжения к.з., вторичная обмотка которого закорачивается при помещи фазно-управляемых тиристоров, а конденсаторная батарея включена в состав фильтро-компенсационного устройства [I]. Компенсаторы обычно внедрены у мощных ДСП (с печными трансформаторами 30...60 МВА). Достигнутая степень подавления колебаний напряжения равна от



2,5 до 4. Для одной ДСП сумма установленных мощностей конденсаторной батареи (НБ) и реактора (или реактор-трансформатора) в 2-3 раза больше номинальной мощности печного трансформатора. Для малых ДСП, у которых кратность тока короткого замыкания (к.з.) больше, это соотношение может дойти до 4-5. Для группы печей доля компенсирующего оборудования на одну печь уменьшается (при группе из двух ДСП, например, он примерно на 30 % меньше). Главное преимущество таких схем - надежность. Здесь тиристоры защищены от перенапряжений и на конденсаторы не действуют коммутационные перегрузки.

Недостатками являются сложная система управления, которая требует специальных датчиков тока и напряжения, снижение эффективности подавления фликера ввиду недостатсчного быстродействия системы управления и специфики работы тиристоров, генерирование в сеть высших гармоник тока при фазном управлении тиристорами, высокая установленная мощность компенсирующего оборудования из-за косвенного принципа регулирования, где реактивная мощность управляемого реактора "дополняет" реактивную мощность ДСП (см. фиг. I.a).

Компенсатор на базе КБ с быстродействующим управлением (фиг. I,б) разработан фирмой ASEA [2]. Отказ от реактора позволяет по сравнению с вышерассмотренным компенсатором в два раза уменьшить мощность компенсирующего оборудования. Недостатки этого компенсатора – сложная схема управления и работа конденсаторов в режиме, где они включаются и отключаются с большой частотой. Ввиду таких недостатков схема не нашла большого распространения. Статический генератор реактивной мощности [3], который содержит выпрямитель, инвертор и сглаживающие фильтры, еще более сложный (фиг. I,в). Кроме того, для снижения потерь энергии на двухступенчатом преобразовании энергии требуются весьма качественные тиристоры. Большого распространения этот генератор не получил.

При условии полной компенсации толчков реактивной составляющей тока установленная мощность всех рассмотренных компенсаторов превышает номинальную мощность ДСП по меньшей мере в 1,5-2,5 раза (в 3-5 раз для схем с регулированием по реактору). При частичной компенсации толчков реактивной составляющей тока мощность компенсатора несколько уменьша-

ется (уменьшение 30-40 %), но остается все-таки высокой. Такая высокая установленная мощность компенсирующего оборудования вызвана тем, что это оборудование должно скомпенсировать ток к.з. ДСП, который в I,5-2,5 раза больше номинального тока. Поэтому существенно снизить установленную мощность отдельно стоящих компенсаторов в принципе невозможно. Необходим анализ целесообразности применения столь дорогих и сложных отдельно стоящих компенсаторов реактивной составляющей тока для ДСП.

Изменение схемы источника питания электрических дуг ДСП таким образом, чтобы неблагоприятное влияние ДСП на сеть было уменьшено или исключено, является одним из возможных альтернативных подходов к проблеме. При этом желательно, чтобы источник питания обладал следующими свойствами:

- симметричное потребление фазных токов;

- низкий уровень потребления реактивной мощности и отсутствие толчков реактивной мощности;

- низкий коэффициент несинусоидальности потребляемого тока;

- падающая вольт-амперная характеристика и нормальная работа в режиме короткого замыкания;

- поддержание через место короткого замыкания тока, близкого по величине к номинальному (в целях зажигания дуги);

- меньшая суммарная установленная мощность элементов схемы, чем у ДСП традиционной конструкции с известными компенсаторами.

Необходимо выяснить, в какой мере известные схемы отвечают приведенным требованиям. Одно из известных решений в этом направлении – питание дуги в ДСП от источника постоянного тока, которым является тиристорный выпрямитель. В 1982 году на заводе фирмы Шлоеман-Зимаг (ФРГ) пущена в эксплуатацию первая в мире 12-тонная опытно-производственная ДСП постоянного тока [4]. Печь мощностью в 6 МВт имеет один графитовый электрод диаметром 250 мм и подовый контакт. Из-за регулирующих свойств тиристорного выпрямителя (токоограничение при к.з.) и большей стабильности дуги постоянного тока печь имеет уменьшенное влияние на сеть. Применение подового контакта и дуги постоянного тока позволило снизить расход электродов на I-2 кг/т стали. Удельный расход электро-

энергии примерно такой же, как и на традиционных ДСП. Предполагают, что на этой печи будут экономические и металлургические показатели лучше, чем на печах традиционной конструкции.

К сожалению и ДСП такой конструкции является потребителем реактивной мощности и потребление имеет резкопеременный характер. Изменения длины дуги и к.з. неизбежны. Это вызывает изменение угла регулирования, и в потребляемом токе возникает реактивная составляющая. Реактивную мощность выпрямителя можно оценить по приближенной формуле [5]:

$$Q_{BN} \approx I_{B} \sqrt{U_{B0}^{2} - U_{B}^{2}},$$

где Q_{вп} - реактивная мощность выпрямителя;

- U_B, I_B средние значения выпрямительного напряжения и тока;
 - U_{B0} выпрямленное напряжение при идеальном холостом ходе и отсутствии регулирования.

Например, если длина дуги на 15-20 % меньше номинального, то потребляемая реактивная мощность около 70 % от номинальной мощности (номинальное напряжение дуги меньше напряжения холостого хода на 10-15 %). Однако необходимости поддержания тока в ДСП строго на определенном уровне не существует. Поэтому целесообразно выполнить выпрямительную схему не на управляемых, а на неуправляемых вентилях. Аналогичные недостатки имеет применение управляемого реактора перед печным трансформатором, хотя дуговая печь работает в этом случае на переменном токе. При применении этих вариантов колебания напряжения и потребляемая реактивная мощность уменьшаются только частично, а кривая потребляемого тока искажается дополнительно, особенно в режиме к.з.

Система стабильного тока на базе индуктивно-емкостного преобразователя (фиг. I,д) хорошо работает в режиме к.з., но при обрыве дуги генерирует в сеть емкостный ток, равный номинальному току. Вместо толчков индуктивной составляющей тока в этом случае имеются толчки емкостной составляющей тока уменьшенной амплитуды. Удельная установленная мощность элементов схемы в этом случае высокая - 4 квар/кВт.

Рассмотренные нетрадиционные схемы только частично отвечают требованиям для схем питания дуги ДСП, которые приведены выше. Нетрудно заметить, что эти требования содержат противоречивость в том смысле, что в режиме к.з. требуется значительный ток через электроды, а потребляемый ток в это же время должен быть небольшим (активная мощность к.з. небольшая). Эту противоречивость решает индуктивно-емкостный преобразователь. И это потому, что он содержит колебательный контур. Но к сожалению этот преобразователь имеет нежелательное потребление тока на холостом ходу. Последний недостаток отсутствует в схеме, которая описывается ниже.



Фиг. 2. Компенсация реактивной составляющей тока при помощи отдельностоящего компенсатора (а) и при помощи компенсатора, встроенного в источник питания (б). 1 – источник питания ДСП; 2 – ДСП; 3 – компенсатор реактивной составляющей тока.

Встроенный компенсатор реактивной составляющей тока (ВКОРСТ). В отличие от всех ранее рассмотренных вариантов в данном случае компенсатор введен в состав источника питания (фиг. 2). В качестве компенсатора использован скомпенсированный токоограничивающий выпрямитель. Скомпенсированный токоограничивающий выпрямитель. Скомпенсированный токоограничивающий выпрямитель. ССТВ) состоит из компенсационной части, куда входят реактивные элементы разного знака и из неуправляемого выпрямительного моста (фиг. I, е). Во время работы примерно половина потребляемого тока подается на выпрямительный мост через реактор, а другая половина – через конденсатор. Вследствие взаимокомпенсации в общем токе реактивная составляющая мала. В режиме к.з. реактивные элементы выполняют также функцию токоограничения. Реактивные элементы компенсационной части и выпрямитель-

ный мост работают как единое целое – работа компенсационной части без выпрямительного моста невозможна. Источник питания со встроенным компенсатором реактивной составляющей тока можно использовать для питания ДСП [6], поскольку он достаточно хорошо удовлетворяет вышеперечисленным требованиям.

В отношении ДСП одна из наиболее близких областей применения источника питания на базе СТВ – питание мощных высоковольтных плазматронов (напряжение 8000-9000 В, ток I000 -I200 A) [7]. В плазматроне дута горит в потоке газов и для стабилизации дуги применен на выходе выпрямительного моста мощный сглаживающий реактор. В ДСП же потока газов нет и дуга горит стабильнее, но с другой стороны из-за обвалов шихты относительно частые обрывы дуги неизбежны. Поэтому применение мощного реактора на выходе выпрямителя для ДСП не оправдано.



Фит. 3. Характеристики потребляемого тока І_{пот}, тока конденсаторной батарен І_с, тока реактора І_L, реактивной составляющей потребляемого тока І_р и 5-ой и 7-ой гармоники потребляемого тока І₅, І₇ в зависимости от напряжения дуги U₂ (в относительных величинах).

Работа однодуговой печи при питании ее от трехфазного СТВ смоделирована на ЭВМ при помощи комплекса программ анализа нелинейных электрических цепей МАРС-СТ [8]. Для моделирования дуговой печи применена схема замещения, содержащая активное и индуктивное сопротивление и источник противоэ.д.с. Полученные характеристики приведены на фиг. 3. Характеристики даны в относительных единицах. Базовыми величинами являются ток КБ в режиме к.з. (он равняется току реактора в режиме к.з.) и напряжение холостого хода выпрямителя. Как видно из фиг. 3, ток. проходящий через КБ (Ic) во всех режимах кроме режима к.з. больше тока, проходящего через реактор (IL). Это вызвано тем, что на частоте высших гармоник реактивное сопротивление КБ меньше, чем реактивное сопротивление реактора. Из-за неравенства токов КБ и реактора точной компенсации реактивной составляющей в потребляемом токе не будет. В номинальном режиме коэффициент реактивной мощности tq q = 0,23, а в режиме короткого замыкания и при обрыве дуги потребление емкостной составляющей тока отсутствует. Это вызывает некоторые колебания напряжения в сети. Для одной ДСП колебания напряжения не превышают норму по ГОСТ ІЗІО9-67, если

где S_к - мощность к.з. питающей системы; S_н - номинальная мощность ДСП.

Эта требуемая мощность к.з. в 4-5 раз меньше, чем у ДСП обычной конструкции. При выводе последнего неравенства предположено, что колебания длины дуги в ДСП постоянного TOKA имеют такой же характер, как и в ДСП обычной конструкции.Коэффициент несинусоидальности (КНС) потребляемого тока при применении СТВ - 23 % (в номинальном режиме). Для максимально слабой сети (S_k=20S_н) КНС напряжения в точке подключения ДСП - ≤ 6,4 %, что превышает норму. КНС будет в пределах норми, если отфильтровать 5-ую гармонику потребляемого тока (15 на фиг. 3), которая имеет значительную величину. Для этой цели подходит демифированный последовательный резонансный фильтр. Фильтр желательно демпфировать по двум причинам. Во-первых, из-за характера работы ДСП амплитуды генерируемых гармоник тока резко и часто изменяются. Недемпфированный фильтр в таком режиме работает неудовлетворительно, так как длительность переходного процесса в фильтре соизмерима или даже больше периода изменения нагрузки на фильтре. Во-вторых, демпфированный фильтр подавляет кроме гармоники, на которую он настроен, и более высокие гармоники и такие гармоники имеются также в токе СТВ (II-ая – 3,8 %; I3-ая – 2,8 %).

Удельные установленные мощности элементов схемы источника питания со встроенным компенсатором имеют по данным моделирования следующие значения (квар/кВт).

КБ	B CX	BME	e CTB		I,0
КБ	филь	гра	5-ой	гармоники	0,3
Pea	актор	B	схеме	CTB	0,7

Если, например, вместо печного трансформаторного агрегата ЭТМПК-3200/10 применить источник питания с ВКОРСТ-ом, то дополнительно требуется установить КБ на I,3 квар/кВт. Увеличить мощности реакторного оборудования не требуется, потому что удельная установленная мощность токоограничивающего реактора в агрегате ЭТМПК-3200/10 больше (0,8 квар/кВт), чем установленная мощность реактора в ВКОРСТ-е. В случае применения же отдельно стоящего компенсатора с управляемым реактором дополнительная потребность в реактивных элементах будет - КБ на I,4-I,8 квар/кВт и реактора на I,4-I,8 квар/кВт (имеется в виду одна отдельно стоящая ДСП). Кроме снижения установленной мощности реактивных элементов имеются еще следующие преимущества:

- отсутствуют сложная система управления тиристорами, датчики тока и напряжения;

- уменьшается расход электродов и снижается уровень шума при работе ДСП.

Преимущества ВКОРСТ-а проявляются в большей степени, если ДСП имеет большую кратность тока к.з. (малые ДСП) и если к узлу электропитания подключено небольшое количество потребителей с резкопеременным характером нагрузки (например, одна или две ДСП).

По сравнению с питанием дуговой печи от тиристорного выпрямителя ВКОРСТ имеет следующие преимущества:

- более простяя и надежная схема из-за отсутствия тиристоров с системой управления; - более высокий коэффициент мощности, что не требует дополнительного оборудования для компенсации реактивной мощности:

- более высокая степень подавления колебаний напряжения (примерно в 2 раза).

Литература

I. Herbst W., Käuferle J., Pender F. u.a. Statische regelbare Blindleistungskompensation für Hochspannungsnetze. – Brown Boveri Mitteilungen, 1974, N 9/10, S. 433-439.

2. Frank H., Ivner S. TYGAR, power-factor correction equipment using thyristor-controlled capacitors for arc furnaces. - ASEA Journal, 46 (1973):6, p. 147-152.

3. Ito S., Harumato Y., Yano M., Matsura T. Static VAR generator. - Denki Hyoron, 1980, N 4.

4. Jaeger F. Der Welt erster Gleichstrom-Lichtbogenofen für die Stahlerzeugung. - Stahl und Eisen, 1982, N·18. S. 75-79.

5. Глинтерник С.Р. Электромагнитные процессы и режимы мощных статических преобразователей. Л., Наука, 1968.

6. А.с. 858173 (СССР). Компенсатор реактивной составляющей тока. / авт. изобрет. Янсон К.М., Ярвик Я.Я. Опубл. в Б.И. 23.08.81, № 31.

7. Глухов Д.Я. Применение продольных реактивностей при решении проблеми электромагнитного совмещения. Тезисы докладов второго межведомственного научно-технического совещания: Проблемы электромагнитной совместимости силовых нолупроводниковых пресбразователей. Таллин, 1982. с. 62-63.

8. Волков И.В., Шлапак В.А. Машинные методы расчета систем стабилизированного тока, Киев, Наукова думка, 1978. 152 с.

K. Janson

and a start of the start of the

Vergleichung der gesonderten und in die Speisequelle untergebrachten Blindstromkompensatoren von Lichtbogenschmelzöfen

Zusammenfassung

Es werden die Möglichkeiten zur Reduzierung der installierten Leistung der Kompensationseinrichtungen von Lichtbogenschmelzöfen gesucht. Man analysiert dafür die Arbeitsprinzipien der gesonderten Blindstromkompensatoren und untersucht die Anwendbarkeit der nichttraditionellen Speiseschaltungen (auch der Gleichstromschaltungen) für den Lichtbogen des Ofens. Es werden die Anwendungsvorteile des ungesteuerten Gleichrichters mit dem untergebrachten Blindstromkompensator angegeben, in dem die induktiven und kapazitiven Reaktanzen ausgenutzt werden.



₩ 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.317

В.И. Межбурд, И.И. Теллинен

ПОСТОЯННОЕ И ВРАЩАЮЩЕЕСЯ ОДНОРОДНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В ПРОИЗВОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ, ОКРУЖЕННОЙ ИДЕАЛЬНЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКОМ

Во многих устройствах используется однородное магнитное поле в участках пространства, окруженных магнитопроводом. Как правило, расчет такого поля и краевых условий, обеспечивающих его существование, производится только в областях, границы которых являются координатными поверхностями подходящей ортогональной системы координат, на которых задаются необходимые граничные условия решения задачи.

Поэтому определенный практический интерес представляет проблема синтеза однородных полей в произвольных областях, границы которых также произвольны.

Постоянное однородное поле

Задача получения постоянного однородного поля решается в двухмерном приближении. Пусть в идеальном ферромагнетике, магнитная проницаемость которого $\mu_1 = \mu_{Fe} = \infty$, вырезан немагнитный туннель S, имеющий магнитную проницаемость $\mu_2 = \mu_0$. При этом границей туннеля S является произвольная достаточно плавная замкнутая кривая ℓ , имеющая быть может ограниченное число особых точек типа точек возврата первого и второго рода и точек излома. В практических случаях углы между ветвями кривой в этих точках всегда конечны и сравнительно велики. Область S считается односвязной.

При принятых условиях однородное поле внутри S может существовать только в том случае, если в ней отсутствуют токи, а на границе задано распределение линейной плотности токов б в бесконечно тонком слое, текущих в направлении нормали к поверхности S. При выборе декартовой прямоугольной системы координат так, чтобы $\vec{H} = H_{\chi}\vec{i}$, где \vec{H} - вектор напряженности магнитного поля в области S, \vec{i} - орт. оси χ и H_{χ} - составляющая напряженности \vec{H} по оси χ , получим, что скалярный магнитный потенциал ϕ_{M} внутри S должен удовлетворять условию:

$$\varphi_{M} = \int grad_{x} \varphi_{M} dx = -H_{x} x.$$

Между сколь угодно близкими эквипотенциалами внутри

$$-d\varphi_{M} = H_{x}dx.$$
 (I)

Такое же значение $d\phi_M$ должно соблюдаться на границе ℓ области S

$$-d\varphi_{\rm M} = \operatorname{grad}_{\varrho} \varphi_{\rm M} \sqrt{g_{\rm u}} dl, \qquad (2)$$

- где grad_l проекция градиента ф_м на направление элементарного участка dl границы l в рассматриваемой точке;
 - g_{ll} коэффициент Ламе границы l в рассматриваемой точке при ее обходе против часовой стрелки и определяемый по выражению $g_{ll} = = \left(\frac{\partial x}{\partial l}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial l}\right)^2$.

Если на границе расположен тековый слой с линейной плотностью δ и если μ₄=∞,то

$$-\operatorname{qrad}_{\varrho}\varphi_{\mathsf{M}} = \mathsf{H}_{\varrho} = \delta, \qquad (3)$$

где H_c - касательная к границе составляющая напряженности в данной точке [I].

Отсюда, приравнивая (2) и (3) и учитывая (I)

$$\delta = H_{x} \frac{dx}{d\ell} \frac{1}{\sqrt{g_{PP}}}.$$
 (4)

Tak kak $dx = \frac{\partial x}{\partial t} dt$, to (4) by get Meth chegy by Mi BML:

$$\tilde{\delta} = H_{\chi} \frac{1}{\sqrt{g_{tt}}} \frac{\partial x}{\partial \ell} , \qquad (5)$$

an average

где $\frac{1}{\sqrt{g_{\ell\ell}}} \frac{\partial x}{\partial \ell} = \cos \alpha$ - представляет собой направляющий косинус участка $d\ell$ к оси X в данной точке границы. Если S имеет многоугольную границу, состоящую из отрезков прямых, то на каждом к-том отрезке

$$\delta_{\kappa} = H_{\kappa\kappa} \cos \alpha_{\kappa},$$

где «к – угол наклона отрезка dl к оси х или то же самое что угол между dl и i.

Так как для всех отрезков H_{xk}=H_x (поле внутри однородное), то должно соблюдаться условие:

$$\frac{\delta_1}{\cos\alpha_1} = \dots = \frac{\delta_{\kappa}}{\cos\alpha_{\kappa}} = \dots = \frac{\delta_n}{\cos\alpha_n} = H_{\chi}.$$
 (6)

Из вышеприведенного следует, что если отсутствует заданное в явном виде уравнение границы, то всегда возможно решить задачу синтеза однородного поля приближенно для любой границы, заменив ее многоугольниками с размерами сторон, обеспечивающими практически постоянство соза_к в пределах одной стороны.

Постоянная линейная плотность тока в пределах к-того отрезка получится, если на нем располагаются равномерно число витков катушки w_k, по которым протекает ток I_k, поэтому соотношение (6) приобретает следующий вид:

$$\frac{(Iw)_1}{l_1\cos\alpha_1} = \dots = \frac{(Iw)_k}{l_k\cos\alpha_k} = \dots := \frac{(Iw)_n}{l_n\cos\alpha_n} = H_x.$$
(7)

Из (7) следует, что при равенстве токов во всех витках линейная плотность распределения витков вдоль отрезков должна выбираться по соотношению:

$$\frac{w_1}{l_1\cos\alpha_1} = \dots = \frac{w_k}{l_k\cos\alpha_k} = \dots = \frac{w_n}{l_n\cos\alpha_n}.$$
 (8)

Здесь следует отметить, что реально витки не удается разместить в бесконечно тонком слое, поэтому однородность поля в точках области S, близких к виткам, нарушается, однако в остальной части области S однородность сохраняется. Это нашло подтверждение при проведении экспериментов по синтезу однородного поля.

Вращающееся однородное поле

Условия получения однородного вращающегося поля можно вывести из (5). Для этого необходимо ввести в рассмотрение

вращающуюся против часовой стрелки с постоянной угловой скоростью с прямоугольную систему координат.

При этом уравнение (5) приобретает для неподвижной в пространстве точки границы следующий вид:

$$\delta_{p} = H_{x} \cos(\omega t + \alpha_{\ell}), \qquad (9)$$

где α_{ℓ} - угол между участками $\vec{d\ell}$ и \vec{i} в рассматриваемой точке в момент времени t = 0.

Из (9) следует, что для обеспечения однородного врацающегося поля линейная плотность тока в каждой точке δ_ℓ есть сумма двух составляющих, изменяющихся во времени синусоидально и сдвинутых друг относительно друга на четверть периода:

$$\delta_{p} = H_{x} \cos \alpha_{p} \cos \omega t - H_{x} \sin \alpha_{p} \sin \omega t. \tag{10}$$

Таким образом, если задано необходимое значение напряженности Н однородного вращающегося поля, то для его получения необходимо вдоль границы с расположить два токовых слоя, текв в которых сдвинуты по фазе друг относительно друга на 90°. При этом действующее значение линейной плотности тока Δ в одном из них выбирается по закону

$$\Delta_{c\ell} = \frac{H_x}{\sqrt{2}} \cos \alpha_{\ell},$$
$$\Delta_{s\ell} = \frac{H_x}{\sqrt{2}} \sin \alpha_{\ell}.$$

а в другом

Если граница l-многоугольник, то одну из его сторон можно считать совпадающей с осью × в момент времени t=0. Очевидно, что на этой стороне и ей параллельных

$$\delta_r = \pm H_x \cos \omega t \,. \tag{II}$$

а на сторонах, перпендикулярных к ним

$$\delta_s = \pm H_x \sin \omega t \,. \qquad I2)$$

Для остальных сторон углы « должны отсчитываться от исходной стороны.

Нетрудно видеть, что задача получения однородного врацающегося магнитного поля сводится к двум самостоятельным задачам формирования двух взаимоортогональных однородных постоянных полей с равными значениями напряженности. При этом правда, в каждой точке границы необходимо располагать два токовых слоя, которые необходимо питать переменным синусоидальным током, имеющим сдвиг по фазе на 90°. Угловая частота врадения поля равна угловой частоте токов, питающих обмотки.

BNBOAN

На основе полученных результатов могут быть разработаны и реализованы в практику разнообразные электромагнитные устройства, в которых необходимо использование однородных магнитных полей. К таким устройствам могут быть отнесены, например, электромагнитные расходомеры электропроводных жидкостей. Предложенный в статье подход значительно упрощает решение проблемы создания магнитных полей в таких устройствах.

Литература

I. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. М., Высшая школа, 1978. 231 с.

V. Meschburd, I. Tellinen

Konstante und rotierende homogene Magnetfelder in beliebigem, mit idealem Ferromagnetikum umgrenztem Raum

Zusammenfassung

Im Artikel wird ein annäherndes Verfahren für die Schaffung homogener Magnetfelder im mit idealem Ferromagnetikum umgrenzten zweidimensionalen Raum betrachtet. Die Felder werden durch Verteilung der Stromschichten bei den Grenzen des Raums geformt. Die lineare Stromdichte in diesen Schichten wird nach entsprechender Regel ausgewählt.



₩ 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.316

И.И. Теллинен, Я.Я. Ярвик

14

РАСЧЕТ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ПРОСТРАНСТВЕННОМ СИММЕТРИЧНОМ МАГНИГОПРОВОДЕ И ТРЕБУЕМОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ЯРМ УПРАВЛЯЕМОГО РЕАКТОРА

Управляемые реакторы (УР) позволяют путем подмагничивания плавно регулировать величину индуктивного сопротивления рабочих обмоток. Применение УР перспективно в электрических сетях с избыточной реактивной мощностю. Высокими технико-экономическими показателями обладают УР с продольным подмагничиванием, у которых все обмотки – рабочая и подмагничивающая находятся на стержнях магнитопровода. Лучшие весогабаритные показатели имеются у реакторов с пространственным симметричным магнитопроводом.

Распределение магнитных потоков в пространственном симметричном магнитопроводе рассмотрим на примере реактора, развернутая схема которого дана на фиг. I, a. Пусть требуется определить величину магнитных потоков ярм через потоки стержней, которые обычно могут быть определены по схеме соединения обмоток. Зная потоки ярм, можно выбрать площадь их поперечного сечения такой, чтобы исключить насыщение стали, выпучивание магнитного потока и снизить радиальное рассеяние магнитного потока стержней.

Исходя из фиг. I, можно составить следующую систему уравнений:

$$\Phi_{14} - \Phi_{16} = \Phi_{31} - \Phi_{36} = \Phi_{21};$$

$$\Phi_{12} - \Phi_{41} = \Phi_{32} - \Phi_{31} = \Phi_{22};$$

$$\Phi_{13} - \Phi_{12} = \Phi_{33} - \Phi_{32} = \Phi_{23};$$

$$\Phi_{14} - \Phi_{13} = \Phi_{34} - \Phi_{33} = \Phi_{24};$$

$$(I)$$

$$\Phi_{15} - \Phi_{14} = \Phi_{35} - \Phi_{34} = \Phi_{25};$$

 $\Phi_{11} + \Phi_{12} + \Phi_{13} + \Phi_{14} + \Phi_{15} + \Phi_{16} = \Phi_{31} + \Phi_{32} + \Phi_{33} + \Phi_{34} + \Phi_{35} + \Phi_{36} = \Phi_{\Sigma 0},$ где $\Phi_{\Sigma 0} - \text{сумма гармоних магнитных потоков нулевой после$ довательности.





Фиг. 1. Схема шестистержневого пространственного магнитопровода (а) и распределение 1-х гармоних магнитных потоков (б).

Решая систему (I) для гармоник прямой и обратной последовательности, получим:

$$\Phi_{11} = \Phi_{31} = \frac{1}{6} (\Phi_{21} - 4\Phi_{22} - 3\Phi_{23} - 2\Phi_{24} - \Phi_{25});$$

$$\begin{split} & \Phi_{12} = \Phi_{32} = \frac{1}{6} (\Phi_{22} - 4\Phi_{23} - 3\Phi_{24} - 2\Phi_{25} - \Phi_{26}); \\ & \Phi_{13} = \Phi_{33} = \frac{1}{6} (\Phi_{23} - 4\Phi_{24} - 3\Phi_{25} - 2\Phi_{26} - \Phi_{24}); \\ & \Phi_{44} = \Phi_{34} = \frac{1}{6} (\Phi_{24} - 4\Phi_{25} - 3\Phi_{26} - 2\Phi_{21} - \Phi_{22}); \\ & \Phi_{15} = \Phi_{35} = \frac{4}{6} (\Phi_{25} - 4\Phi_{26} - 3\Phi_{21} - 2\Phi_{22} - \Phi_{23}); \\ & \Phi_{46} = \Phi_{36} = \frac{1}{6} (\Phi_{26} - 4\Phi_{21} - 3\Phi_{22} - 2\Phi_{23} - \Phi_{24}). \end{split}$$

При подмагничивании стержней реактора постоянным полем, магнитные потоки могут содержать весь спектр высших гармоник (наличие той или иной гармоники определяется схемой обмоток), поэтому для получения результата в общем виде необходимо рассмотреть решение для всех гармоник. Принимая распределение первых гармоник магнитных потоков, которое изображено на фиг. 1,6, можно записать кршвые магнитных потоков стержней следующим образом:

$$\begin{split} \Phi_{21} &= \Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} \Phi_{\nu\nu} \cos \nu (x + \alpha); \\ \Phi_{22} &= -\Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu+1} \Phi_{\nu c} \cos \nu (x + \alpha - 120^{\circ}); \\ \Phi_{23} &= \Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} \Phi_{\nu c} \cos \nu (x + \alpha + 120^{\circ}); \\ \Phi_{24} &= -\Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu+1} \Phi_{\nu c} \cos \nu (x + \alpha); \\ \Phi_{25} &= \Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} \Phi_{\nu c} \cos \nu (x + \alpha - 120^{\circ}); \\ \Phi_{26} &= -\Phi_{0c} + \sum_{\nu=1}^{\infty} (-1)^{\nu+1} \Phi_{\nu c} \cos \nu (x + \alpha + 120^{\circ}), \end{split}$$

- где Ф_{ос} постоянная (нулевая) составляющая магнитного потока в стеряне;
 - Ф_{ус} амплитуда у-ой гармоники магнитного потока в стержне;
 - $x = \omega t$ синкронный угол;
 - начальный угол сдвига, обусловленный трехфазной обмоткой.

Здесь принято, что постоянные составляющие магнитного поля в соседних стержнях направлены в разные стороны, а это приводит к изменению направления четных гармоник.

Подставив (3) в первую строку (2), получим:

$$\Phi_{11} = \Phi_{31} = \frac{1}{2} \Phi_{0c} + \frac{1}{\sqrt{3}} \Phi_{1c} \cos(\chi + \alpha + 30^{\circ}) + + \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n} \Phi_{(6n\mp 1)c} \cos[(6n\mp 1)(\chi + \alpha + 30^{\circ})] + + \sum_{n=1}^{\infty} \{(-1)^{n} \Phi_{(6n-4)c} \cos[(6n-4)(\chi + \alpha + 30^{\circ})] + + (-1)^{n} \Phi_{(6n-2)c} \cos[(6n-2)(\chi + \alpha + 30^{\circ})] + + \frac{1}{2} (-1)^{n} \Phi_{(6n)c} \cos[(6n(\chi + \alpha + 30^{\circ})]] + + \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{(6n-3)\beta} \cos[(6n-3)(\chi + \alpha + 30^{\circ})] .$$
(4)

Аналогично можно получить выражения для определения магнитных потоков и других участков ярм. Важнейшим результатом выражения (4) является то, что появляется возможность расчетной оценки высших гармоник магнитного потока в ярмах, которое необходимо производить с целью исключения их насыщения. При такой оценке можно не учитывать влияния гармоник нулевой последовательности, т.е. имеющих порядок 6 n - 3, n = 1,2,3,.... Гармоники магнитного потока стержней при этом могут быть рассчитаны на ЦВМ.

Для создания управляемого реактора с компенсацией высших гармоник необходимо применить по меньшей мере два отдельных шестистержневых магнитопровода по аналогии с [1], либо применить более компактную конструкцию, состоящую изтрех витых кольцевых ярм и разделенных пополам шести стержней [2, 3]. Развернутая схема такого магнитопровода и распределение первых гармоник магнитного потока его элементов дана на фиг. 2,а и б. При этом в верхней и нижней половине стержня они сдвинути друг относительно друга на 30°. Формы кривых магнитных потоков в элементах такого магнитопровода будут аналогичны шестистержневому магнитопроводу, исключение составляет только среднее ярмо. Поэтому необходимо получить выражение для определения магнитного потока в элементах этого ярма.

	qP_11	90 ₁₂	P ₁₃	P.14	P15	P16
	P21	P22 .	P23	P. 24	P 25	P26
	90 ₃₁	P_32	P_33	P.34	90 ₃₅	P_36
					197719 (1)	
1	P41	P42	P43	P44 1	P 45	P46
		1 20.000				
	P_51	P_52	P_53		P55	. P_56

a)



Фиг. 2. Схема магнитопровода (a) и распределение 1-х гармоник магнитных потоков (б).

Произведя все необходимые преобразования, для элемента ЗI среднего ярма может быть получен следующий результат:

$$\Phi_{31} = \frac{2\sin 15^{\circ}}{\sqrt{3}} \Phi_{4c}\cos(x + \alpha - 45^{\circ}) + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1) 15^{\circ}\right]\cos\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ -\Phi_{(6n-1)c}\sin\left[(6n-1)(x + \alpha - 45^{\circ})\right] + \frac{2}{\sqrt{3}} \right\} \right\}$$

$$+ \Phi_{(6n+1)c} \sin \left[(6n+1) 15^{\circ} \right] \cos \left[(6n+1) (x + \alpha - 45^{\circ}) \right] \right] - \\- \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ 2 \Phi_{(6n-4)c} \sin \left[(6n-4) 15^{\circ} \right] \sin \left[(6n-4) (x + \alpha - 45^{\circ}) \right] + \\+ 2 \Phi_{(6n-2)c} \sin \left[(6n-2) 15^{\circ} \right] \sin \left[(6n-2) (x + \alpha - 45^{\circ}) \right] - \\- \Phi_{(6n)c} \sin (6n 15^{\circ}) \sin \left[6n (x + \alpha - 45^{\circ}) \right] \right] + \\+ \sum_{n=1}^{\infty} \Phi_{(6n-3)g} \cos \left[(6n-3) (x + \alpha - 45^{\circ}) \right].$$
(5)

Для остальных элементов могут быть получены аналогичные выражения.

Определение требуемых поперечных сечений ярм является важной задачей поскольку насыщение ярм обуславливает отмеченные выше нежелательные явления и может быть нарушена компенсация высших гармоник. Наибольшие трудности определения требуемой площади поперечного сечения ярм возникают при расчете УР с трехъярмовой конструкцией, в котором осуществляется вынужденный режим намагничивания по четным гар моникам [3]. Поэтому рассмотрим этот вопрос подробнее.

В пределе, при подмагничивании стержней такого реактора постоянным током и при отсутствии насыщения ярм форма кривой магнитного потока в стержнях имеет вид, представленный на фиг. З,а. Эта кривая может быть достаточно точно описана выражением вида

$$\Phi_{21} = \Phi_{0c} + \Phi_{1c} \cos x - \Phi_{2c} \cos 2x + \Phi_{4c} \cos 4x - \Phi_{6c} \cos 6x + \Phi_{8c} \cos 8x,$$
 (6)

$$\Phi_{\gamma c} = \frac{4}{\pi(\gamma^{2}-1)} \Phi_{1c}, \quad \gamma = 2, 4, 6, 8; \quad \Phi_{0c} = \Phi_{cM} - \frac{2}{\pi} \Phi_{1c}.$$
(7)

Здесь Ф_{СМ} - максимальное значение магнитного потока стержня.

На основе (6), с учетом (4), получается возможность для описания кривой потока в верхнем и нижнем ярме:

$$\Phi_{11} = 0.5 \Phi_{0c} + \Phi_{1c} [0.577 \cos(x+30^\circ) - 0.424 \cos 2(x+30^\circ) - (8) - 0.0849 \cos 4(x+30^\circ) + 0.0182 \cos 6(x+30^\circ) - 0.0196 \cos 8(x+30^\circ)].$$

Здесь пренебрегаем гармониками нулевой последовательности, т.к. при отсутствии насыщения их уровень мал. На основе этого выражения на фиг. З,б построена кривая Φ_{11} . Далее используя (6) и (5), можно определить поток в среднем ярме

$$\Phi_{31} = \Phi_{1c} \left[0,3\cos(x-45^\circ) \right] + 0,424\sin\left[2(x-45^\circ) \right] - 0,147\sin\left[4(x-45^\circ) \right] - 0,147\sin\left[4(x-45$$

(9)

 $-0,0364\sin[6(x-45^{\circ})]-0,0170\sin[8(x-45^{\circ})]^{1}$.









Исходя из (9) построена иривая Ф₃₁, которая изображена на фиг. 3,в.

По этим картинам могут быть определены максимальные значения магнитных потоков (индукций) в ярмах, аналитический расчет которых практически невозможен.

Максимальное значение потока в верхнем и нижнем ярме

$$\Phi_{\rm gM} = 0.5 \ \Phi_{\rm oc} + 0.58 \ \Phi_{\rm ic} \,, \tag{10}$$

в среднем ярме

$$\Phi'_{\rm AM} = 0,69 \, \Phi_{\rm 1c} \,.$$
 (II)

С учетом (7), (IO) производится

$$\Phi_{\rm gM} = 0.5 \ \Phi_{\rm cM} + 0.262 \ \Phi_{\rm tc}. \tag{12}$$

По (II) и (I2) могут быть рассчитаны необходимые значения коэффициента ярма, представляющие собой отношение активных сечений стали ярма и стержня:

для верхнего и нижнего ярма

$$x_{g} \ge \frac{0.5 B_{CM} + 0.262 B_{1C}}{B_{gM}};$$
 (I3)

для среднего ярма

$$\kappa'_{g} \ge 0.69 \frac{B_{1c}}{B'_{gM}}, \qquad (I4)$$

где В_{см}, В_{ям} и В'_{ям} - максимальные значения магнитных индукций в стержнях, верхнем, нижнем и среднем ярме;

> В_{1с} - амплитуда I-й гармоники магнитной индукции в стержне.

Значение В_{см} определяется маркой электротехнической стали, из которой изготовлен стержень и может быть определено по кривой намагничивания стали в постоянном поле при максимальном значении напряженности, которая может быть приближенно рассчитана по формуле

$$h_{cm} = H_{oc} + H_{cm},$$

либо для рассматриваемого режима намагничивания

$$h_{cm} = 2H_{oc}$$

где H_{ос} - напряженность постоянного поля подмагничивания; H_{см} - максимальное значение напряженности переменного поля в стержне. Допустимые значения $B_{\rm SM}$ и $B_{\rm CM}$ зависят от допустимой степени насыщения ярм и марки электротехнической стали, из которой они выполнены. Для практических расчетов можно предложить выбор значения $B_{\rm SM}$ на уровне, при котором

$$n_{gM} \leq 0,05 n_{CM},$$

где ham- максимальное значение напряженности поля в ярме.

Однако не следует выбирать значения В_{ям} свыше величины, при которой относительная магнитная проницаемость снижалась бы менее ~1000, так как это приводит к выпучиванию поля из ярма. Поэтому необходимо придерживаться условий:

Эти условия получены на основе приблизительной оценки и они нухдаются в уточнении.

Значение Вомможет быть принято на основе равенства

$$B_{\rm RM} = B_{\rm OCT}$$
,

где В_{ост} - остаточная индукция электротехнической стали по предельной петле гистерезиса.

При свободном режиме намагничивания стержней по всем высшим гармоникам (13) и (14) примут другой вид:

$$\kappa_{g} \ge \frac{0.5 B_{cM} + 0.077 B_{1c}}{B_{gM}}; \quad \kappa'_{g} \ge 0.30 \frac{B_{1c}}{B'_{gM}}.$$
 (15)

Несложно видеть, что в этом случае сечения ярм могут быть несколько меньше.

Следует отметить, что реально максимальные значения индукции в ярмах все же меньше вследствие некоторого наличия гармоник магнитного потока нулевой последовательности, которые циркулируют в ярмах и фактическая кривая магнитного потока проходит по заштрихованной области фиг. 3,6 и в.

Легко также видеть, что соответствующим выбором величин к_я и к'_я можно всегда обеспечить в ярмах такую величину индукции, при которой их намагничивающая сила будет малой по сравнению с намагничивающей силой стержней. Это позволяет значительно упростить математический анализ процессов намагничивания в магнитопроводах управляемых реакторов стержневой конструкции, с подмагничиванием стержней. Особенно это упрощение заметно в случае трехъярмовых реакторов, так как позволяет рассматривать верхние и нижние части отдельно и тем самым снизить необходимое число учитываемых намагничивающих сил.

Литература

I. Fischer F., Friedlander E.D.C. Controlled 100 MVA Reactor. - GEC Journal of Sciense and Technology, 1955, v. 22, N 2, p. 93-104.

2. А.с. 828231 (СССР). Трехфазный управляемый реактор / Авт.изобр. Теллинен И.И., Калда Х.Х., Ярвик Я.Я. Опубл. в Б.И. 07.05.81, № 17.

3. А.с. 860153 (СССР).Управляемый реактор / Авт. изобр. Теллинен И.И., Синиоя Э.А., Ярвик Я.Я. Опубл. в Б.И. 30.08.81, № 32.

I. Tellinen, J. Jarvik

Magnetfluss im symmetrischen räumlichen Magnetkreis und notwendige Jochquerschnittsflächen für gesteuerte Drosselspule

Zusammenfassung

Es sind die Magnetflussgleichungen für die Magnetkreisteile festgesetzt und Magnetflusskurven für die Säulen und Joche der gesteuerten Drosselspule dargestellt, mit welchen es möglich ist maximale Flusswerte (Induktions-Werte) festzulegen und notwendige Jochquerschnittsflächen auszurechnen.

№ 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 532.57:621.317.785

В.И. Межбурд

ПРИМЕНЕНИЕ ВРАЩАЮЩЕГОСЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В КРУГЛЫХ ТРУБАХ

Сигнал кондукционного электромагнитного расходомера содержит информацию не только об измеряемой величине – расходе, но и о структуре потока [I]. Для собственно расходомеров эта информация является избыточной и приводит к погрешностям измерения, вызванным структурой потока. Ее полезное использование для изучения структуры потока – малоисследованная область применения МТД-явлений для измерений.

В данной работе рассмотрена возможность индикации нарушений осевой симметрии с помощью вращающегося однородного магнитного поля.

Задача измерения неосесимметричного профиля в МГД-преобразователях структуры потока (МГДП) многоэлектродного типа с помощью вращающегося с постоянной угловой скоростью однородного магнитного поля рассмотрена в двухмерном приближении при общчных, применяемых в теории электромагнитных расходомеров, допущениях:

 $\vec{V} = V_z \vec{k}; \frac{\delta}{\delta_z} = 0; Re_M <<1; \mu = \mu_o = const; \chi = const.$

Пусть на изолированной поверхности R_o трубы расположено некоторое число электродов, соединенных симметрично измерительными устройствами в пары. Рассмотрим сигнал *i*-той пары электродов, угол раствора между которыми 2 β , а ось x_i этой пары наклонена к исходной системе координат X, у под углом α_i . Если эта пара помещена в однородное магнитное поле B_o , наклоненное под углом φ_i к оси X_i, то чувствительности, вызванные состевляющими магнитной индукции B_{Xi} и B_{ui} :

$$S_{xi} = \frac{U_{xi}}{2B_0R_0V_{cp}}; S_{yi} = \frac{U_{yi}}{2B_0R_0V_{cp}},$$
 (1)

можно выразить в виде

$$S_{xi} = \cos \varphi_i \left[\sin \beta + \sum_{\kappa=1}^{\infty} \sin(\kappa+1) \beta \int_{0}^{\infty} V_{c\kappa i}(\rho) \rho^{\kappa+1} d\rho \right], \quad (2)$$

$$S_{y_i} = \sin \varphi_i \sum_{\kappa=1}^{\infty} \sin(\kappa+1) \beta \int_0^{\kappa} V_{s\kappa_i}(p) p^{\kappa+1} dp, \qquad (3)$$

где V_{скі} и V_{sкі} - коэффициенты разложения относительной скорости на относительном радиусе ρ в ряд Фурье в системе координат i-той электродной пары.

Очевидно, что при нарушениях осевой симметрии \bigvee_{cki} и \bigvee_{ski} для электродных пар, наклоненных под разными углами α_i , будут разными, так как пары различным образом расположены относительно характерных координат неосесимметричного профиля. Если известны коэффициенты разложения скорости в ряд в исходной системе х, $\mathcal{Y}(\alpha_i = 0) = \bigvee_{ck} \mathbb{I} \bigvee_{sk}$, то для \bigvee_{cki} и \bigvee_{ski} i-той пары справедливы соотношения

$$V_{c\kappa i} = V_{c\kappa} \cos \kappa \alpha_i - V_{s\kappa} \sin \kappa \alpha_i$$

$$V_{s\kappa i} = V_{c\kappa} \sin \kappa \alpha_i + V_{s\kappa} \sin \kappa \alpha_i$$
(4)

Если магнитное поле B_0 пульсирует во времени, то сигналы $U_{\chi_{i}}$ и $U_{\chi_{i}}$ синусондальны и синфазны, следовательно, разделить их нельзя и можно получить лишь обобщенную информацию о профиле скорости, сравнивая полученный сигнал с сигналом другого устройства, нечувствительного к нарущениям симметрии скорости. Если однородное магнитное поле B_0 вращается с угловой скоростью ω , то, например, при B = $= B_0 \cos(\omega t - \alpha_i),$

$$\begin{aligned} \varphi_{i} &= (\omega t - \alpha_{i}), \\ B_{xi} &= B_{mxi} \cos (\omega t - \alpha_{i}), \\ B_{yi} &= B_{myi} \sin (\omega t - \alpha_{i}), \quad B_{mxi} &= B_{myi} &= B_{o} \end{aligned}$$

$$(5)$$

и составляющие сигнала Uxi, Uyi находятся в квадратуре, следовательно, их можно разделить и получить более полную информацию о нарушениях осесимметричности профиля. При применении вращающегося поля в многоэлектродных МГДП по характеру зависимости амплитуд сигналов U_{xi} и U_{yi} от угла α_i можно судить о характере нарушений осесимметричности профиля, причем наличие U_{yi} есть безусловный признак любого нарушения осесимметричности, что следует из (3). Подобный МГДП при β = const может применяться одновременно и как расходомер, нечувствительный к нарушениям осевой симметрии. Действительно, α_i в этом случае может меняться в пределах

 $0 \leq \alpha_i \leq 2\pi$ и поэтому среднее значение огибающей $U_{x_i} = f(\alpha_i)$ будет

$$U_{xcp} = \frac{1}{2\pi} \int_{0}^{\infty} U_{xi} d\alpha_{i} = 2B_{0}R_{0}U_{cp}\sin\beta, \qquad (6)$$

что следует из (2), (3),(4). Угол β при применении симметрично расположенных электродных пар должен удовлетворять условию

$$\beta \neq \frac{\pi}{m}, m = 1, 2, 3, \dots$$
 (7)

Если это неравенство не удовлетворяется, то теряется информация о гармониках скорости к=mn-1, где n= 1,2,3,....

На фиг. І представлены расчетные зависимости S_x и S_y от α_i для простейшей "секторной" модели потока при ссоредоточении всего потока в секторе $2\sqrt{3} = \pi/3$ при условии постоянства скорости по всему сектору. При расчетах принято $\beta = \pi/8$, т.е. отсутствует информация о гармониках скорости 7, I5, 23 и т.д. Недостатками МГДП с периферийными электродами являются – сравнительно малая чувствительность к распределению скорости в центральной части сечения и к гармоникам скорости высших порядков (особенно при больших, близких к $\pi/2$ углах β) ввиду наличия в подынтегральных выражениях (2) и (3) множителей $\rho^{\kappa+4}$, снижение общего уровня сигнала при уменьшении угла β .

Разновидностью МГДП, в котором эти недостатки устраняются, является МГДП с тонким осевым электродом и равномерно расположенными по поверхности трубы периферийными электродами при измерении напряжения между осевым и каждым из периферийных электродов. Если осевой электрод имеет очень малый радиус $R_1 - 0$, а периферийные – точечные, то для пары осевой-периферийный электроды весовые функции могут быть записаны в виде:

$$W_{x} = \frac{1}{\pi R_{0}} \left(\frac{\cos \theta}{2\rho} + \frac{1 - \rho \cos \theta}{1 - 2\rho \cos \theta + \rho^{2}} \right)$$

$$W_{y} = \frac{\sin \theta}{\pi R_{0}} \left(\frac{1}{2\rho} - \frac{\rho}{1 - 2\rho \cos \theta + \rho^{2}} \right)$$
(8)

или с помощью рядов Фурье:







Фиг. 2. Изолинии весовых функций системы с центральным электродом.

где осью х начала отсчета углов О является радиус, соединяющий периферийный электрод с осевым. Изолинии W_X и W_y представлены на фиг. 2. Составляющие U_y; и U_x; для пары осевой – 1-тый периферийный электрод будут:

$$U_{g_{i}} = B_{g_{i}} V_{cp} R_{0} \left[1 + \int_{0}^{1} V_{c1i}(\rho) (1 + \rho^{2}) d\rho + \frac{2}{\kappa} \sum_{0}^{2} \int_{0}^{1} V_{cki}(\rho) \rho^{\kappa+1} d\rho \right]$$
(10)

$$U_{x_{i}} = B_{x_{i}} V_{cp} R_{o} \Big[\int_{0}^{1} V_{s_{1i}}(p)(p^{2}-1) dp + \sum_{\kappa=2}^{\infty} \int_{0}^{1} V_{s_{\kappa}i}(p) p^{\kappa+1} dp \Big]. (II)$$

Из (10) и (11) следует, что в однородном поле $B = B_{y;}$ и осесииметричном профиле $U_{y;} = B_{y;} V_{cp} R_0$, т.е. равно половине сигнала между диаметральными периферийными электродами. Так как $0 \le \alpha_i \le 2\pi$, то во вращающемся однородном поле среднее значение функции $U_{y;} = f(\alpha_i)$ пропорционально расходу, $U_{y;}$ и $U_{x;}$ находятся в квадратуре, как и в периферийной электродной системе. Зависимости $S_{y;}$ и $S_{x;}$ для секторного потока. 2% = π/3 представлены на фиг. З. Как видно из (10) и (11), здесь сохраняется информация о всех гармониках скорости, общая чувствительность достаточно велика, хотя и сохраняется уменьшенная чувствительность к высшим гармоникам скорости в центральной области.



Фиг. 3. Зависимость чувствительностей S_x и S_y от угла ∞; для системы с центральным электродом (секторный поток, 2% = π/3).

Общими положительными свойствами рассмотренных двух типов МГДП с вращающимся полем является минимальное количество деталей (один осевой электрод), вводимых внутрь потока, простота получения вращающегося однородного поля, высокая надежность и сравнительно несложная структурная схема индикаторного устройства. Это определяет возможность их использования в агрессивных жидкостях с экстремальными параметрами. Сигналы МГДП не зависят от физических свойств жидкости (при тех же ограничениях, что и у расходомеров для жидкостей с ионными проводимостями). Существенным недостатком рассмотренных типов МГДП для измерения неосесимметричных потоков является получение информации о структуре потока в виде некоторых интегральных характеристик, однозначное соответствие которых данному профилю должно каждый раз проверяться. Поэтому МГДП не могут полностью заменить известные гидродинамические способы измерений профиля скорости, но могут их дополнять, применяться как индикаторы для оперативного контроля структуры профиля, а также в тех случаях, когда известные средства не применимы по условиям техники безопасности, надежности и другим причинам.

Литература

I. Межбурд В.И., Подгурский М.Г. Влияние условий симметрии на сигнал МГД-расходомера кругового сечения при произвольном профиле скорости. - Магнитная гидродинамика, 1979, № I, с. 127-132.

V. Meschburd

Die Verwendung des Drehstrommagnetfeldes für die Strömungsmessungen in den runden Rohren

Zusammenfassung

Im Vorliegenden Beitrag wird die Verwendung des Drehstrommagnetfeldes für die Strömungsmessungen in den runden Rohren behandelt. Für zwei Messeinrichtungen mit viel eingebauten Messelectroden sind die Rechnungsbeispiele für die Bestimmung der Geschwindigkeitprofile ausgeführt und die Gewichtsfunktionen einer Messsysteme mit der Zentralelectrode gegeben.



₩ 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДН ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.318

Э.А. Сеппинг, А.-М.Т. Пооль, Я.Я. Ярвик

РАСЧЕТ УСТАНОВИВШИХСЯ ТОКОВ И ПЕРЕХОДНЫХ ПРОПЕССОВ УПРАВЛЯЕМОГО РЕАКТОРА

В данной статье приведена методика расчета установившихся токов реактора при трехфазном симметричном синусоидальном питанщем напряжении сети и расчет переходных процессов реактора. Слема соединения обмоток реактора приведена на фиг. І. Рабочая обмотка реактора соединена по схеме треугольного зигзага, а обмотки управления двух полустержней включены последовательно ѝ все эти последовательные группы соединены параллельно. Разработанной методикой расчета можно также пользоваться в случае соединения рабочей обмотки реактора треугольником, если принять $W_4 = 0$, а в случае расчета токов неуправляемого реактора нужно исключить из рассмотрения обмотки управления, приняв их сопротивления бесконечно большими.

Магнитная система управляемого реактора состоит из двух отдельных симметричных трехстержневых магнитных цепей, причем каждый стержень разделен на два полустержня. Обмотки управления намотаны на полустержни, а рабочие обмотки охватывают два полустержня вместе с обмотками управления.

На скеме замещения магнитной цепи фиг. 2 учтены нелинейные магнитные сопротивления стержней и линейные магнитные сопротивления каналов потока рассеяния стержней. Намагничивающие силы полустержней получим по кривой намагничивания

$$F'_{k} = F(\Phi'_{k}) = H(B) \cdot f'_{c} / \Pi'_{c}; \ F'_{k} = F(\Phi'_{k}) \ (k = 1, ..., 6),$$
(I)

где С_с, П_с - длина и площадь поперечного сечения полустержня.



Фиг. 1. Схема соединения обмоток управляемого реактора, векторные диаграммы напряжений в магнитных потоков стержней.

Для упроцения расчетов магнитной цепи принимаем магнитные сопротивления участков ярма равными нулю. В этом случае ярмо замыкает стержни и намагничивающие силы каналов потока рассеяния получим по выражениям:

$$F_{\sigma I} = R_{\sigma} (\Phi_{\sigma 1} + \Phi_{\sigma 2} + \Phi_{\sigma 3}) = R_{\sigma} (\Phi_{1} + \Phi_{2} + \Phi_{3});$$

$$F_{\sigma II} = R_{\sigma} (\Phi_{\sigma 4} + \Phi_{\sigma 5} + \Phi_{\sigma 6}) = R_{\sigma} (\Phi_{4} + \Phi_{5} + \Phi_{6}),$$
(2)

где R_σ - магнитное сопротивление канала потока рассеяния одного стержия;

$$\Phi_{k} = \Phi'_{k} + \Phi''_{k} \quad (k = 1, \dots, 6); \tag{3}$$

Ф. - магнитный поток стержня.



Фиг. 2. Схема замещения одного стержня магнитной цепи управляемого реактора. 1, 2 - обмотки подмагничивания полустержней; 3 - рабочая обмотка.

Обычно потокосцепление рассеяния обмотки Ψ_{σ} учитывается при помощи индуктивности рассеяния $L_{\sigma} = \Psi_{\sigma}/i$, но для упрощения расчетов более целесообразным является применение понятия потока рассеяния $\Phi_{\sigma} = \Psi_{\sigma}/w$, как принято в настоящей работе.

При расчете установившихся токов реактора можно пренебречь активными сопротивлениями обмоток реактора. Благодаря этому значительно упрощается вычисление токов, они могут быть определены в функции времени по точкам.

Если $w_2 \neq 0$, то в рассматриваемом управляемом реакторе по рабочим обмоткам могут протекать токи всех нечетных высших гармоник, а при подмагничивании реактора по обмотке управления протекают токи четных высших гармоник. В результате этого магнитные потоки стержней изменяются по синусоидальному закону, а магнитные потоки полустержней, содержащих ностоянную составляющую потока Φ_0 , тоже изменяются по синусоидальному закону.

Из векторных диаграмм фиг. І следует, что фазные напряжения реактора и магнитные потоки стержней смещены на угол « по отношению к положению, которое они занимали бы при соединении обмотки треугольником. С целью полного подавления 5-ой и 7-ой высших гармоник в суммарном токе двух частей реактора угол « = 15°. На основании векторных диаграмм напряжений по теореме синусов получим:

$$q_{1} = U_{22} I / U_{22} = W_{1} (W_{1} + W_{2}) = \sin \alpha / \sin (60^{\circ} - \alpha),$$

откуда угол отклонения векторов и отношение количества витков двух частей рабочей обмотки

$$W_{9} = \sqrt{W_{4}^{2} + (W_{1} + W_{2})^{2} + W_{1}(W_{1} + W_{2})}.$$

В установившемся режиме работы реактора амплитудное значение магнитного потока стержня

$$D_c = U_n / (\sqrt{2} \pi f w_{\vartheta})$$

Мгновенные значения магнитного потока стержней определяются как синусные функции времени

$$\Phi_{k} = \Phi_{c} \cos(\omega t + \alpha + \Psi_{k}) \quad (k = 1, 2, 3);$$

$$\Phi_{k} = \Phi_{c} \cos(\omega t - \alpha + \Psi_{k}) \quad (k = 4, 5, 6).$$

$$(4)$$

На основании векторной диаграммы фиг. І можно принять

$$\Psi_1 = \Psi_4 = -60^\circ;$$
 $\Psi_2 = \Psi_5 = -I80^\circ;$ $\Psi_3 = \Psi_6 = 60^\circ.$

Магнитные потоки полустержней управляемого реактора

$$\Phi'_{k} = 0.5 \Phi_{k} + \Phi_{0}; \ \Phi''_{k} = 0.5 \Phi_{k} - \Phi_{0} \quad (k = 1, \dots, 6).$$
 (5)

При расчете установившихся токов в момент времени wt сначала найдем мгновенные значения магнитных потоков стержней и полустержней по выражениям (4) и (5).Затем определяем намагничивающие силы стержней, полустержней и каналов потока рассеяния по выражениям (I) и (2). После этого нужно рассчитать мгновенные значения токов обмоток реактора. Для расчета токов составим систему уравнений на основании первого закона Кирхгофа для схемы соединения обмоток реактора и на основании закона полного тока для основных контуров магнитной цепи, проходящих через стержни и каналы рассеяния:

$$i_k = i_{\phi,k} - i_{\phi,k-1}$$
 (k = 1, 2; 3 - 0, 4, 5, 6 - 3); (b)

$$i_{\phi,k}w_2 - i_{k+1}w_1 + i_{y,k}\begin{bmatrix} w_y \\ -w_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F'_k \\ F''_k \end{bmatrix} + F_{\sigma I} (k=1-4, 2, 3);$$
 (7)

$$\dot{\iota}_{\phi,k} W_2 + \dot{\iota}_k W_1 + \dot{\iota}_{y,k} \begin{bmatrix} W_y \\ -W_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_k \\ F_k^{"} \end{bmatrix} + F_{\sigma I} \quad (k = 4, 5, 6).$$
(8)

Здесь и далее для сокращения записи формул используются индексы круговой перестановки фаз, например, если

k = I - 4, 2, 3 - 0,то k нужно принять равным I, 2 или 3, а сумму $k \pm 1 = 4$ или 0 следует заменить на I или 3 соответственно.

Вычитав и ссумировав попарно уравнения (7) и (8), получим токи обмоток управления

$$i_{y,k} = (F'_k - F''_k) / w_y \quad (k = 1, ..., 6)$$
 (9)

и уравнения для определения токов рабочих обмоток реактора:

$$i_{\phi,k} w_2 - i_{k+1} w_1 = F_{\Sigma,k}$$
 (k = 1-4, 2, 3); (I0)

$$i_{\phi,k} w_2 + i_k w_1 = F_{\Sigma,k}$$
 (k=4,5,6), (II)

где намагничивающие силы основных контуров магнитной цепи

$$F_{\Sigma,k} = F_k + F_{\sigma I} \quad (k = 1, 2, 3);$$

$$F_{\Sigma,k} = F_k + F_{\sigma I} \quad (k = 4, 5, 6)$$
(I2)

и намагничивающая сила стержня магнитопровода

$$F_{k} = 0,5(F'_{k} + F''_{k}) \quad k = 1, ..., 6).$$
 (13)

Подставляем уравнение (6) в (10) и (11). После разделения полученного результата на $w_1 + w_2$ будем иметь уравнения для расчета фазных токов:

$$\begin{bmatrix} 1 & -q, & 0 \\ 0 & 1 & -q, \\ -q, & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{\phi 1} \\ i_{\phi 2} \\ i_{\phi 3} \end{bmatrix} = \frac{1}{w_1 + w_2} \begin{bmatrix} F_{\Sigma 1} \\ F_{\Sigma 2} \\ F_{\Sigma 3} \end{bmatrix}; \quad (I4)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & -q_{y} \\ -q_{y} & 1 & 0 \\ 0 & -q_{y} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_{\phi} + 4 \\ i_{\phi} + 5 \\ i_{\phi} + 6 \end{bmatrix} = \frac{1}{W_{1} + W_{2}} \begin{bmatrix} F_{\Sigma + 4} \\ F_{\Sigma - 5} \\ F_{\Sigma - 5} \end{bmatrix}.$$
(15)

Решив уравнен.... (I4) и (I5), получим фазные токи рабочих обмоток реактора:

$$\begin{bmatrix} i_{\phi 1} \\ i_{\phi 2} \\ i_{\phi 3} \end{bmatrix} = \frac{4}{(w_{i} + w_{2})(1 - q^{3})} \begin{bmatrix} 1 & q_{i} & q_{i}^{2} \\ q_{i}^{2} & 1 & q_{i} \\ q_{i} & q_{i}^{2} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{\Sigma 1} \\ F_{\Sigma 2} \\ F_{\Sigma 3} \end{bmatrix}; \quad (16)$$

$$\begin{bmatrix} i_{\phi 4} \\ i_{\phi 5} \\ i_{\phi 6} \end{bmatrix} = \frac{4}{(w_{1} + w_{2})(1 - q_{i}^{3})} \begin{bmatrix} 1 & q_{i}^{2} & q_{i} \\ q_{i} & 1 & q_{i}^{2} \\ q_{i}^{2} & q_{i} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_{\Sigma 4} \\ F_{\Sigma 5} \\ F_{\Sigma 6} \end{bmatrix}. \quad (17)$$

После расчета фазных токов по выражениям (16) и (17), найдем линейные токи рабочей обмотки по уравнению (6). На этом расчет установившихся токов реактора в момент времени ωt закончен. Для построения кривой тока реактора нужно рассчитать токи в различные моменты времени. При этом можно пользоваться симметрией токов и ограничиться расчетом только за 1/3 полупериода 0 ≤ ωt < 60°.

Расчет переходного процесса реактора заключается в интегрировании системы дифференциальных уравнений, составленной на основе законов Кирхгофа для схемы соединения обмоток и для магнитной цепи реактора.

Для расчета переходного процесса рассматриваемого реактора составим систему дифференциальных уравнений на основе второго закона Кирхгофа для контуров рабочих обмоток и обмоток управления, затем разделим эти уравнения на w₁+w₂ и w_y соответственно. Составим также уравнения по первому закону Кирхгофа для суммы магнитных потоков полустержней. После преобразований получим:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & -q \\ -q & 1 & 0 \\ 0 & -q & 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{w_1 + w_2} \begin{bmatrix} u'_{n1} \\ u'_{n2} \\ u'_{n3} \end{bmatrix};$$
(18)
$$\begin{bmatrix} 1 & -q & 0 \\ 0 & 1 & -q \\ -q & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Phi_4 \\ \Phi_5 \\ \Phi_6 \end{bmatrix} = \frac{1}{w_1 + w_2} \begin{bmatrix} u'_{n4} \\ u'_{n5} \\ u'_{n6} \end{bmatrix};$$
(19)

$$d\Phi'_{k}/dt - d\Phi''_{k}/dt = u'_{y,k}/w_{y};$$

$$d\Phi'_{k}/dt + d\Phi''_{k}/dt = d\Phi_{k}/dt \quad (k = 1, ..., 6),$$
(20)

где

$$u'_{n,k} = u_{n,k} - (i_{k} - i_{k+1}) r_{1} - i_{\phi,k} r_{2} \quad (k = 1 - 4, 2, 3);$$

$$u'_{n,k} = u_{n,k-3} - (i_{k} - i_{k+1}) r_{1} - i_{\phi,k} r_{2} \quad (k = 4 - 7, 5, 6);$$

$$u'_{q,k} = u_{q} - 2i_{q,k} r_{q} \quad (k = 1, ..., 6).$$
(21)

В уравнениях (21) используются значения тока, вычисленные по выражениям (16), (17) и (6) через магнитные потоки стержней, рассчитанные на предыдущем шаге интегрирования.

Решив уравнения (18) - (20) относительно производных магнитных потоков, получим систему дифференциальных уравнений в форме Коши для расчета переходного процесса реактора:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{(w_1 + w_2)(1 - q_7^3)} \begin{bmatrix} 1 & q_7^2 & q_7 \\ q & 1 & q_7^2 \\ q_7^2 & q_7 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u'_{A1} \\ u'_{A2} \\ u'_{A3} \end{bmatrix};$$

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} \Phi_4 \\ \Phi_5 \\ \Phi_6 \end{bmatrix} = \frac{1}{(w_1 + w_2)(1 - q_7^3)} \begin{bmatrix} 1 & q_7 & q_7^2 \\ q_7^2 & 1 & q_7 \\ q_7^2 & 1 & q_7^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u'_{A1} \\ u'_{A2} \\ u'_{A3} \end{bmatrix};$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{dt}} \begin{bmatrix} \Phi'_{k} \\ \Phi''_{k} \end{bmatrix} = 0.5 \left(\frac{\mathrm{d}\Phi_{k}}{\mathrm{dt}} + u'_{y,k} \begin{bmatrix} 1/w_{y} \\ -1/w_{y} \end{bmatrix} \right) \quad (k = 1, \dots, 6).$$

По полученным выражениям были составлены программы расчета установившихся токов и переходных процессов реактора на ЭЕМ. Расчет установившихся токов позволяет определить гармонический состав потребляемого из сети тока, а расчет переходных процессов дает возможность выявить динамические характеристики реактора.

Расчеты токов реактора показали, что содержание высших гармоник в потребляемом из сети токе не превышает 5 % и в результате этого применение специальных фильтров высших гармоник не требуется. Продолжительность переходных процессов при включении реактора в сеть не отличается от продолжительности переходных процессов при включении трансформатора в сеть на холостом ходу и длится 20-25 периодов в случае мощных реакторов. При возникновении возмущений в установившемся режиме переходные процессы протекают значительно быстрее в связи с уменьшением динамических индуктивностей при насыщении магнитопровода реактора.

E. Sepping, A.-M. Pool, J. Jarvik

The Calculation of the Steady Currents and the Transition Processes of the Controlled Reactor

Summary

This paper gives the method for calculation of the currents of controlled reactor with primary windings connected in zigzag triangle and control windings connected in parallel.

№ 585

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED TPYJH TALINHCKOFO NONNTEXHNYECKOFO NHCTNTYTA

УДК 621.3.013

Э.А. Сеппинг

ИНТЕРПОЛИРОВАНИЕ КРИВОЙ НАМАГНИЧИВАНИЯ СТАЛИ КУБИЧЕСКИМИ СПЛАЙНАМИ

Решение уравнений, составленных для расчета сложных магнитных цепей, обычно производится по методу Ньютона. При этом решение сходится быстро, если расчетная кривая намагничивания будет гладкой, т.е. если она не будет иметь разрывности первой производной, локальных экстремальных точек и точек перегиба, которых реальная кривая намагничивания не имеет.

Интерполирование кривой намагничивания стали на всей ее протяженности при помощи какой-либо одной функции приводит к большой погрешности расчетной кривой. Например, в качестве интерполирующей функции можно было бы использовать параболу высокой степени n = 5-10, проходящей через n. узловых точек. Однако при этом расчетная парабола будет иметь локальные экстремальные точки, расположенные между узловыми точками. Вследствие этого значительно ухудшается сходимость при расчете магнитных цепей по методу Ньютона.

Очень часто интерполирование кривой намагничивания осуществляется прямолинейным интерполированием по отрезкам, например, через 0,05 Тл [1]. Недостатком такого способа интерполирования является разрывность первой производной узловых точек, которая может привести к зациклеванию при итерационных расчетах на ЭВМ.

Расчеты по использованию кубических сплайной для интерполирования кривой намагничивания показали, что если непрерывны первая и вторая производные узловых точек, то на отрезках интерполирования возникают точки перегиба, а вторые производные рядом расположенных узлов отличаются

по знаку [2, 3]. Вследствие этого также ухудшается сходимость при расчете нелинейных магнитных цепей.

В результате этого для интерполирования кривой намагничивания стали могут быть использованы кубические сплайны, имеющие в узлах только непрерывную первую производную [4], которую следует определить так, чтобы сплайны не имели точек перегиба на отрезках интерполирования.

Принимаем, что ось абсцисс разделена на n отрезков, а в уздах x_i известны ординаты y_i и первые производные y'_i (i = 1, 2, ..., n). Пусть интерполирующая кубическая парабола имеет вид:

$$y = a_{i}x^{3} + b_{i}x^{2} + c_{i}x + d_{i} \quad (i = 1, 2, ..., n).$$
 (I)

Производим интерполирование только в первом квадранте - координатных осей, первой узловой точкой принимаем начало координатных осей. На последнем п-ом отрезке интерполирования кубическую параболу заменим прямой линией. Для этого отрезка интерполирования $[x_n, \infty]$ коэффициенты кубической параболы (I) будут следующими:

$$a_n = b_n = 0; \quad C_n = y_n; \quad d_n = y_n - y_n x_n.$$

Система уравнений, составленная для определения четырех коэффициентов кубической параболы (1), имеет по четыре уравнения для каждого отрезка интерполирования, из них два уравнения составлены для ординат узлов по выражению (1) и остальные два – для первых производных узлов:

$$\begin{aligned} a_{i}x_{i+1}^{3} + b_{i}x_{i+1}^{2} + c_{i}x_{i+1} + d_{i} = y_{i+1}; \\ a_{i}x_{i}^{3} + b_{i}x_{i}^{2} + c_{i}x_{i} + d_{i} = y_{i}; \\ 3a_{i}x_{i+1}^{2} + 2b_{i}x_{i+1} + c_{i} = y_{i+1}'; \\ 3a_{i}x_{i}^{2} + 2b_{i}x_{i} + c_{i} = y_{i}' \quad (i = 1, 2, ..., n-1). \end{aligned}$$

(2)

Система (2) имеет следующее решение:

$$a_{i} = (y_{i}' + i'_{y+1} - 2k_{i}) / (x_{i+1} - x_{i})^{2};$$

$$b_{i} = (k_{i} - y_{i}') / (x_{i+1} - x_{i}) - a_{i}(2x_{i} + x_{i+1});$$

 $c_{i} = y_{i}' - 3 a_{i} x_{i}^{2} - 2b_{i} x_{i};$ $d_{i} = y_{i} - a_{i} x_{i}^{3} - b_{i} x_{i}^{2} - c_{i} x_{i} (i = 1, 2, ..., n-1),$

где угловой коэффициент секущей

$$k_i = (y_{i+1} - y_i)/(x_{i+1} - x_i).$$

Абсциссу точки перегиба кубической параболы (I), интерполирующей кривую намагничивания на ι -том отрезке [\mathfrak{x}_i , \mathfrak{x}_{i+1}] получим при приравнивании нуло второй производной выражения (I):

$$x_{ni} = -b/3di$$
 (4)

(3)

Подставляя выражения (3) в (4), получим, что если $x_{ni} \le x_i$, то $y'_{i+1} + 2y'_i \le 3k_i$, и если $x_{ni} \gg x_{i+1}$, то $2y'_{i+1} + y'_i \le 3k_i$. Объединив полученные два неравенства, получим условие, при выполнении которого точка перегиба параболы (I) не будет расположена на отрезке интерполирования:

$$0.5 < \chi_i < 2$$
 (i = 1, 2, ..., n-1), (5)

где коэффициент кривизны

$$y_{i} = (y_{i+1} - k_{i}) / (k_{i} - y_{i}).$$
(6)

В случае квадратичной параболы (I), когда d; = 0, по выражениям (3) и (6) получим, что $\chi_i = I$.

Если первые производные узлов рассчитаны графически, то сначала нужно проверить выполнение неравенства (5) на каждом отрезке интерполирования. Если оно выполнено, то найдем коэффициенты кубических парабол по выражениям (3) и этим интерполирование будет закончено.

Если же неравенство (5) не выполнено на каком-либо отрезке интерполирования, то это указывает, что данный отрезок имеет слишком большую длину. В этом случае иногда можно разделить ось абсцисс на отрезки по-другому, уменьшая длину рассматриваемого отрезка и увеличивая длину других отрезков. Если при перераспределении отрезков неравенство (5) не может быть выполнено, то ось абсцисс нужно разделить на более короткие отрезки. При небольшом отклонении от неравенства (5) можно рассчитать новме значения первых производных узлов, при которых неравенство (5) будет выполнено. Следует отметить, что точность определения первых производных графическим способом невысока, вследствие этого можно полностью отказаться от графического определения первых производных узлов, за исключением первого и по-го узлов. При расчете первых производных узлов, удовлетворяющих неравенству (5), получим плавную расчетную функцию, не имеющую точек перегиба на участках интерполирования.

Для вычисления первых производных узлов и коэффициентов кубических парабол (I) нужно решить систему (2) и (5). Если кривая намагничивания разделена на достаточно короткие отрезки, то эта система уравнений и неравенств имеет бесконечно большое число решений. Поэтому рекомендуется сначала найти первые производные узлов и проверить выполнение неравенств (5), а затем вычислить коэффициенты кубических парабол по выражениям (3). Все первые производные узлов должны быть больше нуля, тогда интерполирующая функция не будет иметь локальных экстремальных точек на отрезках интерполирования.

Кривая намагничивания стали имеет точку перегиба при индукции около 0,3 Тл, эту точку следует совмещать с одним из узлов, например, с ј-тым узлом. В этом случае принимаем, что в ј-том узле будут точки перегиба парабол, интерполирующих кривую намагничивания на (j-1)-ом и на ј-том отрезках, тогда коэффициенты кривизны этих отрезков следующие

$$\chi_{j-1} = 0,5; \ \chi_j = 2.$$
 (7)

Остальные коэффициенты кривизны можно принять равными друг другу:

$$i = i_{i+1} \quad (i = 1, 2, \dots, j-2, j+1, \dots, n-2).$$
 (8)

Тогда первые производные узлов получим при решении системы (7) и (8), содержащей n-2 уравнения. При решении этой системы можно определить n-2 производной, а две производной, например, t_1 и t_n , должны быть заданы или определены графически. При решении системы (7) и (8) не требуется высокой точности, но если неравенства (5) не могут быть выполнены, то нужно разделить кривую намагничивания на более короткие отрезки. В приведенном ниже примере рассмотрены особенности решения этой системы.

После расчета первых производных узлов найдем коэффициенты кубических сплайнов по выражениям (3). Расчеты показали, что уже при разбиении кривой намагничивания стали на восемь неравных отрезков получим достаточно высокую точность интерполирования. По приведенной методике была составлена подпрограмма расчета кривой намагничивания $H = \phi(B)$ на ЭВМ, которая используется в пакете подпрограмм расчета реакторов.

ПРИМЕР. Рассмотрим интерполирование кривой намагничивания стали кубическими сплайнами при разбиении ее на восемь неравных отрезков. При расчете заданы абсписсы и ординаты узлов В; и H; (i = I, 2, ..., 8), а также производные двух узлов H'₄ и H'₈. Исходные данные и результаты расчета приведены в табл. I.

Таблица I Исходные данные и результаты расчета кривой намагничивания электротехнической стали марки 3414

-	Conception of the local division of the loca				and a start to make a				
	Β,	Н,	k,	н',	X	d	Ь	С	d
	Тл	KAM	TIM	TIM			are the -	in the	
-				nn .					
I	0	0	0,1667	0,285	0,50	0,6574	-I,59I7	0,05	0
2	0,3	0,05	0,125	0,1075	2,00	0,1094	-0,0984	0,1370	0,0148
3	0,7	0,I.0	0,210	0,160	I,20	0,0625	-0,1875	0,2388	-0,0181
4	I,I	0,184	0,540	0,270	I,18	0,3125	-3,975	4,487	-I,I667
5	I,5	0,40	2,00	0,860	I,20	5,750	-77,25	II4,62	-56,79
6	I,7	0,80	15,0	3,350	I,20	59,25	-1070	I798	-1009
7	I,9	3,80	38I,0	29,00	I,19	I675	-9037	I46I2	-7653
8	2,I	80,0	-	800,0	- 285	0	0	800,0	-1600,0

При расчете сначала вычислим угловые коэффициенты секущих k; по выражениям (3). Затем принимаем, что точка перегиба кривой намагничивания стали совмещена со второй узловой точкой и в результате этого коэффициенты кривизны

$$\chi_1 = 0,5; \quad \chi_2 = 2,$$
 (9)

а остальные коэффициенты принимаем равными друг другу:

 $\chi_3 = \chi_4 = \chi_5 = \chi_6 = \chi_7 = \chi. \tag{10}$

По выражениям (6) получим систему уравнений для расчета первых производных узлов и коэффициента кривизны виде:

$$(H'_{2} - k_{1})/(k_{1} - H'_{1}) = \chi_{1}; (H'_{3} - k_{2})/(k_{2} - H'_{2}) = \chi_{2}; \qquad (II)$$

$$(H'_{i+1}-k_i)/(k_i-H'_i) = \chi_i \quad (i=3,4,\ldots,7).$$
(12)

По уравнениям (II) получим $H'_2 = 0,1075$ и $H'_3 = 0,160$. Первые производные остальных узлов H'_4 , H'_5 , H'_6 , H'_7 и величину коэффициента χ получим при решении системы (I2). Исключив из системы (I2) неизвестные первые производные, получим уравнение пятой степени для расчета коэффициента кривизны χ^2 : $f(\chi) = 0$, (I3)

причем левую часть уравнения (I3) и ее производную получим по выражениям:

$$H_{i}^{\prime} = (k_{i-1} - H_{i-1}^{\prime}) \chi - k_{i-1} \quad (i \quad 4, \dots, 7);$$

$$f(\chi) = (k_{7} - H_{7}^{\prime}) \chi - H_{8}^{\prime} + k_{7};$$
(14)

$$dH'_{4}/d\chi = k_{3} - H'_{3}; dH'_{i}/d\chi = k_{i-1} - H'_{i-4} - \chi \cdot dH'_{i-1}/d\chi \quad (i = 5, 6, 7); df(\chi)/d\chi = k_{7} - H'_{7} - \chi dH'_{7}/d\chi .$$
 (15)

Уравнение (I3) удобно решить методом Ньютона. Если известно р-е приближение решения $\chi^{(p)}$, то поправку $\Delta \chi^{(p)}$ и (p+1)-е приближение решения получим по выражениям:

$$\Delta \chi^{(p)} = -f(\chi^{(p)}) / [df(\chi^{(p)}) / d\chi];$$
(16)

На основании неравенства (5) первое приближение решения принимаем $\chi^{(4)} = I$. Но выражениям (I4)-(I6) получим:

$$\begin{aligned} f(\chi^{(1)}) &= -64,82; & df(\chi^{(1)}) / d\chi = 343,31; \\ \Delta\chi^{(1)} &= 0,1888; & \chi^{(2)} = 1,1888. \end{aligned}$$

Полученное второе приближение решения имеет три верных значащих цифры. Далее по формулам (I4) найдем первые производные узловых и по выражениям (3) получим коэффициенты интерполирующих кубических парабол (I). Интересно отметить, что приближенные значения первых производных узлов при решении системы (I2) можно рассчитать по формуле "средней скорости"

 $H_i = 2 k_{i-1} k_i / (k_{i-1} + k_i)$ (i = 4,...,7). (17) При расчете по формуле (17) получим:

$$H_4 = 0,3024; H_5 = 0,8504; H_6 = 3,529;$$

H'_ = 28,86.

Полученными результатами можно тоже пользоваться, так как неравенство (5) будет выполнено.

Литература

I. Проектирование электрических машин / Под ред. И.П. Копылова. М., Энергия, 1980.

2. Маляр В.С., Фильп Р.В. Аппроксимация карактеристик намагничивания сплайнами. – Изв. вузов СССР. Энергетика, 1977, № II, с. II9-I2I.

З. Мишин В.И., Собор И.В. Аппроксимация кривых намагничивания кубическими сплайнами. - Изв. вузов СССР. Энергетика, 1978, № 7, с. 123-126.

4. Волков Е.А. Численные методы. М., Наука, 1982.

E. Sepping

Interpolation of the Magnetisation Curve of Steel by Cubic Splines

Summary

In this paper the cubic splines are used, which have continuous first derivative at the junctions. A method for calculating the first derivatives of the junctions is given, if the splines do not have the points of bending on the interpolation plots.

Содержание

I.	Янсон К.М. Сравнение отдельно стоящих и встроен- ных в источник питания компенсаторов реактивной составляющей тока дуговой сталеплавильной печи	3
2.	Межбурд В.И., Теллинен И.И. Постоянное и вращающееся однородные магнитные поля в произ- вольной области, окруженной идеальным ферромаг- нетиком.	15
3.	Теллинен И.И., Ярвик Я.Я. Расчет магнитного потока в пространственном симметричном магнито- проводе и требуемого поперечного сечения ярм управляемого реактора	21
4.	Межбурд В.И. Применение вращающегося магнитно- го поля для исследования течения жидкости в круглых трубах	31
5.	Сеппинг Э.А., Пооль АМ.Т., Ярвик Я.Я. Расчет установившихся токов и переходных про- цессов управляемого реактора	39
6.	Сеппинг Э.А. Интерполирование кривой намагни- чивания стали кубическими сплайнами	47











Цена 45 коп.