

р. 8.1
315

TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

СЕРИЯ А

№ 315

**ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ
ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ**

СБОРНИК ТРУДОВ IX

Под общей редакцией
доктора технических наук,
профессора А. И. Вольдека

Ep. 6.7

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

СЕРИЯ А

№ 315

1971

УДК 621.313.1.17

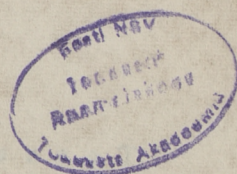
ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ
ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Сборник трудов

IX

Под общей редакцией
доктора технических наук,
профессора А. И. Вольдека

Т а л л и н 1 9 7 1



УДК 621.318.38

Э.Г. Кюльм, В.А. Сиймар, Х.И. Янес

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ МАГНИТНОЙ
ИНДУКЦИИ В НЕМАГНИТНОМ ЗАЗОРЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО
БЕССЕРДЕЧНИКОВОГО ИНДУКТОРА

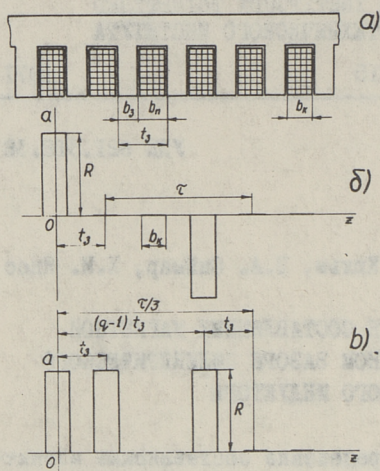
Постановка задачи. Распределение составляющих магнитной индукции в немагнитном зазоре реального линейного цилиндрического индуктора без сердечника имеет сложный характер [3]. Это обусловлено наличием высших пространственных гармоник магнитного поля, возникающих из-за дискретного распределения линейной токовой нагрузки и зубчатости индуктора. Для расчета распределения магнитного поля известными должны быть гармоники аксиальной составляющей магнитной индукции на внутренней поверхности индуктора при однофазном питании обмоток. Эти гармоники определяются решением бесконечной системы алгебраических уравнений [2,5], если число пазов на полюс и фазу $q_p = 1$, или по гармоникам линейной токовой нагрузки (при любом q_p).

Разложение линейной токовой нагрузки в ряд Фурье. Кривая пространственного распределения линейной токовой нагрузки вдоль длины индуктора в случае, когда под током находится только одна фаза трехфазной обмотки, показана на фиг. 1. Для кривой $q_p = 1$, показанной на фиг. 1б, в [6] приведено выражение для гармоник, и в данном случае оно принимает вид:

$$A'_{mv} = \frac{4R}{\sqrt{\pi}} \sin \frac{\sqrt{\pi} b_k}{2\tau}, \quad (1)$$

где

$$R = \sqrt{2} A \frac{t_z}{b_k}; \quad (2)$$



Фиг. 1. Распределение однофазной линейной токовой нагрузки по длине индуктора:

а) продольный разрез индуктора,
б) распределение при $q = 1$,
в) распределение при $q > 1$.

$A = \frac{I w_n}{t_3}$ - средняя линейная токовая нагрузка на зубцовое деление;

I - ток в катушке;

w_n - число витков в пазе (в катушке).

Остальные размеры показаны на фиг. 1.

Распределение однофазной линейной токовой нагрузки по оси z можно рассчитать по выражению:

$$a(z) = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} A'_{\nu} \cos \alpha_{\nu} z, \quad (3)$$

где

$$\alpha_{\nu} = \frac{\pi \nu}{\tau}.$$

Распределение однофазной линейной токовой нагрузки по оси z для случая $q > 1$, показанной на фигуре 1в, получим суммированием соответствующих кривых при $q = 1$.

В данном случае ряд Фурье однофазной линейной токовой нагрузки содержит и синусные, и косинусные члены. Если на фиг. 1в сдвинуть точку 0 по оси z вправо на величину $\frac{1}{2}(q-1)t_3$, т.е. на ось фазовой зоны, то синусные члены исчезают и

$$a(z) = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} \frac{4R}{\nu\pi} \sin \frac{\nu\pi b_k}{2\tau} \sum_{n=1}^q \cos \frac{\nu\pi(2n-q-1)}{6q} \cos \alpha_{\nu} z. \quad (4)$$

Здесь z считается от оси фазовой зоны.

Анализ показывает, что это выражение можно упростить введением коэффициентов $k_{p\nu}$ и $k_{\varphi\nu}$, используемых в теории электрических машин [1]:

$$k_{p\nu} = \frac{\sin \frac{\nu\pi}{6}}{q \sin \frac{\nu\pi}{6q}} = \frac{1}{q} \sum_{n=1}^q \cos \frac{\nu\pi(2n-q-1)}{6q}, \quad (5)$$

$$k_{\varphi\nu} = \frac{\sin \nu\varphi}{\nu\varphi}, \quad \varphi = \frac{\pi b_k}{2\tau}. \quad (6)$$

Здесь $k_{p\nu}$ — коэффициент распределения;

$k_{\varphi\nu}$ — коэффициент открытия паза, так как $b_k \approx b_n$.

Следовательно, при q катушках амплитуды гармоник однофазной линейной токовой нагрузки будут:

$$A''_{m\nu} = \frac{2\sqrt{2}}{3} A k_{p\nu} k_{\varphi\nu}. \quad (7)$$

Гармоники аксиальной составляющей магнитной индукции на внутренней поверхности индуктора будут $B_{z\nu} = \mu_0 A''_{m\nu}$.

Для большей наглядности целесообразно пользоваться понятием относительных гармоник магнитной индукции, для чего разделим гармоники магнитной индукции на величины $\mu_0 \sqrt{2} A$. Следовательно, относительные гармоники аксиальной составляющей магнитной индукции на внутренней поверхности индуктора в случае однофазной линейной токовой нагрузки можно рассчитать по выражению:

$$B_{zv*} = \frac{2}{3} k_{p\nu} k_{\varphi\nu}.$$

При трехфазном питании трехфазной обмотки амплитуды гармоник магнитной индукции при $\nu = 1, 5, 7, \dots$ будут в 1,5 раза больше гармоник однофазного питания

$$B_{zv*}^{(3)} = k_{p\nu} k_{\varphi\nu}. \quad (8)$$

Гармоники с $\nu = 3, 9, \dots$ при трехфазном питании отсутствуют.

Распределение магнитной индукции в немагнитном зазоре индуктора. Считаем, что относительные значения гармоник аксиальной составляющей магнитной индукции B_{zv*} на внутренней

поверхности индуктора известны. Если вторичная система отсутствует, то относительные значения аксиальной и радиальной составляющих магнитной индукции на радиусе r от оси индуктора можно найти согласно [4] через модифицированные функции Бесселя по выражениям:

$$B_{zv*}(r) = B_{zv*} \frac{I_0(\alpha_v r)}{I_0(\alpha_v r_4)}, \quad (9)$$

$$B_{rv*}(r) = B_{rv*} \frac{I_1(\alpha_v r)}{I_0(\alpha_v r_4)}. \quad (10)$$

Здесь через r_4 обозначен внутренний радиус индуктора.

Распределение аксиальной и радиальной составляющих магнитной индукции вдоль длины индуктора на радиусе r в любой момент времени в случае однофазной линейной токовой нагрузки можем найти соответственно по выражениям:

$$B_{z*}(r, z, t) = \sum_{v=1,3,5,\dots} B_{zv*}(r) \cos \alpha_v z \cos \omega t, \quad (11)$$

$$B_{r*}(r, z, t) = \sum_{v=1,3,5,\dots} B_{rv*}(r) \sin \alpha_v z \cos \omega t. \quad (12)$$

При трехфазном питании обмоток индуктора значение относительной аксиальной составляющей магнитной индукции на радиусе r в зависимости от z и t получим суммированием соответствующих кривых всех трех фаз:

$$\begin{aligned} B_{z*}^{(3)}(r, z, t) &= \sum_{v=1,3,5,\dots} B_{zv*}(r) \left[\cos \omega t \cos \alpha_v z + \right. \\ &+ \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right) \cos \alpha_v \left(z - \frac{2\tau}{3} \right) + \cos \left(\omega t + \frac{2\pi}{3} \right) \cos \alpha_v \left(z + \frac{2\tau}{3} \right) = \\ &= B_{z*}' \cos \omega t + B_{z*}'' \sin \omega t, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$B'_{z*} = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} B_{z\nu*}(r) \cos \alpha_{\nu} z \cdot 2 \sin^2 \frac{\nu\pi}{3}, \quad (14)$$

$$B''_{z*} = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} B_{z\nu*}(r) \sin \alpha_{\nu} z \cdot \sqrt{3} \sin \frac{2\nu\pi}{3}. \quad (15)$$

Величины B'_{z*} и B''_{z*} характеризуют распределение относительной аксиальной составляющей магнитной индукции на радиусе r и по оси z в различные моменты времени трехфазного питания обмоток индуктора, а именно: B'_{z*} при $\omega t = 0$ (ток в одной фазе имеет амплитудное значение I_m , а в остальных фазах $-\frac{1}{2} I_m$) и B''_{z*} при $\omega t = \pi/2$ (ток в одной фазе равен нулю, а в остальных фазах соответственно $\pm \frac{\sqrt{3}}{2} I_m$). Значение огибающей кривой относительной аксиальной составляющей магнитной индукции при трехфазном питании обмоток (бегущее магнитное поле) можно рассчитать по выражению:

$$B^{(3)}_{z*}(r, z) = \sqrt{(B'_{z*})^2 + (B''_{z*})^2}. \quad (16)$$

Аналогичным путем получим соответствующие выражения для относительной радиальной составляющей магнитной индукции:

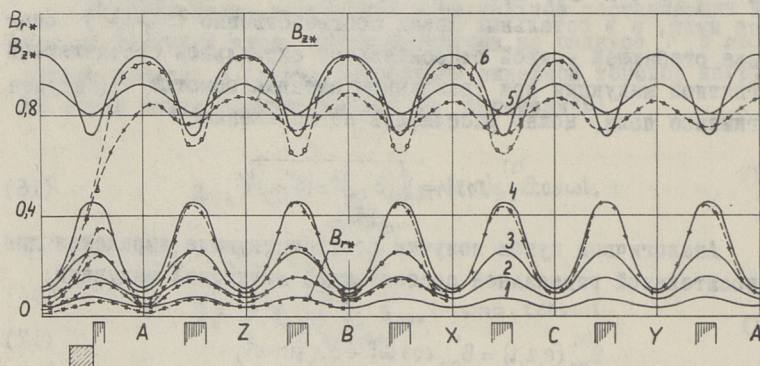
$$B^{(3)}_{r*}(r, z, t) = B'_{r*} \cos \omega t + B''_{r*} \sin \omega t, \quad (17)$$

$$B'_{r*} = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} B_{r\nu*}(r) \sin \alpha_{\nu} z \cdot 2 \sin^2 \frac{\nu\pi}{3}, \quad (18)$$

$$B''_{r*} = \sum_{\nu=1,3,5,\dots} B_{r\nu*}(r) \cos \alpha_{\nu} z \cdot (-\sqrt{3}) \sin \frac{2\nu\pi}{3}, \quad (19)$$

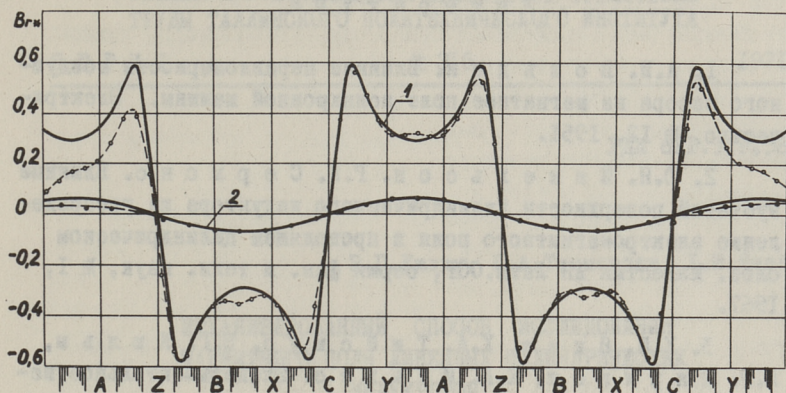
$$B^{(3)}_{r*}(r, z) = \sqrt{(B'_{r*})^2 + (B''_{r*})^2}. \quad (20)$$

Сопоставление расчетных и измеренных данных. На фиг. 2 приводятся в относительных величинах расчетные и экспериментальные кривые распределения B_{r*} и B_{z*} для индуктора II с дисковыми зубцами, описываемого в [3], при трехфазном питании обмоток. Расчеты выполнены на ЭЦВМ "Минск-22" по выражениям (9), (10), (16) и (20). При этом гармоники B_{zy*} определены решением системы по [5] из 20-и алгебраических уравнений, т.е. ограничивались гармониками с порядковым номером до $\gamma = 39$. Совпадение расчетных и экспериментальных величин на фиг. 2 достаточно хорошее, особенно для радиальной составляющей. Ввиду симметричности на фиг. 2 показаны B_{r*} и B_{z*} только для одной половины индуктора.

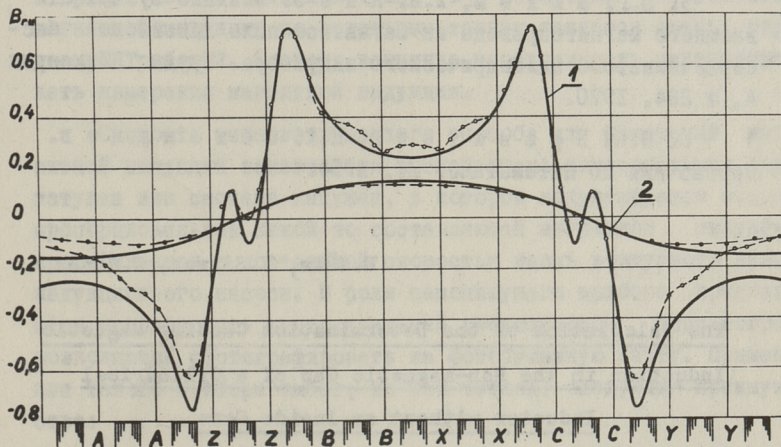


Фиг. 2. Распределение относительных B_{r*} и B_{z*} по длине индуктора при трехфазном питании обмоток: 1, 5 - $r = 5$ мм, 2 - $r = 10$ мм; 3, 6 - $r = 18$ мм; 4 - $r = 21$ мм; Сплошные линии - расчетные, пунктирные с отдельными точками - экспериментальные. Внутренний радиус индуктора 28 мм.

На фиг. 3 и 4 показано распределение B_{r*} для индуктора с классической конструкцией при питании только средней фазы C соответственно при $q = 1$ и $q = 2$. Расчеты выполнены по выражению (12) при $t = 0$. Гармоники B_{zy*} определены при $q = 1$ решением системы из 20-и уравнений, а при $q = 2$ - по гармоникам линейной токовой нагрузки. Совпадение расчетных и измеренных значений магнитной индукции хорошее, особенно в средней части индуктора. Большое расхождение наблюдается в концах индуктора. Это естественно, так как расчетные выражения справедливы для индуктора бесконечной длины.



Фиг. 3. Распределение B_{r*} по длине индуктора при питании фазы С при $q_v = 1$. 1 - $r = 111$ мм; 2 - $r = 63,5$ мм; Сплошные линии - расчетные, пунктирные с отдельными точками - экспериментальные. Внутренний радиус индуктора 116 мм.



Фиг. 4. Распределение B_{r*} по длине индуктора при питании фазы С при $q_v = 2$. Обозначения кривых соответствуют фиг. 3. Внутренний радиус индуктора 116 мм.

Л и т е р а т у р а

1. А.И. В о л ь д е к. Влияние неравномерности воздушного зазора на магнитное поле асинхронной машины. Электричество, № 12, 1951.

2. Ю.Я. М и к е л ь с о н, Г.Я. С е р м с н с. Влияние зубчатой поверхности цилиндрического индуктора на распределение электромагнитного поля в проводящем цилиндрическом слое. Известия АН Латв.ССР, серия физ. и техн. наук, № 1, 1967.

3. Х.И. Я н е с, Х.А. Т и й с м у с, Э.Г. К ю л ь м, А.Р. П я р л и с т, К.А. И л ь в е с. Экспериментальное исследование моделей цилиндрического насоса без внутреннего сердечника. Труды ТПИ, серия А, № 239, 1966.

4. Э.Г. К ю л ь м, Х.И. Я н е с. Об электромагнитном расчете цилиндрических насосов без ферромагнитного сердечника. Труды ТПИ, серия А, № 231, 1965.

5. Э.Г. К ю л ь м, Х.И. Я н е с. Влияние зубчатости внешнего магнитопровода на магнитное поле линейного бессердечникового цилиндрического индуктора. Труды ТПИ, серия А, № 284, 1970.

6. И.Н. Б р о н ш т е й н, К.А. С е м е н д я е в. Справочник по математике. М., 1954.

E.Külm, V.Siimar, H.Jānes

The Calculation of the Determination Causing Magnetic Induction in the Non-magnetic Gap of a Cylindrical Inductor without an Inside Core

Summary

The paper deals with the problems of calculation of determination of the magnetic field in the non-magnetic gap of the linear cylindrical inductor without inside core. When determining it the relative space harmonics of the axial forming magnetic induction on the inner surface of the inductor are considered to be given.

Calculation and measuring quantities are derived.

УДК 621.318.38

Э.Г.Килъм, Х.А.Таммеяги, Х.И.Янес

МЕХАНИЗИРОВАННЫЙ СПОСОБ ИССЛЕДОВАНИЯ
МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЛИНЕЙНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ
ИНДУКТОРОВ

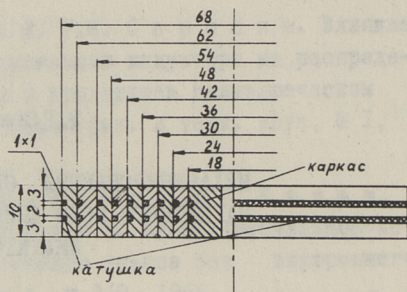
Для полного изучения магнитного поля в воздушном зазоре линейного цилиндрического индуктора, например индукционного насоса, следует определить распределение пространственных составляющих магнитной индукции при помощи соответствующих измерительных катушек [3]. Измерение составляющих магнитной индукции по отдельным точкам является очень трудоемкой работой. Поэтому возникла необходимость механизировать измерения магнитной индукции.

Сущность механизированного способа для измерений магнитной индукции заключается в следующем: измерительная зонд-катушка или система катушек, в которой индуктируется э.д.с., пропорциональная какой-то составляющей магнитной индукции, протягивается с постоянной скоростью вдоль воздушного зазора индукционного насоса. В роли самопишущего прибора предлагается использовать многоканальный светолучевой осциллограф, позволяющий сфотографировать на фотобумажную ленту. Применение такого прибора имеет, на наш взгляд, следующие преимущества:

1. Являясь практически безынерционным, осциллограф позволяет получить неискаженные картины распределения составляющих магнитной индукции при относительно больших скоростях протягивания измерительных катушек.

2. Можно записывать одновременно распределение нескольких величин.

Для изучения магнитного поля в воздушном зазоре линейного цилиндрического бессердечникового индуктора нами был изготовлен комплект измерительных катушек из девяти пар коаксиальных катушек различного диаметра по 110 витков в каждой. Каждая пара этих катушек намотана в пазах отдельного текстолитового цилиндрического каркаса. Размеры этих коаксиальных каркасов показаны на фиг. 1. Диаметр наибольшей пары катушек, входящей в комплект, следует выбирать соответственно внутреннему диаметру индуктора.



Фиг. 1. Комплект измерительных катушек на каркасах

Для измерения радиальной составляющей магнитной индукции B_r использовались две встречно включенные катушки одной пары, находящиеся на расстоянии 3 мм друг от друга (фиг. 1). Разницу индуктированных в них э.д.с. E регистрировали осциллографом, и она пропорциональна радиальной составляющей магнитной индукции, которая рассчитывается формулой

$$B_r = 2,175 \cdot 10^{-3} \frac{E}{r}.$$

Данный комплект измерительных катушек позволяет провести измерения B_r при радиусах $r = 33,5; 30,5; 26,5; 23,5; 20,5; 17,5; 14,5; 11,5$ и $8,5$ мм.

Для измерения аксиальной составляющей магнитной индукции B_z использовались две встречно включенные соседние концентрические катушки, находящиеся в одной плоскости. При этом разница радиусов 3...4 мм. Разность индуктированных в них э.д.с. E пропорциональна аксиальной составляющей магнитной индукции, которая рассчитывается формулой

$$B_z = 1,304 \cdot 10^{-5} \frac{E}{r_n^2 - r_{n+1}^2}.$$

Здесь r_n и r_{n+1} — радиусы соседних концентрических катушек.

Разумеется, коэффициент пропорциональности между магнитной индукцией и индуктированной э.д.с. можно определить для каждой пары измерительных катушек также опытным путем.

Данный комплект измерительных катушек позволяет провести измерения B_z при радиусах 32; 28,5; 25,0; 22,0; 19,0; 16,0; 13,9; 10,0 и 4,3 мм.

Измерительные катушки протягивали вдоль воздушного зазора при помощи веревки, которая наматывалась на вращающийся цилиндр. Ведущим двигателем был использован исполнительный механизм ПР-I, рабочий вал которого совершает один оборот за 65 сек. Чтобы варьировать скорость протягивания, на валу ПР-I был расположен ступенчатый наматывающий цилиндр.

Изменение амплитуд индуктированных э.д.с. регистрировали двенадцатиканальным светолучевым осциллографом типа Н105 на фотобумагу шириной 120 мм. При этом использовали вибраторы М1012-150 и М1012-300.

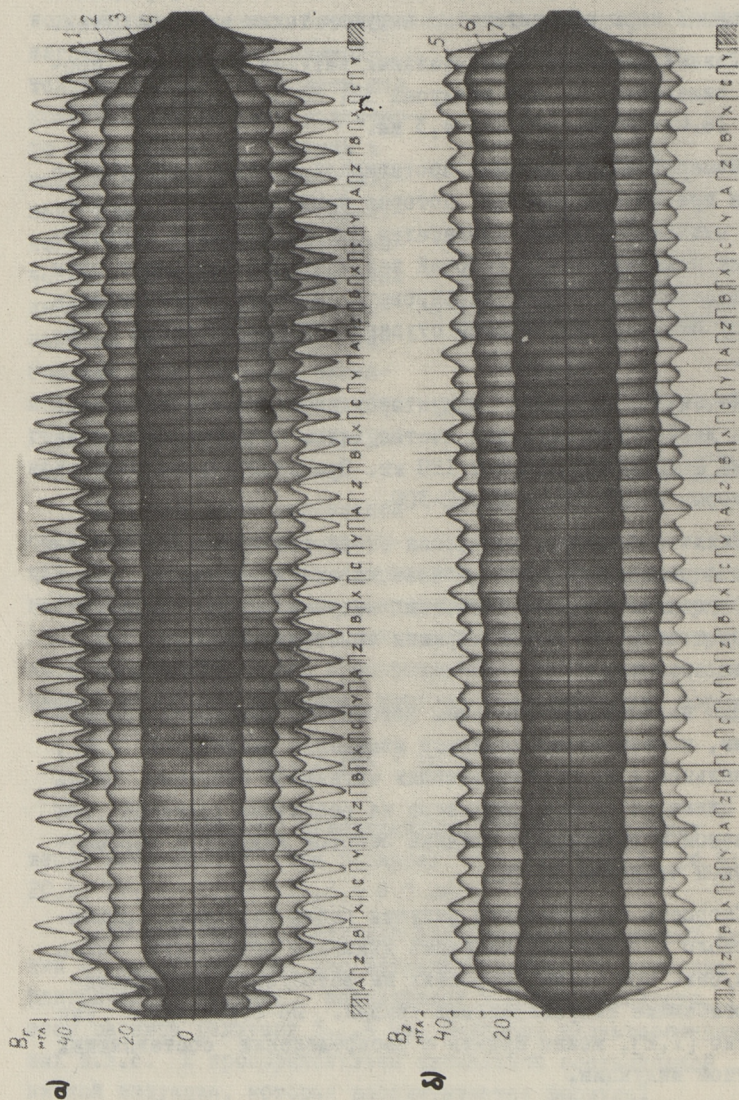
Наличие большого диапазона скоростей движения фотобумаги в осциллографе Н105 и возможности варьировать скорость протягивания измерительных катушек через индуктор позволяют получить осциллограммы желательной длины, удобные для анализа.

Для иллюстрации приведем фотоснимки некоторых осциллограмм, показывающие характер изменения радиальной (B_r) и аксиальной (B_z) составляющих магнитной индукции вдоль длины цилиндрического индуктора на различных радиусах при трехфазном и однофазном питании обмоток индуктора переменным током частотой 50 гц.

Скорость протягивания катушек вдоль индуктора равнялась около 2,9 мм/сек, скорость движения фотобумаги около 2,5 мм/сек. При таких скоростях на фотобумаге вырисовываются огибающие синусоидальных кривых. По огибающим, как известно [1,2], можно судить о распределении составляющих магнитной индукции.

Основные данные исследованного цилиндрического индуктора следующие:

- активная длина индуктора 545 мм;
- полюсное деление 45,4 мм;



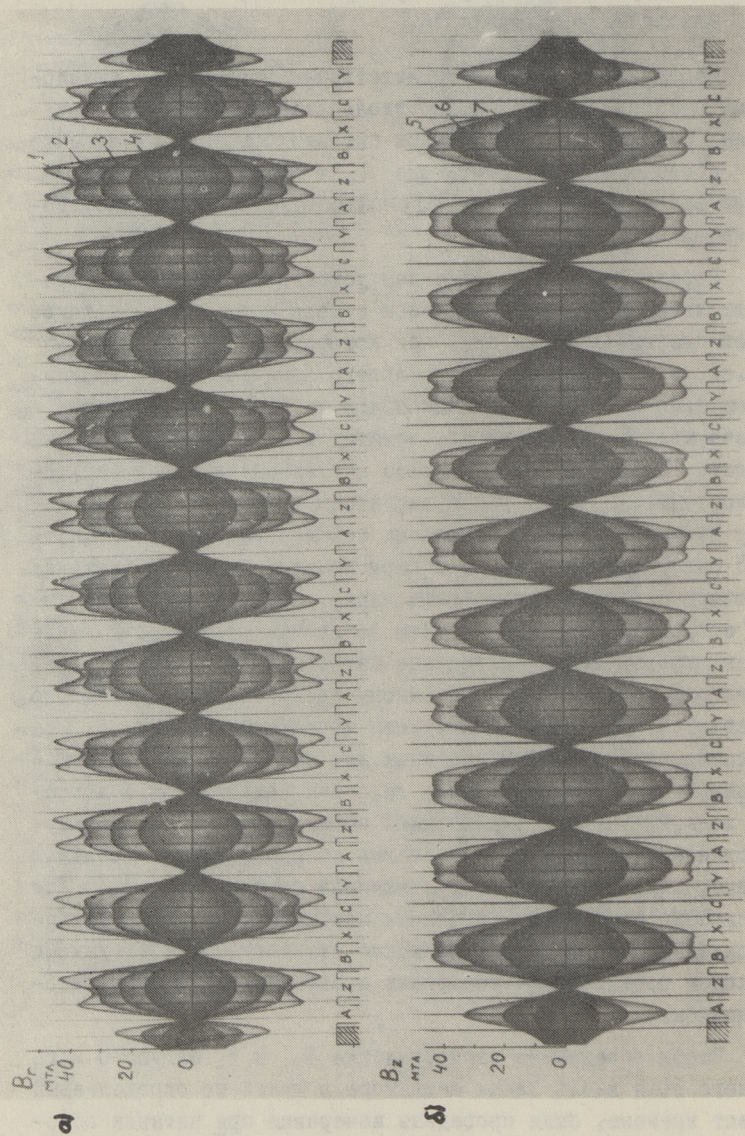
Фиг. 2. Распределение а) B_r , б) B_z по длине индуктора при трехфазном питании обмоток на различных радиусах:
 1 - $r = 20,5$ мм; 2 - $r = 17,5$ мм; 3 - $r = 14,5$ мм;
 4 - $r = 11,5$ мм; 5 - $r = 19,0$ мм; 6 - $r = 13,0$ мм;
 7 - $r = 4,3$ мм.

- ширина зубца 4 мм;
- ширина паза II, I мм;
- внутренний диаметр индуктора 52 мм;
- количество катушек 36.

На фиг. 2 показаны соответственно фотоснимки осциллограмм распределения B_r и B_z вдоль длины индуктора на различных радиусах при трехфазном питании обмоток. Измерение B_r проведено при фазном токе $I_\phi = 30$ а, а измерение B_z - при фазном токе $I_\phi = 15$ а. Использовалось соединение обмотки звездой.

Перед осциллографированием устанавливали комплект измерительных катушек в воздушном зазоре индуктора в такое положение вдоль индуктора, при котором индуктированная э.д.с. в пару катушек наибольшего диаметра была максимальной. По этой э.д.с., измеренной ламповым вольтметром, рассчитывалось значение соответствующей составляющей индукции. Затем выбирали масштаб магнитной индукции на осциллограммах с таким расчетом, чтобы использовать всю ширину фотобумаги. На приведенных осциллограммах этот масштаб был 1 мтл на 1 мм. Все пары измерительных катушек включали на вход осциллографа через регулируемые добавочные сопротивления. Уменьшением добавочного сопротивления дорегулировывалось отклонение каждого луча на экране осциллографа, согласно рассчитанному по показанию лампового вольтметра значению составляющей магнитной индукции. Эта составляющая магнитной индукции для каждой пары измерительных катушек определялась ламповым вольтметром в холостом ходе, т.е. при отключенном осциллографе. Такое регулирование компенсирует уменьшение напряжения на зажимах измерительных катушек при включении осциллографа. Для уменьшения тока в измерительных катушках и соответствующего падения напряжения можно также включить между катушками и входом осциллографа усилители с большим входным сопротивлением.

Чтобы определить распределение B_r и B_z бегущего магнитного поля вдоль длины индуктора в какой-то определенный момент времени, были проведены измерения при питании обмоток однофазным током ($I_{cz} = 0$, $I_{ax} = I_{ay} = \frac{\sqrt{3}}{2} I_\phi$, фиг. 3) частотой 50 гц.



Фиг. 3. Распределение а) B_r , и б) B_z по длине индуктора при однофазном питании обмоток. Обозначения кривых соответственно Фиг. 2.

Из всех осциллограмм видно, что распределение B_r и B_z вдоль длины индуктора вблизи внутренней поверхности индуктора сильно отличается от синусоиды, но около оси индуктора распределение практически синусоидальное.

Хотя приведенные осциллограммы были сняты при холостом ходе индуктора, т.е. без вторичной системы, описанный способ также применим для измерения B_r и B_z в воздушном зазоре индуктора при наличии вторичной системы или ферромагнитного сердечника. Можно изучать, разумеется, также магнитное поле одной фазы или отдельной катушки. Данный механизированный способ исследования магнитного поля цилиндрического индуктора особенно ценен при качественном сравнительном изучении магнитного поля при различных способах соединений и питания обмоток, для различных типов обмоток и т.д.

Л и т е р а т у р а

1. А.И. Вольдек, Г.Х. Вяльмяяэ, Х.В. Силламаа, Х.А. Тийсмус. Экспериментальное исследование магнитных полей в индукционных машинах и насосах для жидких металлов с разомкнутым магнитопроводом. Труды ТПИ, серия А, № 131, Таллин, 1958.

2. Х.И. Янес, Х.А. Тийсмус, Т.А. Веске, Х.А. Лийн, Х.А. Таммемяги. Экспериментальное исследование плоских индукционных насосов. Труды ТПИ, серия А, № 197, Таллин, 1962.

3. Х.И. Янес, Х.А. Тийсмус, Э.Г. Кюльм, А.Р. Пярлист, К.А. Ильвес. Экспериментальное исследование моделей цилиндрического насоса без внутреннего сердечника. Труды ТПИ, серия А, № 239, Таллин, 1966.

E.Külm, H.Tammemägi, H.Jänes

Mechanized Way of the Investigation of the Magnetic
Field of the Linear Cylindrical Inductors

Summary

The article describes the measurement of magnetic induction in the non-magnetic gap of a linear cylindrical inductor, using a self-writing multicanalled light-ray-oscillograph and measuring coils.

The method described in the article is particularly important when investigating the magnetic field of the inductor in which the windings are with different schemes.

УДК 621.318.38

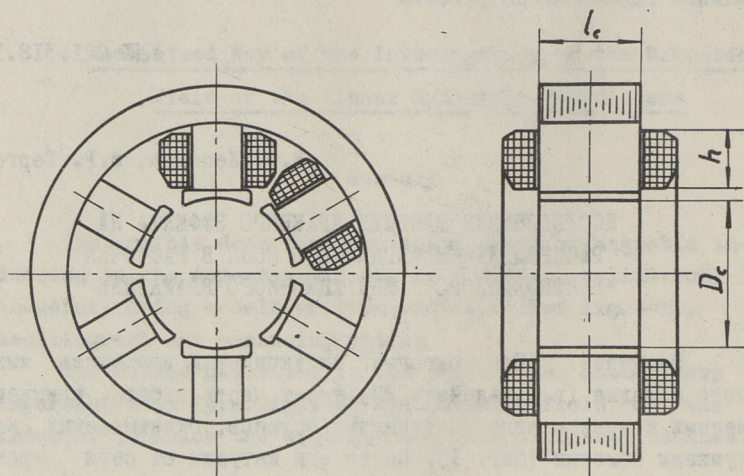
В.Ф. Кескюла, И.Р. Тертем

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА НА
РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАСТОЧКЕ
"ЯВНОПОЛЮСНОГО" ИНДУКЦИОННОГО ВРАЩАТЕЛЯ

Введение. "Явнополюсный" индукционный вращатель жидкого металла (в дальнейшем ИВ) имеет шесть зубцов, прикрепленных к ярму в виде выступающих полюсов, охватываемых катушками обмотки (фиг. 1). Питая эти катушки от сети трехфазного тока так, чтобы обмотки диаметрально противоположных "полюсов" были включены к одной и той же фазе, образуя пару "фазных полюсов", получим в расточке ИВ результирующее магнитное поле трех фаз в виде двухполюсного вращающегося поля. Эту конструкцию ИВ, предложенную ВНИИЭМ [1], можно рассматривать как разновидность ИВ "нормальной" конструкции, напоминающей статор обычной асинхронной машины, имеющей число зубцов $l = 6$, а шаг обмотки предельно укорочен, в результате чего каждая катушка обмотки охватывает только один зубец. В отличие от ИВ нормального исполнения, обмотки смежных фаз в пазах "явнополюсного" ИВ расположены рядом, в одном слое. В результате этого фактически шаг обмотки такого ИВ будет меньше $1/3$ полюсного деления результирующего магнитного поля, но если ширина открытия паза достаточно мала, то с точки зрения расчета создаваемого в расточке ИВ поля расчетный шаг обмотки может быть принят равным $1/3$ полюсного деления.

В силу малого значения шага обмотки токовая нагрузка "явнополюсного" ИВ значительно больше, чем в нормальных ИВ, что вызывает увеличение объема меди в пазах и, следовательно, но, увеличивает радиальные размеры ИВ. Однако увеличение

радиальных размеров "явнополюсного" ИВ окупается простотой конструкции и изготовления.



Фиг. 1.

При отсутствии краевых (торцовых) эффектов, вызванных конечной длиной индуктора, магнитное поле основной гармоники в расточке ИВ является однородным [1]. Из высших гармоник магнитной индукции наиболее заметными являются пятая и седьмая гармоники. Четных гармоник и гармоник кратных трем, как известно из общей теории электрических машин, в расточке такого ИВ не возникает.

Краевой эффект приводит к изменению магнитной индукции в расточке ИВ также в аксиальном направлении. Значительное влияние на распределение магнитного поля у торцов магнитопровода ИВ оказывают токи лобовых участков обмотки ИВ.

Строгий учет влияния торцовых эффектов на распределение магнитного поля в расточке ИВ представляет собой весьма трудную задачу и на практике подобные задачи решаются обычно в условиях сравнительно далеко идущих идеализации и упрощения. Так приходилось поступать и в данной работе.

В [2] показано, что влияние краевых эффектов на распределение магнитного поля основной гармоники в расточке двухполюсного ИВ нормального исполнения можно определить приближенно методом конформных отображений, для чего круговую расточку ИВ радиусом r_c нужно заменить эквивалентным плоским немагнитным зазором шириной $2\delta = 2r_c$. Толщина магнитопровода мало сказывается на распределении магнитного поля в расточке ИВ при учете токов лобовых частей обмотки [3]. Учитывая вышеуказанное, влияние краевых эффектов на распределение магнитного поля в расточке ИВ в аксиальном направлении можем исследовать на базе упрощенной плоской модели, изображенной на фиг. 2а, к которой применим метод конформных отображений. На фиг. 2а лобовые токи обмотки ИВ у торцовых поверхностей магнитопровода заменены поверхностными токами, распределенными равномерно на боковых поверхностях магнитопровода расчетной модели на участках шириной $h = y_{\Lambda 2} - y_{\Lambda 1}$. При этом линейная плотность поверхностных токов равна

$$\sigma_{\Lambda} = \frac{I_{\Lambda}}{h}, \quad (1)$$

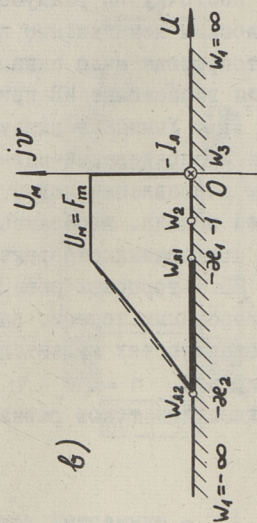
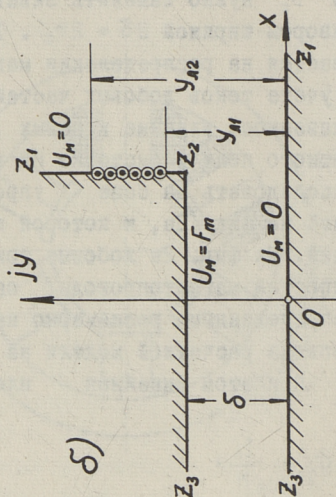
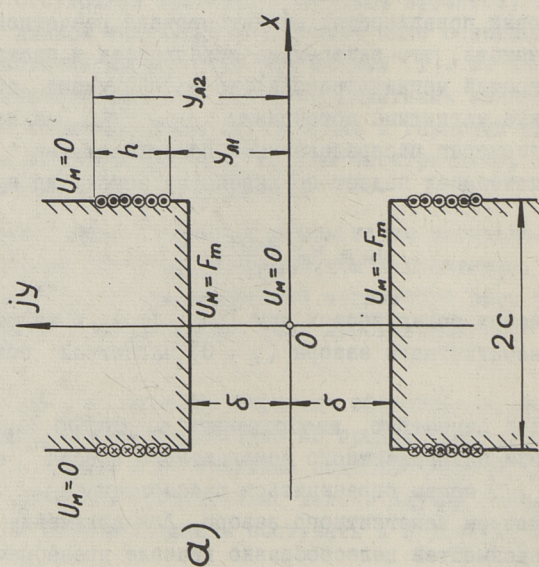
где I_{Λ} - суммарный ток лобовых участков обмотки.

При таком равномерном распределении поверхностных токов на боковых поверхностях магнитопровода расчетной модели можно считать, что внутренние поверхности и часть боковых поверхностей магнитопровода (до $|y_{\Lambda 1}|$) имеют постоянные скалярные магнитные потенциалы $U_m = \pm F_m$, а на участках с равномерно распределенными поверхностными токами магнитный потенциал падает по линейному закону до нуля:

$$U_m = F_m \frac{y_{\Lambda 2} - y}{y_{\Lambda 2} - y_{\Lambda 1}}. \quad (2)$$

На боковых поверхностях при $|y| > |y_{\Lambda 2}|$ и на средней плоскости немагнитного зазора ($y = 0$) магнитный потенциал $U_m = 0$.

Учитывая симметрию, изображенную на фигуре 2а, расчетной модели эквивалентного немагнитного зазора относительно оси x , можем ограничиться рассмотрением только верхней половины немагнитного зазора. Для получения более простых зависимостей целесообразно вначале пренебречь влия-



Фиг. 2.

нием второго (левого) края магнитопровода на распределение индукции, считая, что магнитопровод простирается влево до бесконечности. Влияние второго (левого) края магнитопровода можно затем учесть, как и в [2], при помощи метода наложения.

Распределение магнитной индукции у края эквивалентного немагнитного зазора. Плоскость рассматриваемой области эквивалентного немагнитного зазора у края магнитопровода изображена схематически на фиг. 2б в виде комплексной плоскости $z = x + jy$. Конформное отображение указанной области на верхнюю полуплоскость $w = u + jv$ (фиг. 2в) осуществляется функцией [3]

$$z = \frac{\delta}{\pi} \left[2\sqrt{w+1} + \ln \frac{\sqrt{w+1}-1}{\sqrt{w+1}+1} \right] + c \quad (3)$$

или

$$z = 2 \frac{\delta}{\pi} \left[\sqrt{w+1} - \operatorname{arth} \frac{1}{\sqrt{w+1}} \right] + c, \quad (4)$$

где c — половина ширины магнитопровода (фиг. 2а).

Так как потенциалы точек поверхностей магнитопровода, ограничивающие немагнитный зазор, при конформном отображении не изменяются, то через отображающую функцию (4) можно найти распределение скалярного магнитного потенциала также на оси u плоскости w , где ось u с точками $w_1 = \pm \infty$, $w_2 = -1$ и $w_3 = 0$ соответствует ломаной линии $z_1 - z_2 - z_3 - z_1$ в плоскости z . При этом левый край магнитопровода, удаленный в плоскости z в бесконечность, переходит в плоскости w в начало координат ($w_3 = 0$), а соответствующий распределенный лобовой ток левого края магнитопровода переходит в линейный ток $-I_A$ в точке $w_3 = 0$. Лобовой ток на правой боковой поверхности магнитопровода в плоскости w распределен на оси u между точками $w_{A1} = -x_1$ и $w_{A2} = -x_2$, соответствующими точкам $z_{A1} = c + jy_{A1}$ и $z_{A2} = c + jy_{A2}$ в плоскости z .

Поскольку координаты у боковой поверхности магнитопровода определяются из (4) по формуле

$$y = 2 \frac{\delta}{\pi} \left[\sqrt{-u-1} + \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-u-1}} \right], \quad (5)$$

то соответствующее распределение скалярного магнитного потенциала на оси u между точками w_{Λ_1} и w_{Λ_2} определяется согласно (2) и (5) выражением

$$U_M(u) = F_m \left[\frac{y_{\Lambda_2}}{h} - \frac{2}{\pi} \frac{\delta}{h} \left(\sqrt{-u-1} + \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-u-1}} \right) \right]. \quad (6)$$

На оси u между точками $u = -x_1$ и $u = 0$ магнитный потенциал $U_M = F_m$, а на остальных участках оси u равен нулю. На фиг. 2б приведен график распределения потенциала U_M по оси u (сплошная кривая), рассчитанный изложенным выше методом для случая, когда $y_{\Lambda_1} = 1,1\delta$ и $y_{\Lambda_2} = 1,5\delta$.

Как показывает анализ формулы (6) и график $U_M(u)$, изображенный на фиг. 2в, распределение магнитного потенциала по оси u на участке $w_{\Lambda_1} \dots w_{\Lambda_2}$ с достаточной точностью можно аппроксимировать прямой линией (пунктирная линия), описываемой формулой

$$U_M(u) = F_m \frac{x_{12} + u}{x_{12}}, \quad (7)$$

где $x_{12} = x_2 - x_1$.

По распределению скалярного магнитного потенциала по оси u плоскости w можем найти комплексный потенциал магнитного поля в плоскости w , используя интеграл Шварца для верхней полуплоскости [4]

$$W(w) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{U_M(\xi) d\xi}{\xi - w} + K, \quad (8)$$

а затем легко определить и распределение магнитной индукции.

По аппроксимированному распределению магнитного потенциала U_M по оси u (фиг. 2в) и по формуле (7) находим для комплексного потенциала выражение

$$W(w) = \frac{1}{\pi} \int_{-x_2}^{-x_1} \frac{F_m(x_{12} + \xi)}{x_{12}(\xi - w)} d\xi + \int_{-x_1}^0 \frac{F_m d\xi}{\xi - w} =$$

$$= \frac{F_m}{\pi} \left(\frac{w+x_2}{x_{12}} \ln \frac{w+x_1}{w+x_2} + \ln \frac{w}{w+x_1} + 1 \right) + K, \quad (9)$$

где K — действительная постоянная.

Вектор магнитной индукции в плоскости w определяется по формуле

$$\overline{B}_w = -j\mu_0 \frac{d\overline{W}(w)}{dw} = -j\mu_0 \frac{F_m}{\pi} \left(\frac{1}{w} - \frac{1}{x_{12}} \ln \frac{\overline{w}+x_2}{\overline{w}+x_1} \right), \quad (10)$$

где $\overline{w} = u - jv$ — сопряженная координата плоскости w .

Вектор магнитной индукции в плоскости z определяется через отображающую функцию формулой

$$\overline{B}_z = \overline{B}_w \left(\frac{dw}{dz} \right) = \overline{B}_w \frac{\pi}{\delta} \frac{\overline{w}}{\sqrt{\overline{w}+1}}. \quad (11)$$

Подставляя в (II) выражение $\overline{B}_w$ из (10), получим для вектора магнитной индукции в плоскости z зависимость

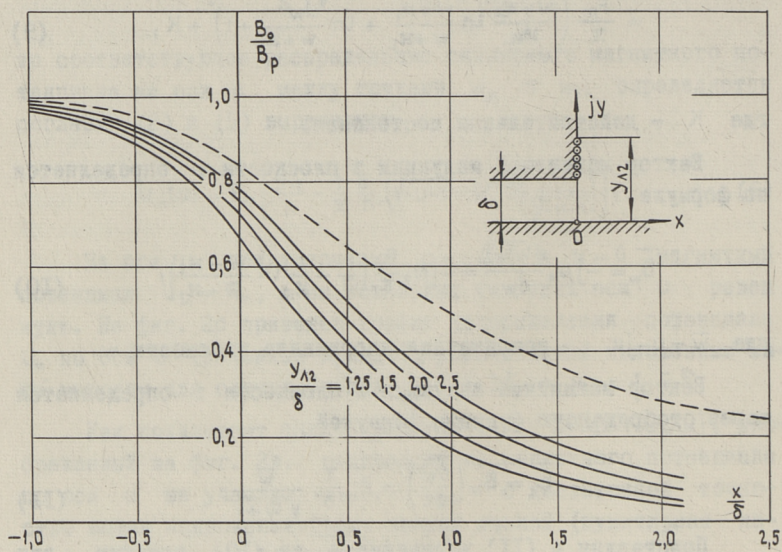
$$\overline{B}_z = -jB_p \frac{1}{\sqrt{\overline{w}+1}} \left(1 - \frac{\overline{w}}{x_{12}} \ln \frac{\overline{w}+x_2}{\overline{w}+x_1} \right), \quad (12)$$

где через

$$B_p = \mu_0 \frac{F_m}{\delta} \quad (13)$$

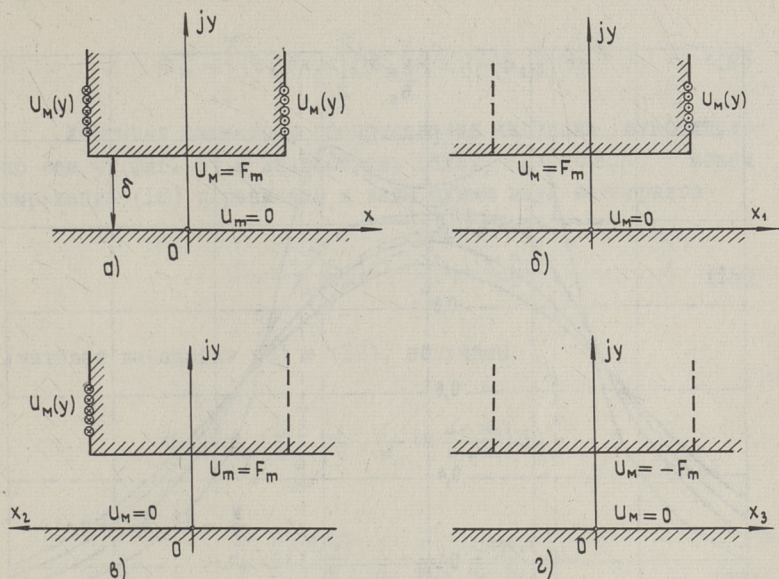
обозначена индукция в немагнитном зазоре при отсутствии краевого эффекта, т.е. когда магнитное поле в зазоре однородно.

На фиг. 3 приведены кривые распределения относительной магнитной индукции в средней плоскости немагнитного зазора, рассчитанные по формулам (4) и (12) для $y_{\Lambda 1} = \delta$ при разных значениях $y_{\Lambda 2}$. Для сравнения пунктиром приведено распределение индукции при $y_{\Lambda 1} = y_{\Lambda 2} = \infty$. Как видно из приведенных кривых, распределение магнитной индукции у края магнитопровода в значительной мере зависит от распределения токов лобовых частей обмотки.



Фиг. 3.

Распределение индукции в эквивалентном немагнитном зазоре при учете влияния обоих краев магнитопровода. Выше было определено распределение магнитной индукции в немагнитном зазоре по заданному распределению скалярного магнитного потенциала на поверхностях, ограничивающих рассматриваемую область пространства. Исходя из этого, можно для учета влияния обоих краев магнитопровода на распределение магнитной индукции в немагнитном зазоре в полосе $0 \leq y \leq \delta$ применить метод наложения, считая систему линейной. Для этого заменим заданное на расчетной модели (фиг. 4а) распределение магнитного потенциала тремя системами магнитных потенциалов, ограничивающих рассматриваемую область немагнитного зазора (фиг. 4б, в, г). При сложении магнитных полей, создаваемых указанными системами магнитных потенциалов в полосе $0 \leq y \leq \delta$, получим результирующее поле в рассматриваемой области зазо-



Фиг. 4.

ра, соответствующее полю магнитопровода на фиг. 4а. Тогда индукция в немагнитном зазоре определяется как сумма трех составляющих

$$\bar{B}_z = \bar{B}_{z1} + \bar{B}_{z2} + \bar{B}_{z3}, \quad (I4)$$

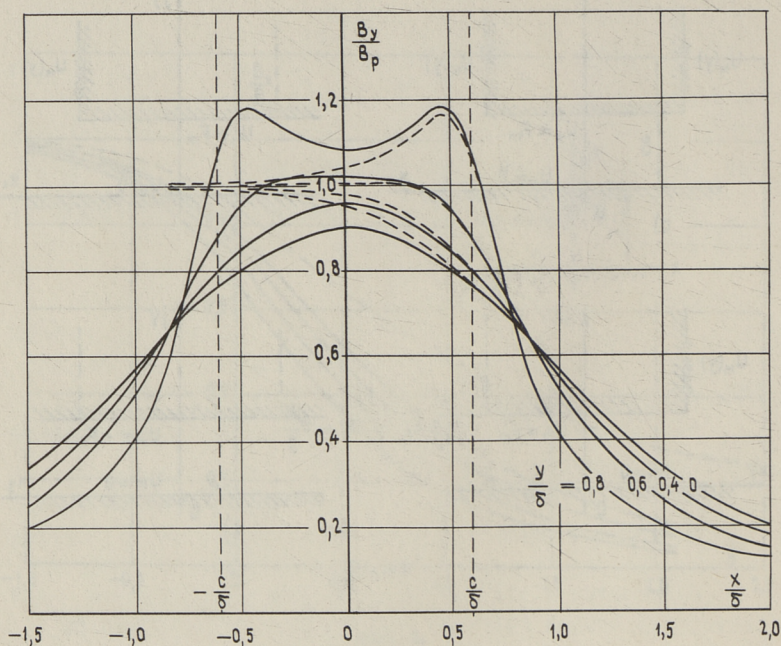
где

$$\bar{B}_{z1} = -j B_p \frac{1}{\sqrt{\bar{w}_1 + 1}} \left(1 - \frac{\bar{w}_1}{\bar{x}_{12}} \ln \frac{\bar{w}_1 + \bar{x}_{12}}{\bar{w}_1 + \bar{x}_{11}} \right), \quad (I5)$$

$$\bar{B}_{z2} = -j B_p \frac{1}{\sqrt{\bar{w}_2 + 1}} \left(1 - \frac{\bar{w}_2}{\bar{x}_{12}} \ln \frac{\bar{w}_2 + \bar{x}_{12}}{\bar{w}_2 + \bar{x}_{11}} \right), \quad (I6)$$

$$\bar{B}_{z3} = j B_p. \quad (I7)$$

В формулах (I5) и (I6) нужно принять $\bar{w}_1 = \bar{w}$, так как $x_1 = x$, а $\bar{w}_2 = \bar{w}$ при $x_2 = -x_1$.



Фиг. 5.

На фиг. 5 приведены кривые распределения относительной вертикальной составляющей магнитной индукции в немагнитном зазоре при различных значениях координаты $y = \text{const}$, рассчитанные по формулам (I4) ... (I7) для $2c/2\delta = 0,6$, $y_{\Lambda 1}/\delta = 1$ и $y_{\Lambda 2}/\delta = 2,4$. Пунктиром приведено распределение индукции, рассчитанное только с учетом влияния одного края магнитопровода.

Магнитные потоки. Полный магнитный поток через среднюю плоскость немагнитного зазора на единицу длины зазора, при учете влияния обоих краев магнитопровода, определяется формулой

$$\Phi_m = \int_{-\infty}^{\infty} |B_z| dx = \int_{-\infty}^{\infty} (|B_{z1}| + |B_{z2}| - |B_{z3}|) dx. \quad (18)$$

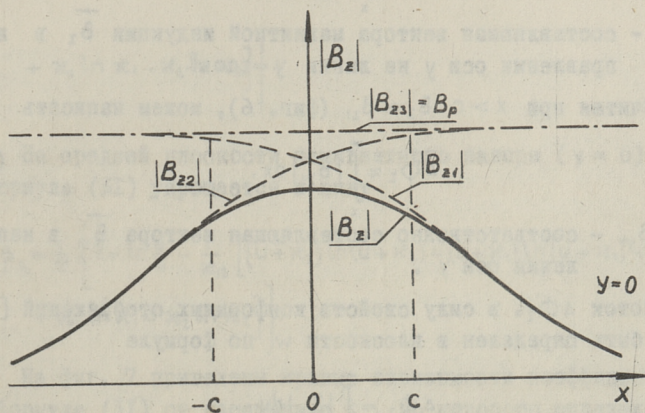
Учитывая симметрию распределения индукции относительно оси y (фиг. 6) и взаимосвязь между B_{z1} и B_{z2} , можем выражение (18) переписать в виде суммы двух интегралов

$$\Phi_m = 2 \int_0^{\infty} |B_{z1}| dx - 2 \int_0^0 (B_p - |B_{z1}|) dx. \quad (19)$$

Учитывая выражения (3) и (12), получаем

$$\begin{aligned} \Phi_m = B_p 2 \int_{u_0}^{\infty} \left(\frac{1}{u} - \frac{1}{x_{12}} \ln \frac{u+x_2}{u+x_1} \right) du - \\ - B_p 2 \int_0^{u_0} \left(\frac{\sqrt{u+1}}{u} - \frac{1}{u} + \frac{1}{x_{12}} \ln \frac{u+x_2}{u+x_1} \right) du, \end{aligned} \quad (20)$$

где u_0 — точка на оси u плоскости w , соответствующая началу координат плоскости z .



Фиг. 6.

Интегрирование уравнения (20) дает для магнитного потока выражение

$$\Phi_m = B_p \left[2c + 2 \frac{\delta}{\pi} \left(1 - \ln 4 + \frac{x_2 \ln x_2 - x_1 \ln x_1}{x_{12}} \right) \right]. \quad (21)$$

Магнитный поток через среднюю плоскость немагнитного зазора до расстояний $\pm x$ от центра будет

$$\Phi_x = \Phi_m - 2\Delta\Phi_x, \quad (22)$$

где $\Delta\Phi_x$ - поток в полосе от x до ∞

$$\Delta\Phi_x = \int_x^{\infty} |B_z| dx. \quad (23)$$

Магнитный поток через другие плоскости $y = \text{const}$ немагнитного зазора, параллельные средней плоскости ($y = 0$) до расстояния $\pm x$ от центра индуктора, определяется аналогично по формуле

$$\Phi_z = \Phi_m - 2\Delta\Phi_z, \quad (24)$$

где поток в полосе $x \dots \infty$ при $y \neq 0$ равен

$$\Delta\Phi_z = \int_x^{\infty} |B_y| dx, \quad (25)$$

а B_y - составляющая вектора магнитной индукции $\vec{B}_z$ в направлении оси y на линии $y = \text{const}$.

Считая при $x > c$ $B_z \approx B_{z1}$ (фиг. 6), можем написать

$$\Delta\Phi_z \approx \int_x^{\infty} |B_{y1}| dx, \quad (26)$$

где B_{y1} - соответственно составляющая вектора $\vec{B}_{z1}$ в направлении оси y .

Поток $\Delta\Phi_z$, в силу свойств конформных отображений [4], может быть определен в плоскости w по формуле

$$\Delta\Phi_z = \int_u^{\infty} |B_v| du, \quad (27)$$

где B_v - составляющая вектора магнитной индукции $\vec{B}_w$ в плоскости w в направлении оси v .

$$B_v = \text{Im} [\vec{B}_w] = -\mu_0 \frac{F_m}{\pi} \left[\frac{u}{u^2 + v^2} - \frac{1}{x_{12}} \ln \sqrt{\frac{(u+x_2)^2 + v^2}{(u+x_1)^2 + v^2}} \right]. \quad (28)$$

Подставляя B_v по (28) в уравнение (27) и проведя интегрирование, находим

$$\Delta \Phi_z = B_p \frac{\delta}{\pi} \left\{ \frac{1}{x_{12}} \left[(u+x_2) \ln \sqrt{(u+x_2)^2 + v^2} - (u+x_1) \ln \sqrt{(u+x_1)^2 + v^2} + \text{varctg} \frac{x_{12}v}{(u+x_1)(u+x_2)+v^2} \right] - \ln \sqrt{u^2 + v^2} - 1 \right\}. \quad (29)$$

Учитывая (21), (25) и (29), получим окончательно для магнитного потока Φ_z выражение

$$\Phi_z = B_p (2c + \beta_z 2\delta), \quad (30)$$

где

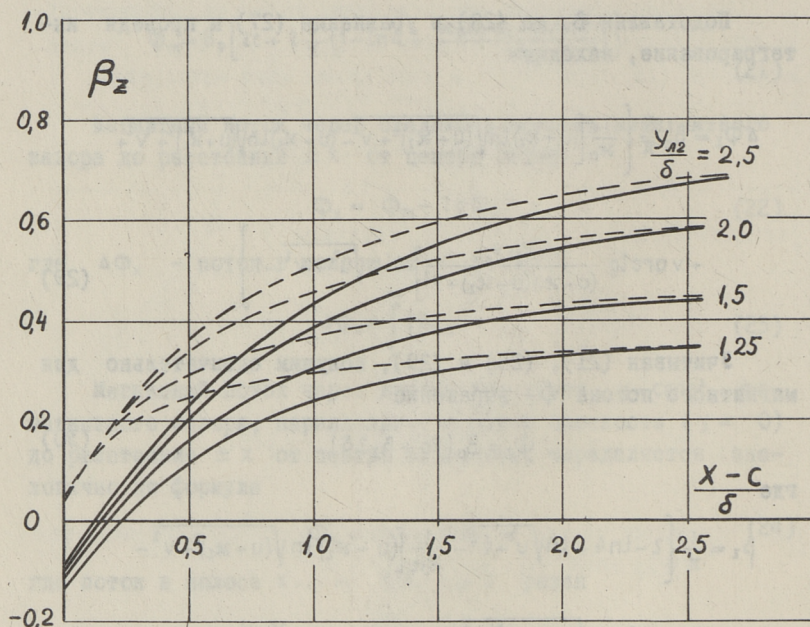
$$\beta_z = \frac{1}{\pi} \left\{ 2 - \ln 4 + \ln \sqrt{u^2 + v^2} - \frac{1}{x_{12}} \left[(u+x_2) \ln \sqrt{(u+x_2)^2 + v^2} - (u+x_1) \ln \sqrt{(u+x_1)^2 + v^2} + \text{varctg} \frac{x_{12}v}{(u+x_1)(u+x_2)+v^2} + x_1 \ln x_1 - x_2 \ln x_2 \right] \right\}. \quad (31)$$

На средней плоскости немагнитного зазора ($y = 0$) $v = 0$ и формула (31) упрощается к виду

$$\beta_x = \frac{1}{\pi} \left\{ 2 + \ln \frac{u}{4} - \frac{1}{x_{12}} \left[(u+x_2) \ln(u+x_2) - (u+x_1) \ln(u+x_1) + x_1 \ln x_1 - x_2 \ln x_2 \right] \right\}. \quad (32)$$

На фиг. 7 приведены кривые зависимости коэффициента β_z по формуле (31) от расстояния x , до которого определяется магнитный поток при $y_{\Lambda 1} / \delta = 1,0$, при различных значениях $y_{\Lambda 2}$. Сплошные кривые соответствуют средней плоскости не-

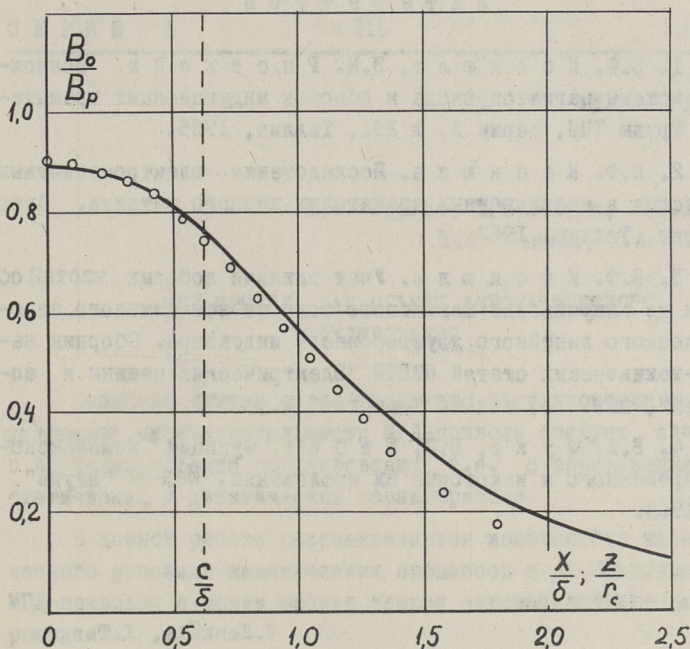
магнитного зазора, а пунктирные - параллельной плоскости
 $y = 0,7\delta$.



Фиг. 7.

Чтобы проверить применимость полученных формул для учета краевых эффектов на распределение магнитного поля основной гармоники в расточке "явнополюсного" ИВ, на фиг. 8 сопоставлены данные расчетного и экспериментального распределения магнитной индукции на оси расточки ИВ. Экспериментальные данные, приведенные в виде точек, получены для "явнополюсного" ИВ, имеющего диаметр расточки $D_c = 190$ мм, длину пакета стали индуктора $l_c = 120$ мм и высоту катушек обмотки возбуждения $h = 115$ мм. Указанные данные сопоставлены с расчетными (сплошная кривая) для средней плоскости эквивалентного плоского немагнитного зазора с соответствующими относительными параметрами ($c/\delta = 0,62$; $y_{\Lambda 1}/\delta = 1,08$; $y_{\Lambda 2}/\delta = 2,3$).

Внутри расточки ИВ данные эксперимента хорошо совпадают с расчетной кривой, а за пределами индуктора точки экс-



Фиг. 8.

перимента расположены, как и следовало ожидать, несколько ниже расчетной кривой, что вызвано, в основном, боковым распором магнитных линий за пределами расточки реального ИВ круговой конструкции и размагничивающим действием вихревых токов в торцовых листах стали магнитопровода. Так как расхождение экспериментальных данных с расчетными за пределами расточки индуктора все же незначительно, то примененный метод учета влияния краевых эффектов может считаться вполне приемлемым. Указанным путем можно определить полезный магнитный поток через вторичную систему, размещаемую в расточке ИВ, а также основной поток магнитопровода, проходящий через немагнитный зазор. Результаты данной работы, разумеется, могут быть применены и для расчета магнитного поля в немагнитном зазоре плоских индукторов аналогичной конструкции.

Л и т е р а т у р а

1. В.Ф. Кескюла, Э.М. Ристхейн. Возможные системы магнитопровода и обмоток индукционных вращателей. Труды ТПИ, серия А, № 231, Таллин, 1965.
2. В.Ф. Кескюла. Исследование электромагнитных процессов в индукционных вращателях жидкого металла. Автореферат, Таллин, 1967.
3. В.Ф. Кескюла. Учет влияния лобовых частей обмотки на выпучивание магнитного поля из немагнитного зазора плоского линейного двустороннего индуктора. Сборник научно-технических статей НИПТИ "Электрические машины и аппараты", вып. 13, изд-во "Энергия", М., 1971.
4. Б.А. Фукс, Б.В. Шабат. Функции комплексного переменного и некоторые их приложения. Изд-во "Наука", М., 1964.

V.Kesküla, I.Tergem

The Influence of the Edge Effect on the Distribution
of the Magnetic Field in the Air-Gap of a "Salient
Pole" Induction Rotator

Summary

The paper deals with the investigation of the distribution of the primary magnetic field in the air-gap of a field pole induction rotator, affected by the edge effect. The approximate solution of the problem has been presented on the basis of the conformal transformation. The formulae for the magnetic induction and the magnetic flux have been derived. The theoretical results have been compared with the experimental data.

УДК 621.731.8.38

Ю.Я. Лаугис, Т.В. Лехтла, В.В. Лойгом,
Х.А. Саккос, Х.А. Тийсмус

МГД-ПРИВОД КАК ОБЪЕКТ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ

Создание систем автоматического регулирования для стабилизации производительности МГД-привода следует начинать с изучения объекта регулирования, т.е. с определения его статических и динамических характеристик.

В данной работе рассматриваются возможности математического описания динамических процессов в индукционных МГД-приводах с точки зрения теории автоматического регулирования.

Аналитическое выражение для статической характеристики МГД-насоса можно получить исходя из уравнения равновесия напора в установившемся режиме:

$$p_{эм} = p_c + \Delta p, \quad (1)$$

где $p_{эм}$ — электромагнитный напор, развиваемый МГД-насосом;

p_c — статический напор столба жидкого металла;

Δp — суммарные гидравлические потери напора в металлотракте, состоящем из канала насоса и гидротракта для направленного движения жидкого металла.

Согласно [1] электромагнитный напор

$$p_{эм} = p_0 U_\phi^2 \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right) \quad (2)$$

и суммарные гидравлические потери

$$\Delta p = k_2 Q^2, \quad (3)$$

где p_0 - единичный напор, развиваемый МГД-насосом в режиме короткого замыкания (при скольжении $s = 1$) при $U_\phi = 1$ в;
 Q_0 - производительность идеального холостого хода МГД-насоса;
 U_ϕ - напряжение питания МГД-насоса (фазное);
 Q - текущая производительность МГД-привода;
 k_2 - коэффициент гидравлических потерь в металло-тракте.

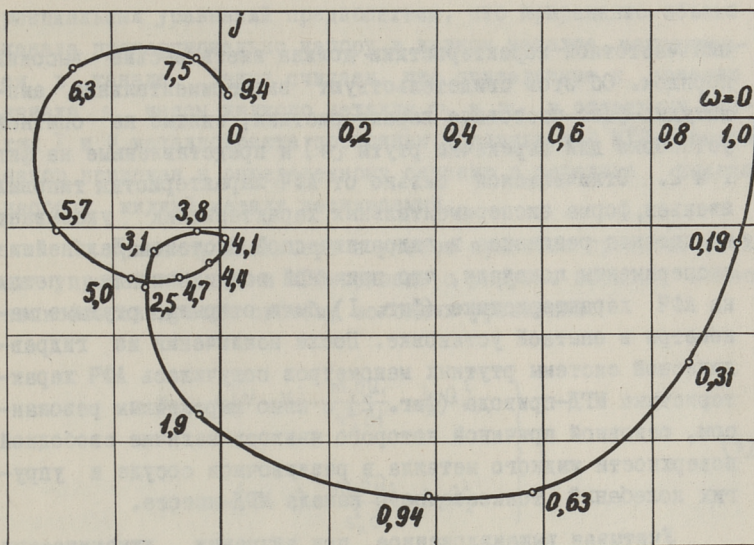
Совместное решение уравнений (1) ... (3) относительно производительности $U_\phi = \text{var}$ дает статическую характеристику МГД-привода $Q = f(U_\phi)$ в следующем виде:

$$Q = -\frac{p_0 U_\phi^2}{2 k_2 Q_0} + \sqrt{\frac{p_0^2 U_\phi^4}{4 k_2^2 Q_0^2} - \frac{1}{k_2} (p_c + p_0 U_\phi^2)}. \quad (4)$$

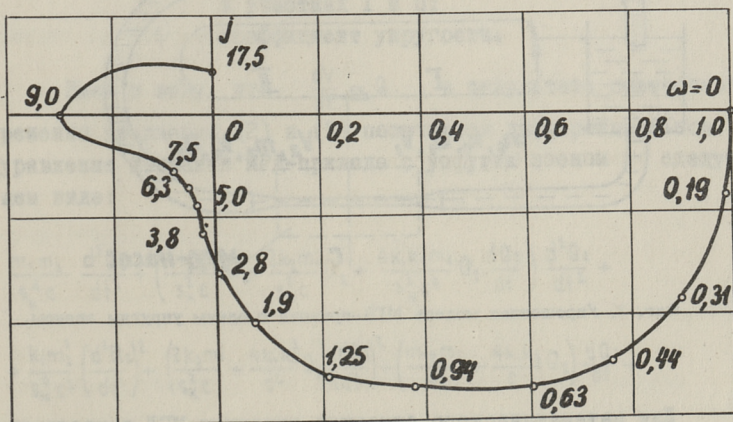
Динамические свойства МГД-привода в переходных процессах определяются в общем случае совокупностью электромагнитных, гидравлических и тепловых процессов. В МГД-устройствах часть энергии электромагнитного поля превращается в энергию движения жидкого металла (в кинетическую), часть рассеивается в окружающую среду. Кинетическая энергия в свою очередь может превращаться в потенциальную и наоборот.

Исследования конкретных МГД-приводов показали, что скорость превращения отдельных видов энергии весьма различна. Так, в [2] показано, что длительность электромагнитных переходных процессов в МГД-устройствах сравнима с длительностью их в асинхронных двигателях и в зависимости от вида и мощности устройства может находиться в пределах от 0,035 до 0,35 секунды. В то же время длительность тепловых переходных процессов в малых устройствах достигает нескольких десятков минут. Сравнение этих величин с длительностью гидравлических переходных процессов, протекающих в течение нескольких секунд [3], показывает, что при изучении динамики МГД-привода в первом приближении можно ограничиться рассмотрением только гидравлических переходных процессов.

Как показали экспериментальные исследования различных типов МГД-приводов [3], аппроксимирующая передаточная функ-



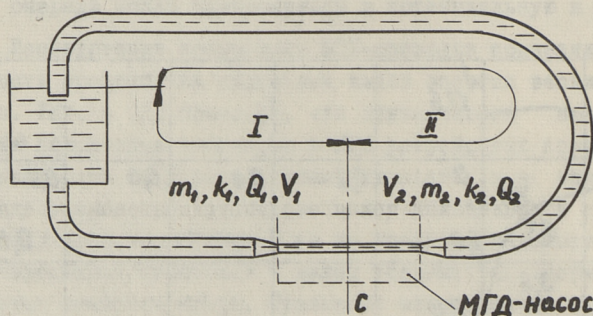
Фиг. 1. АФЧ характеристика МГД-привода при наличии в гидравлической системе открытых ртутных манометров и упругого канала.



Фиг. 2. АФЧ характеристика МГД-привода при наличии только упругого канала.

пия частотной характеристики должна иметь весьма высокий порядок. Об этом свидетельствуют экспериментальные амплитудно-фазо-частотные характеристики, снятые на опытной установке для перекачки ртути [4] и представленные на фиг. 1 и 2. Отличающаяся сильно от АФЧ характеристик типовых звеньев, форма экспериментальных характеристик указывает на явление резонанса в гидравлической системе. Дальнейшие эксперименты показали, что причиной возникновения петли на АФЧ характеристике (фиг. 1) были открытые ртутные манометры в опытной установке. После исключения из гидравлической системы ртутных манометров получилась АФЧ характеристика МГД-привода (фиг. 2) с явно выраженным резонансом, основной причиной которого явилось наличие свободной поверхности жидкого металла в разливочном сосуде и упругих колебаний тонкостенного канала МГД-насоса.

Учитывая вышеизложенное, при изучении динамических свойств МГД-привода в некоторых случаях (особенно при наличии тонкостенного канала из упругого материала) необходимо учитывать возможность возникновения упругих колебаний в гидравлической системе.



Фиг. 3. Упрощенная модель МГД-привода с одним упругим звеном.

Для математического описания динамики МГД-привода рассмотрим гидравлическую систему с одним упругим звеном. Упрощенная схема такой системы представлена на фиг. 3, где упругим звеном является канал МГД-насоса. При выводе диффе-

ренциальных уравнений предполагаем, что приращение объема канала пропорционально напору в жидком металле, находящемся в канале. Также считаем, что приведенные к сечению канала s_k массы жидкого металла m_1 и m_2 в отдельных частях I и II металлотректа постоянны; развиваемый МГД-насосом напор приложен к определенному сечению в середине канала насоса; жидкий металл несжимаемый.

По принципу Даламбера с учетом принятых предположений для упрощенной модели МГД-привода с упругим звеном можно написать следующую систему исходных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} p_{эм} - c(V_1 - V_2) &= \frac{m_1 dQ_1}{s_k^2 dt} + k_1 Q_1^2 \\ p_c + c(V_1 - V_2) &= \frac{m_2 dQ_2}{s_k^2 dt} + k_2 Q_2^2 \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где $V_1 - V_2 = \Delta V$ — приращение объема канала;

V_1, V_2 — объемы участков I и II металлотректа;

m_1, m_2 — массы жидкого металла в участках I и II;

Q_1, Q_2 — текущие производительности в участках I и II;

k_1, k_2 — коэффициенты гидравлических потерь напора в участках I и II;

c — коэффициент упругости.

Имея в виду, что $\frac{dV}{dt} = Q$, в результате совместного решения уравнений (2) и (5) получается дифференциальное уравнение движения МГД-привода с упругим звеном в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \frac{m_1 m_2}{s_k^4 c} \frac{d^3 Q_1}{dt^3} + \left(\frac{2k_1 m_2}{s_k^2 c} Q_1 + \frac{2k_2 m_1}{s_k^2 c} Q_2 + \frac{4k_1 k_2 m_2}{s_k^2 c^2} Q_1 \frac{dQ_2}{dt} \right) \frac{d^2 Q_1}{dt^2} + \\ & + \frac{k_1 m_1^2}{s_k^4 c^2} \left(\frac{d^2 Q_1}{dt^2} \right)^2 + \left(\frac{2k_2 m_1}{s_k^2 c} + \frac{4k_1 k_2}{c^2} Q_2 \right) \left(\frac{dQ_1}{dt} \right)^2 + \left(\frac{m_1 + m_2}{s_k^4} + \frac{4k_1 k_2}{c} Q_2 \right) \frac{dQ_1}{dt} + \\ & + (k_1 + k_2) Q_2^2 - p_0 U_\Phi^2 + \frac{p_0}{Q_0} U_\Phi^2 Q_2 - p_c = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Полученное уравнение содержит производные переменных и является нелинейным, отличным от типичных нелинейностей, разделимых на линейную часть и безынерционное звено. Поэтому для получения передаточной функции МГД-привода запишем дифференциальное уравнение через отклонения переменных величин от их установившихся значений. Тогда вблизи установившегося режима величинами второго порядка и выше, ввиду их малости, можно пренебречь.

Обозначим уравнение (6) через F , тогда

$$F(U_\phi, Q_1, Q_1', Q_1'', Q_1''') = 0, \quad (7)$$

где Q_1' , Q_1'' и Q_1''' — соответственно первое, второе и третье производные от Q_1 .

Разложив F в ряд Тейлора и пренебрежив слагаемыми, содержащими производные в степенях выше первой, получим

$$\left(\frac{\partial F}{\partial U_\phi}\right)_y \Delta U_\phi + \left(\frac{\partial F}{\partial Q_1}\right)_y \Delta Q_1 + \left(\frac{\partial F}{\partial Q_1'}\right)_y \Delta Q_1' + \left(\frac{\partial F}{\partial Q_1''}\right)_y \Delta Q_1'' + \left(\frac{\partial F}{\partial Q_1'''}\right)_y \Delta Q_1''' = 0, \quad (8)$$

где индекс y обозначает, что частные производные от F берут для установившегося режима. Подставляя в выражения частных производных значения переменных в установившемся режиме, получим

$$\left(\frac{\partial F}{\partial U_\phi}\right)_y = 2p_0 U_{\phi y} \left(\frac{Q_{2y}}{Q_0} - 1\right),$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial Q_1}\right)_y = 2(k_1 + k_2) Q_{2y} + \frac{p_0}{Q_0} U_{\phi y}^2,$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial Q_1'}\right)_y = \frac{m_1 + m_2}{s_k^2} + \frac{4k_1 k_2}{c} Q_{2y},$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial Q_1''}\right)_y = \frac{2(k_1 m_2 + k_2 m_1)}{s_k^2 c} Q_{2y},$$

$$\left(\frac{\partial F}{\partial Q_1'''}\right)_y = \frac{m_1 m_2}{s_k^2 c}.$$

Передаточная функция МГД-привода на основе (8) имеет вид

$$W(p) = \frac{K}{Ap^3 + Bp^2 + Cp + 1}, \quad (9)$$

где

$$K = \frac{\left(\frac{\partial F}{\partial U_{\Phi}}\right)_y}{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2}\right)_y}; \quad A = \frac{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2^{III}}\right)_y}{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2}\right)_y}; \quad B = \frac{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2^{II}}\right)_y}{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2}\right)_y} \quad \text{и} \quad C = \frac{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2^I}\right)_y}{\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2}\right)_y}.$$

Получаемое после подстановки в (9) значений частных производных выражение передаточной функции трудно поддается анализу. Поэтому будем далее считать, что во время переходного процесса напор, развиваемый насосом, не зависит от скольжения, что равносильно условию $Q_0 = \infty$. Такое упрощение весьма оправдано, если учитывать, что во многих случаях в практике МГД-устройства работают вблизи скольжения $s = 1$.

В таком случае $\left(\frac{\partial F}{\partial Q_2}\right)_y = 2(k_1 + k_2)Q_{2y}$ и передаточную функцию можно записать в следующем виде:

$$W(p) = \frac{K}{T_1 \frac{q}{\gamma^2} p^3 + \left(1 + \frac{T_1}{T_2}\right) \frac{q}{\gamma^2} p^2 + \left(T_1 \frac{q}{\mu} + \frac{q}{T_2 \gamma^2}\right) p + 1}. \quad (10)$$

Передаточный коэффициент

$$K = \frac{p_0 U_{\Phi y}}{(k_1 + k_2) Q_{2y}}. \quad (11)$$

Постоянные времени I и II частей гидравлической системы

$$T_1 = \frac{m_1}{2k_1 s_k^2 Q_{2y}} \quad \text{и} \quad T_2 = \frac{m_2}{2k_2 s_k^2 Q_{2y}}.$$

Частота собственных колебаний II части гидравлической системы

$$\nu = s_k \sqrt{\frac{c}{m_2}}.$$

Коэффициент распределения масс

$$\mu = \frac{m_1}{m_1 + m_2}.$$

Коэффициент распределения гидравлических сопротивлений

$$q = \frac{k_1}{k_1 + k_2}.$$

В более простом случае, при жесткой гидравлической системе $c = \infty$ и передаточная функция (10) превращается в передаточную функцию звена первого порядка

$$W(p) = \frac{K}{T_p + 1}. \quad (12)$$

В таком случае передаточный коэффициент

$$K = \frac{p_0 U_{\phi y}}{k_2 Q_{2y}}$$

и постоянная времени

$$T = T_1 \frac{q}{\mu} = \frac{m}{2 k_2 s_k^2 Q_{2y}},$$

где $m = m_1 + m_2$ — масса жидкого металла во всей гидравлической системе;

$k_2 = k_1 + k_2$ — суммарный коэффициент гидравлических сопротивлений.

При учете зависимости развиваемого МГД-насосом напора от скольжения, согласно (2), передаточный коэффициент

$$K_s = \frac{2 p_0 U_{\phi y} (Q_0 - Q_{2y})}{p_0 U_{\phi y}^2 + 2 k_2 Q_0 Q_{2y}}$$

и постоянная времени

$$T_s = \frac{m Q_0}{s_k^2 (p_0 U_{\phi y}^2 + 2 k_2 Q_0 Q_{2y})}.$$

Индекс s обозначает учет скольжения.

В случае жесткой гидравлической системы решение уравнения движения МГД-привода можно получить аналитически, если пренебречь влиянием изменения скольжения на развиваемый насосом напор.

Уравнение движения в этом случае представляет собой дифференциальное уравнение Рикатти

$$\frac{m}{s_k^2} \frac{dQ}{dt} + k_2 Q^2 = p_0 U_\Phi^2 - p_c, \quad (I3)$$

решением которого является уравнение переходного процесса производительности при ступенчатом изменении напряжения питания

$$Q = \sqrt{\frac{p_0 U_\Phi^2 - p_c}{k_2}} \cdot \frac{A e^{\frac{2t}{\tau}} + 1}{A e^{\frac{2t}{\tau}} - 1}, \quad (I4)$$

где τ — постоянная времени;

A — коэффициент, учитывающий начальные условия.

$$\tau = \frac{m}{s_k^2 \sqrt{k_2 (p_0 U_\Phi^2 - p_c)}},$$

$$A = \frac{\sqrt{k_2} Q(0) + \sqrt{p_0 U_\Phi^2 - p_c}}{\sqrt{k_2} Q(0) - \sqrt{p_0 U_\Phi^2 - p_c}},$$

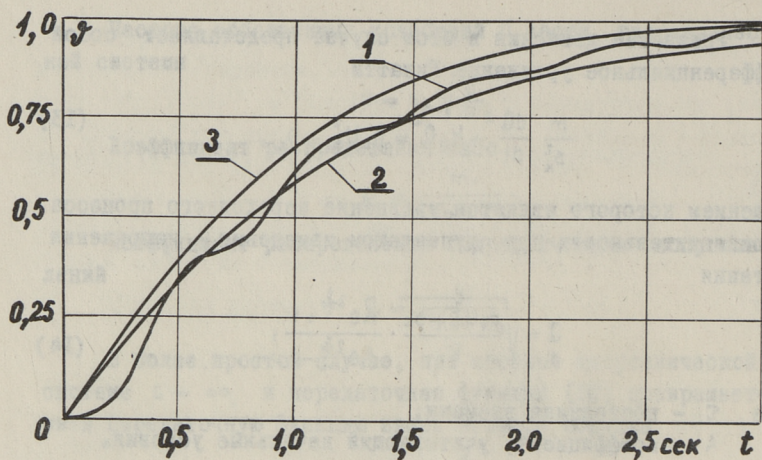
где $Q(0)$ — начальная производительность при $t = 0$.

В случае $Q(0) = 0$

$$Q = \sqrt{\frac{p_0 U_\Phi^2 - p_c}{k_2}} \cdot \text{th}\left(\frac{t}{\tau}\right). \quad (I5)$$

Рассчитанная по (I4) переходная характеристика МГД-привода (при $p_c = 0$) представлена на фиг. 4 (кривая 3), где для сравнения показана экспериментальная характеристика (кривая 1), а также расчетная характеристика (кривая 2) звена первого порядка, получаемая в результате линеаризации уравнения движения (I3). Сравнение экспериментальной и расчетных кривых показывает, что уравнение (I4) более точно описывает общий характер изменения производительности, причем точность аппроксимации экспериментальной кривой обоими методами приблизительно одинакова.

Колебательный характер экспериментальной кривой переходного процесса свидетельствует о наличии в исследуемом МГД-приводе упругого звена.



Фиг. 4. Переходные характеристики МГД-привода:

1 - экспериментальная, 2 - расчетная характеристика звена первого порядка, 3 - расчетная по уравнению (13).

Так как развиваемый реальным МГД-насосом напор распределяется по всему объему жидкого металла, находящегося в канале, то дополнительная энергия, освобождаемая при скачкообразном изменении напора, только частично превращается в кинетическую энергию движения металла. Из-за упругости стенок канала возникает колебательный процесс перехода кинетической энергии движения жидкого металла в потенциальную энергию упругой деформации стенок и обратно. Это приводит к затухающим колебаниям средней по сечению скорости жидкого металла во время переходного процесса.

Замеченное уже в [3] явление "запаздывания" объясняется тем, что в начальный период переходного процесса большая часть дополнительной энергии превращается в потенциальную энергию упругих стенок канала. В то же время кинетическая энергия движения жидкого металла увеличивается незначительно, что выражается в медленном росте производительности в виде некоторого "запаздывания" после скачкообразного изменения напора.

В ы в о д ы

В случае, когда гидравлическую систему в определенных пределах можно считать абсолютно жесткой, с точки зрения теории автоматического регулирования МГД-привод можно рассматривать как звено первого порядка. В противном случае динамические свойства МГД-привода определяются передаточной функцией более сложной формы.

Полученная выше передаточная функция (10) МГД-привода с упругим звеном позволяет исследовать динамику МГД-привода в малом. Исследование динамики в большом необходимо проводить в нескольких рабочих точках, так как постоянные времени и передаточные коэффициенты меняются в значительной степени в зависимости от выбора рабочей точки.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.Я. Лаугис, В.В. Лойгом, Х.А. Саккос, Х.А. Тийсмус. Гидравлические характеристики МГД-привода. Наст. сб., стр. 47.

2. Э.М. Ристхейн. О методике расчета электромагнитных переходных процессов в индукционных устройствах перемещения жидких металлов. Труды ТПИ, серия А, № 266, Таллин, 1968.

3. Ю.Я. Лаугис, Х.В. Силламаа, Х.А. Тийсмус. Экспериментальное определение передаточной функции индукционного насоса. Труды ТПИ, серия А, № 266, Таллин, 1968.

4. В.В. Лойгом, Ю.Я. Лаугис, Х.А. Тийсмус. Стенд для испытания МГД-насосов и датчиков скорости. Труды ТПИ, серия А, № 284, Таллин, 1970.

J.Laugis, T.Lehtla, V.Loigom, H.Sakkos, H.Tiismus

MHD-drive as an object of the automatic control

Summary

In this paper dynamic processes in an induction MHD drive are described. The drive has been observed as an object of the automatic control. The method of calculation for the system function of the drive is given taking into consideration the stiffness of its piping. The possibilities of simplifying the primary equations are observed and respective system functions are given.

УДК 621.318.38

Ю.Я.Лаугис, В.В.Лойгом, Х.А.Саккос, Х.А.Тийсмус

ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МГД-ПРИВОДА

В литературе по МГД-устройствам часто подчеркивается, что существенным их положительным свойством является возможность гибкого изменения выходных величин – напора и производительности – путем изменения параметров входной электрической энергии. Однако основное внимание в опубликованных работах уделяется рассмотрению электромагнитных процессов в насосе, не учитывая его связи с другими элементами системы передачи проводящей жидкости.

При разработке и расчете регулируемых систем перемещения проводящих жидкостей на базе МГД-устройств возникает необходимость учета влияния всех элементов системы, что предполагает наличие полной информации о состоянии всей системы, т.е. сведений о насосе и гидравлическом тракте, о свойствах регулятора и т.д.

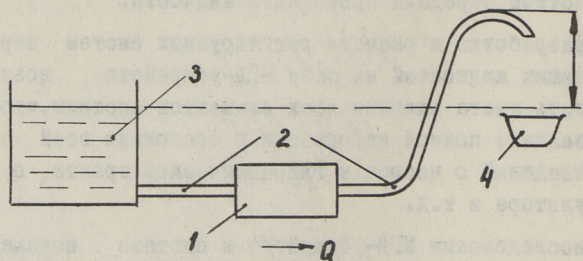
При исследовании МГД-устройств в системе перемещения проводящих жидкостей можно найти много общего с соответствующими видами электроприводов (например, с электроприводом механического насоса). Поэтому целесообразно рассмотреть такие системы с точки зрения теории электропривода и теории автоматического управления, с использованием применяемых в этих разделах науки терминов и понятий [1]; в частности, целесообразно принять на вооружение термин "магнетогидродинамический (МГД-) привод".

МГД-привод – это вид электропривода, в котором электроэнергия непосредственно превращается в энергию движения проводящей жидкости без передаточного устройства и специального рабочего механизма. Он состоит из МГД-устройства,

гидротракта для направления потока жидкости и системы управления МГД-устройством.

К МГД-устройствам в настоящее время относятся насосы, желобы, вращатели, сепараторы, дозаторы и перемешиватели. МГД-привод является совмещенным приводом, так как в нем наблюдается органическое слияние машины-двигателя с машиной-орудием без промежуточного механического звена. Здесь можно обнаружить известное сходство с другими видами совмещенного электропривода - с электроролликом, с электроточилом и с приводом поступательного линейного движения. Однако основное различие МГД-привода состоит в том, что вторичной системой МГД-устройства является проводящее жидкое тело.

В данной работе рассматриваются гидравлические характеристики МГД-привода с плоским линейным индукционным насосом и их аналогия с соответствующими характеристиками обыкновенного электропривода. Эскиз рассматриваемого МГД-привода приведен на фиг. 1.



Фиг. 1. Общий вид МГД-привода:
1 - МГД-насос, 2 - гидротракт,
3 - сосуд, 4 - литейная форма.

Основным элементом рассматриваемого МГД-привода является плоский линейный индукционный насос.

Любая вращающаяся электрическая машина может быть охарактеризована механической характеристикой $n = f(M)$ при постоянстве входных параметров электрической энергии. Полную аналогию можно найти в механической характеристике $v = f(F)$ у линейных электродвигателей. Магнитогидродинамические насосы, которые относятся к линейным машинам, могут быть также охарактеризованы характеристикой $v = f(F)$.

Однако для сохранения возможности сравнения свойств магнитогиродинамических и механических насосов целесообразно применять в таких случаях одинаковые характеристики. Также необходимо оценить возможности изменения соответствующих физических величин. В случае жидкой вторичной системы измерение скорости и развиваемого насосом усилия является сложным. Значительно легче измерить расход жидкости (производительность насоса) и развиваемый насосом напор; поэтому для характеристики МГД-насоса в данной работе принята $Q = f(p)$, аналогичная характеристике $n = f(M)$ у электродвигателей. Эту характеристику целесообразно называть гидравлической характеристикой насоса.

Необходимо отметить, что в литературе по МГД-насосам и обычным механическим насосам превалирует изображение гидравлической характеристики, где на оси ординат находится напор, а на оси абсцисс — производительность.

Чтобы аналогия между характеристиками $n = f(M)$ и $Q = f(p)$ была полной, целесообразно заменить величины на осях, что и сделано в данной работе. В этом случае моменту, развиваемому двигателем на валу, соответствует полезный напор насоса, а скорости вращения — производительность насоса.

Полезный напор насоса

$$p = p_{эм} - \Delta p_k, \quad (I)$$

где $p_{эм}$ — электромагнитный напор, развиваемый насосом;

Δp_k — потеря давления в канале насоса.

При сравнении с электродвигателем здесь электромагнитный напор $p_{эм}$ соответствует электромагнитному моменту $M_{эм}$, а потеря давления в канале насоса Δp_k — моменту потерь холостого хода.

Электромагнитный напор плоского линейного индукционного насоса может быть определен расчетом согласно [2, 3]. Также может быть применена методика его определения, за основу которой принимаются результаты опыта холостого хода и короткого замыкания [4].

В тех случаях, когда вторичные эффекты в насосе проявляются слабо, или когда скольжение близко к единице, может быть применена формула

$$p_{эм} = p_0 U_\phi^2 \left(1 - \frac{Q}{Q_0} \right), \quad (2)$$

где p_0 - единичный электромагнитный напор, определяемый из опыта холостого хода и короткого замыкания;

U_ϕ - фазное напряжение;

Q - производительность насоса;

Q_0 - производительность идеального холостого хода.

Так называемая производительность идеального холостого хода соответствует скорости идеального холостого хода двигателя и вычисляется по формуле

$$Q_0 = 2\tau f S_k, \quad (3)$$

где τ - полюсное деление;

f - частота сети;

S_k - площадь поперечного сечения жидкого металла в канале насоса.

Гидравлические потери в канале могут быть охарактеризованы коэффициентами гидравлического сопротивления [5], определяемыми геометрическими размерами канала. Потеря давления в канале вычисляется по формуле

$$\Delta p_k = \frac{Q^2 \rho}{2} \left(\sum_{i=1}^{i=n} \frac{\lambda_i l_i}{D_{ri} S_i^2} + \sum_{j=1}^{j=n} \frac{\xi_j}{S_j^2} \right), \quad (4)$$

где ρ - плотность жидкого металла;

λ_i - коэффициент сопротивления трения i -го участка;

l_i - длина i -го участка;

D_{ri} - гидравлический диаметр i -го участка;

S_i, S_j - площади поперечных сечений соответствующих участков;

ξ - коэффициент местного гидравлического сопротивления j -го участка.

Если принимать допущение о постоянстве коэффициентов гидравлического сопротивления, то формуле (3) можно придать вид

$$\Delta p_k = k_k Q^2, \quad (5)$$

где k_k - коэффициент пропорциональности между производительностью и потерей давления в канале насоса.

В отличие от обыкновенного электропривода, где часто пренебрегают моментом потерь холостого хода или считают его постоянным, в МГД-приводе потери давления в канале существенно зависят от производительности и в некоторых случаях могут являться преваляющими.

Совместное решение уравнений (1), (2) и (5) относительно производительности при $U_\Phi = \text{const}$ дает выражение гидравлической характеристики МГД-насоса

$$Q = -\frac{p_0 U_\Phi^2}{2Q_0 k_k} + \sqrt{\frac{p_0^2 U_\Phi^4}{4Q_0^2 k_k^2} + \frac{p_0 U_\Phi^2 - p}{k_k}}. \quad (6)$$

Максимальная производительность, развиваемая насосом, получается при $p = 0$

$$Q_{\max} = -\frac{p_0 U_\Phi^2}{2Q_0 k_k} + \sqrt{\frac{p_0^2 U_\Phi^4}{4Q_0^2 k_k^2} + \frac{p_0 U_\Phi^2}{k_k}}. \quad (7)$$

Необходимо отметить, что максимальная производительность в реальных МГД-насосах намного меньше так называемой "производительности идеального холостого хода".

На фиг. 2 приведено графическое изображение гидравлической характеристики насоса.

Полезный напор насоса в установившемся режиме уравновешивается статическим напором и потерей давления в трубопроводе

$$p = p_c + \Delta p_T, \quad (8)$$

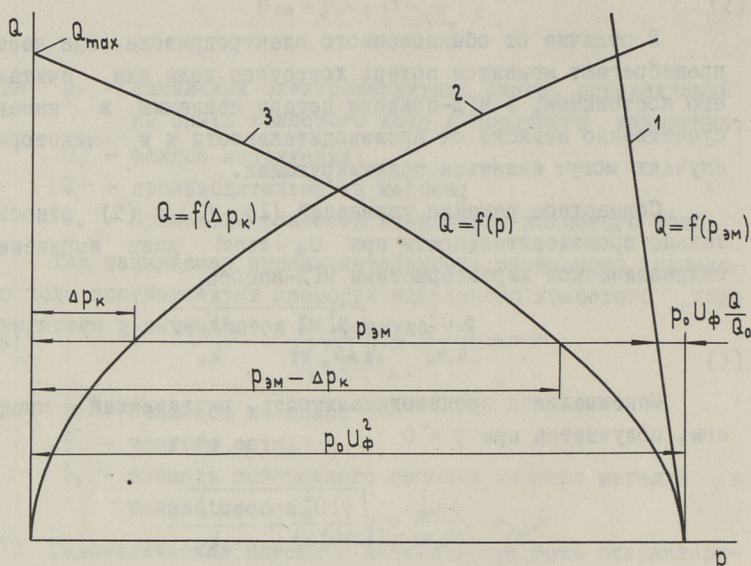
где p_c — статический напор;
 Δp_T — потеря давления в трубопроводе.

Потеря давления в трубопроводе может быть рассчитана аналогично потере давления в канале насоса согласно формуле (4), учитывая геометрические размеры и конфигурацию трубопровода. Следовательно,

$$\Delta p_T = k_T Q^2, \quad (9)$$

где k_T — коэффициент пропорциональности между производительностью и потерями напора в трубопроводе.

Соответственно трубопровод МГД-привода характеризуется своей характеристикой $Q = f(\Delta p_T)$, которая также изображена на фиг. 3.



Фиг. 2. Составляющие гидравлической характеристики МГД-насоса:

- 1 - электромагнитная $Q-p$ характеристика насоса;
- 2 - гидравлическая характеристика канала;
- 3 - гидравлическая характеристика насоса.

Совместное решение уравнений (8), (9) и (6) относительно потока жидкости при $U_\phi = \text{const}$ дает точку пересечения $Q-p$ характеристик насоса и гидротракта, т.е. рабочую точку МГД-привода

$$Q = -\frac{p_0 U_\phi^2}{2Q_0 k_r} + \sqrt{\frac{p_0^3 U_\phi^4}{4Q_0^3 k_r^2} + \frac{p_0 U_\phi^2 - p_c}{k_r}}, \quad (10)$$

где

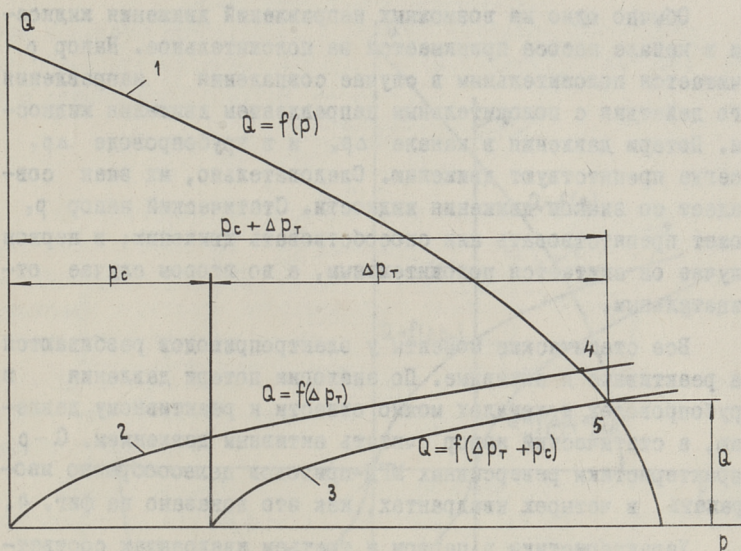
$$k_r = k_k + k_\tau.$$

Выражение (10) является общим для определения рабочей точки МГД-привода на базе плоского линейного индукционного насоса с любой конфигурацией гидротракта.

Общее уравнение движения МГД-привода, аналогично электроприводу, может быть получено на основании баланса давлений в следующем виде:

$$p - p_c - \Delta p_\tau = p_{\text{дин}}, \quad (11)$$

где $p_{\text{дин}}$ - динамический напор.



Фиг. 3. Гидравлические характеристики МГД-привода:

- 1 - гидравлическая характеристика насоса;
- 2 - гидравлическая характеристика трубопровода;
- 3 - результирующая гидравлическая характеристика в случае $p_c > 0$;
- 4 - рабочая точка привода в случае $p_c = 0$;
- 5 - то же, в случае $p_c > 0$.

В общем случае динамический напор состоит из двух частей. Одна из них связана с изменением производительности, а другая обусловлена изменением кинетической энергии системы вследствие переменности приведенной массы перемещаемой проводящей жидкости и может быть записана в виде:

$$p_{\text{дин}} = \frac{m}{S_k^2} \frac{dQ}{dt} + \frac{Q^2}{2S_k^3} \frac{dm}{dL}, \quad (I2)$$

где m - приведенная масса перемещаемой жидкости;
 L - путь, проходимый приведенной массой.

В случаях, когда можно принимать $m = \text{const}$,

$$p_{\text{дин}} = \frac{m}{S_k^2} \frac{dQ}{dt}. \quad (I3)$$

При использовании уравнения (II) важно условиться относительно входящих в него знаков давлений.

Обычно одно из возможных направлений движения жидкости в канале насоса принимается за положительное. Напор p считается положительным в случае совпадения направления его действия с положительным направлением движения жидкости. Потери давления в канале Δp_k и в трубопроводе Δp_r всегда препятствуют движению. Следовательно, их знак совпадает со знаком движения жидкости. Статический напор p_c может препятствовать или способствовать движению; в первом случае он считается положительным, а во втором случае отрицательным.

Все статические моменты у электроприводов разбиваются на реактивные и активные. По аналогии потери давления в трубопроводах и каналах можно отнести к реактивному давлению, а статический напор считать активным давлением. $Q-p$ характеристики реверсивных МГД-приводов целесообразно изображать в четырех квадрантах, как это показано на фиг. 4.

Характеристики в первом и третьем квадрантах соответствуют двигателю насоса, а характеристики во втором и четвертом квадрантах — тормозному.

В данной работе тормозные режимы привода не рассматриваются.

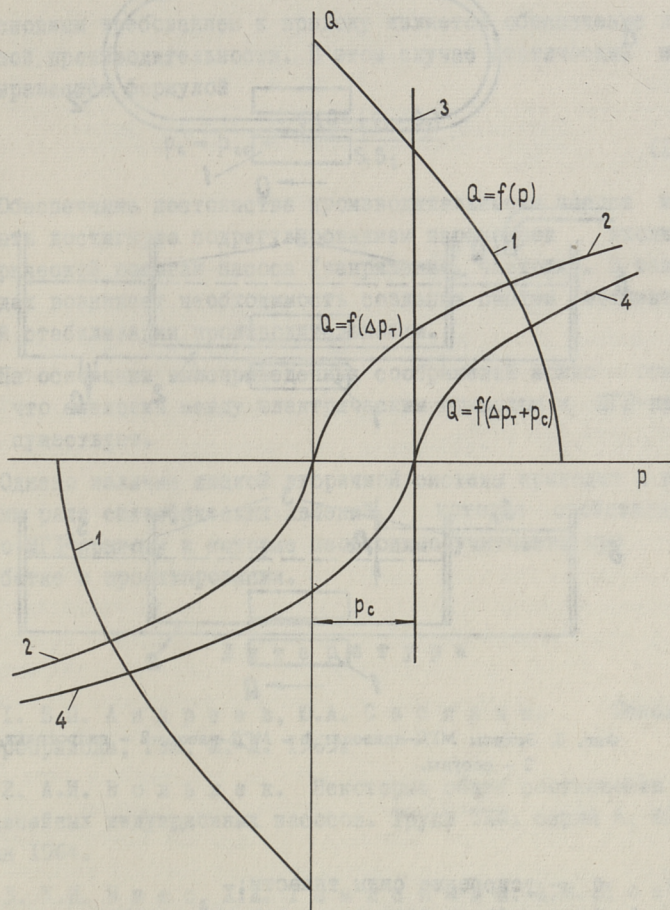
Представляет интерес рассмотреть некоторые частные случаи МГД-привода и определить рабочий режим привода на основе общего уравнения движения.

В качестве первого рассмотрим случай, когда можно принимать $p_c = 0$. Этому случаю соответствуют МГД-приводы а и б на фиг. 5, т.е. случаи замкнутых контуров, а также случаи, когда изменением уровня в обеих сосудах можно пренебречь. Тогда уравнение движения в установившемся режиме принимает вид

$$p = \Delta p_r. \quad (I4)$$

Рабочей точкой является точка пересечения гидравлической характеристики насоса с характеристикой $Q = f(\Delta p_r)$. Аналитически можно определить рабочую точку привода выражением (I0), принимая $p_c = 0$. Динамический напор рассматриваемых вариантов определяется по формуле (I3).

Другой вариант МГД-привода, состоящий из двух сосудов с неравными зеркалами, показан на фиг. 5в. Здесь p_c

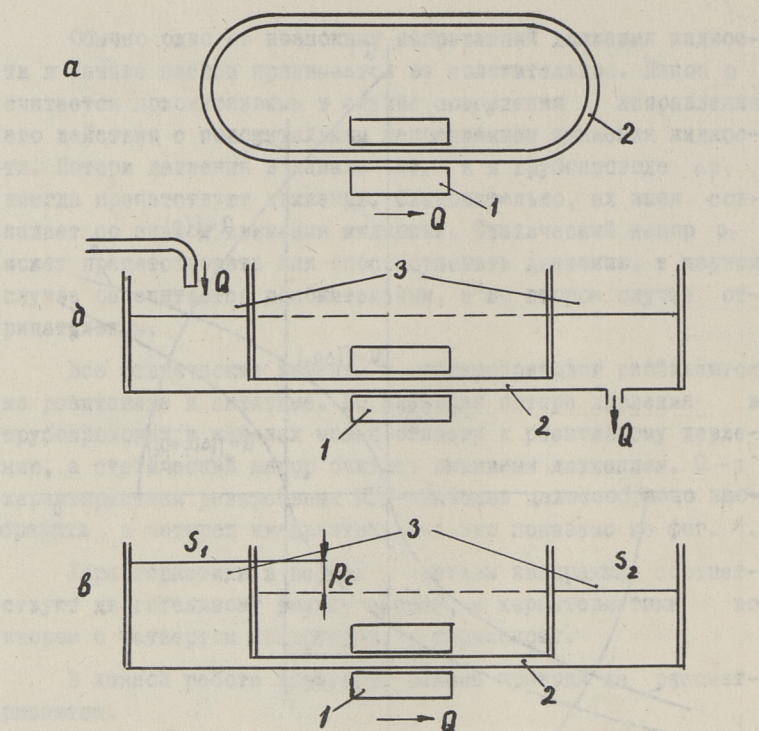


Фиг. 4. Гидравлические характеристики реверсивного МГД-привода:

- 1 - гидравлическая характеристика МГД-насоса;
- 2 - гидравлическая характеристика трубопровода;
- 3 - статический напор;
- 4 - результирующая гидравлическая характеристика в случае $p_c > 0$.

не равняется нулю и, кроме того, зависит от времени и производительности насоса: $p_c = f(Q, t)$. Изменение статического напора Δp_c в данном случае может определяться формулой

$$\Delta p_c = \frac{\rho g (S_2 + S_0) \int_0^t Q(t) dt}{S_2 S_1}, \quad (15)$$



Фиг. 5. Эскизы МГД-привода: 1 - МГД-насос, 2 - гидротракт, 3 - сосуды.

где g - ускорение силы тяжести;
 S_1, S_2 - площади поперечных сечений сосудов;
 t - время.

Статический напор определяется формулой

$$p_c = p_{c0} + \Delta p_c, \quad (I6)$$

где p_{c0} - начальный статический напор.

Следовательно, рассматриваемый вариант МГД-привода не имеет стационарного режима течения, т.е. при $U_\phi = \text{const}$

$$Q \neq \text{const}.$$

Магнетогидродинамические приводы вышеописанного вида часто встречаются в металлургии и в литейном производстве.

где основным требованием к приводу является обеспечение постоянной производительности. В этом случае статический напор выражается формулой

$$p_c = p_{co} + \frac{\rho g Q t (s_1 + s_2)}{s_1 s_2}. \quad (I7)$$

Обеспечение постоянства производительности насоса может быть достигнуто подрегулированием параметров входной электрической энергии насоса (напряжения, частоты). В таких приводах возникает необходимость создания систем автоматической стабилизации производительности.

На основании вышеприведенных соображений можно отметить, что аналогия между электрическим приводом и МГД-приводом существует.

Однако наличие жидкой вторичной системы приводит к появлению ряда специфических явлений, которые свойственны только МГД-приводу и которые необходимо учитывать при их разработке и проектировании.

Л и т е р а т у р а

1. В.П. Андреев, Ю.А. Сабинин. Основы электропривода, ГЭИ, М.-Л. 1963.

2. А.И. Вольдек. Некоторые общие соотношения для линейных индукционных насосов. Труды ТПИ, серия А, №214, Таллин 1964.

3. Х.И. Янес, Х.А. Таммемяги, А.В. Конт. Формуляр контрольного расчета плоского индукционного насоса. Труды ТПИ, серия А, № 197, Таллин 1962.

4. В.В. Лойгом, Х.А. Тийсмус. К определению электромагнитного напора плоских линейных индукционных насосов. См. наст. сборник, стр. 59.

5. И.Е. Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. ГЭИ, М.-Л. 1960.

J. Laugis, V. Loigom, H. Sakkos, H. Tiismus

Hydraulic Characteristics of MHD Drive

Summary

This paper deals with the hydraulic characteristics of MHD drive. The analogy of the hydraulic characteristics and mechanical characteristics of electric drive are examined. A method of calculation of the direction sign of the pressure and formulae for computing the hydraulic characteristics of MHD drive are given.

УДК 621.318.38

В.В. Лойгом, Х.А. Тийсмус

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО НАПОРА ПЛОСКИХ ЛИНЕЙНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ НАСОСОВ

Механические свойства индукционного (асинхронного) двигателя выражаются, как известно, механической характеристикой $n = f(M)$. Точно так же, в принципе, можно говорить о гидравлической характеристике индукционного насоса $Q = f(p)$ [1]. Для определения вышеуказанной характеристики необходимо наличие характеристики $Q = f(p_{эм})$, т.е. зависимость производительности от развиваемого насосом электромагнитного напора в жидком металле. Равноценно соответствует характеристике $Q = f(p_{эм})$ характеристика $s = f(p_{эм})$, т.е. зависимость скольжения в насосе от развиваемого электромагнитного напора.

Однако в известных работах по МГД-машинам такое выражение не выводится. Это вызвано, по-видимому, тем, что влияние вторичной системы на первичную нелинейно. Однако для некоторых случаев можно с известным приближением получить выражения электромагнитного напора и использовать их в практических расчетах. Эти вопросы и рассматриваются в данной работе.

Электромагнитный напор, развиваемый насосом, может быть определен формулой [2]

$$p_{эм} = B_{\Delta}^2 s f \gamma \tau l k_d, \quad (I)$$

где B_{Δ} — магнитная индукция в воздушном зазоре;
 s — скольжение;
 f — частота;
 γ — удельная электропроводность жидкого металла;
 τ — полюсное деление;
 l — длина активной зоны насоса;

k_a - коэффициент ослабления напора.

Если исходить из упрощенной последовательной схемы замещения [3], а также учитывать взаимосвязь индукции и тока

$$B_a = \frac{\mu_0 m \sqrt{2} k_{o\delta} w I}{\pi k_\delta \delta p}, \quad (2)$$

где m - число фаз насоса;
 $k_{o\delta}$ - обмоточный коэффициент;
 w - число последовательно соединенных витков обмотки;
 k_δ - коэффициент зазора;
 δ - величина немагнитного зазора;
 p - число пар полюсов;

можно формуле (1) придать вид

$$P_{эм} = \frac{2 \mu_0^2 m^2 k_{o\delta}^2 w^2 f \gamma \tau l s k_a U_\phi^2}{\pi^2 k_\delta^2 \delta^2 p^2 [(r + \Delta r)^2 + (x + \Delta x)^2]}, \quad (3)$$

где r - активное сопротивление обмотки одной фазы индуктора;
 Δr - вносимое активное сопротивление;
 x - реактивное сопротивление обмотки одной фазы индуктора;
 Δx - вносимое реактивное сопротивление;
 U_ϕ - фазное напряжение.

Если обозначить

$$K_n = \frac{\sqrt{2} f \tau l \mu_0 m k_{o\delta} w}{\pi k_\delta \delta p}, \quad (4)$$

то формула (3) примет вид

$$P_{эм} = \frac{K_n^2 s \gamma k_a U_\phi^2}{(r + \Delta r)^2 + (x + \Delta x)^2}. \quad (5)$$

В дальнейшем за основу расчета приняты величины, характеризующие индукционный насос в режиме $s = I$; экспериментально в таком режиме легко могут быть определены параметры схемы замещения, а также развиваемый электромагнитный напор. Если обозначать переменные в режиме $s = I$ индексом I , то развиваемый электромагнитный напор при $s = I$ выражается формулой

$$P_{эм1} = \frac{K_H^2 U_{\Phi1}^2 \gamma K_{a1}}{(r + \Delta r_1)^2 + (\chi + \Delta \chi_1)^2} \quad (6)$$

Единичный электромагнитный напор, (напор, поделенный на квадрат фазного напряжения) выражается формулой

$$P_0 = \frac{P_{эм1}}{U_{\Phi}^2} = \frac{K_H^2 \gamma K_{a1}}{(r + \Delta r_1)^2 + (\chi + \Delta \chi_1)^2} \quad (7)$$

Общее выражение для вносимых сопротивлений согласно [3]:

$$\Delta r = \varepsilon K_a \chi_a, \quad (8)$$

$$\Delta \chi = \varepsilon K_p \chi_a, \quad (9)$$

где ε — безразмерная величина;

χ_a — индуктивное сопротивление от первичного потока.

Безразмерная величина ε выражается формулой

$$\varepsilon = \frac{2\mu_0 \gamma \Delta f \tau^2 s}{8 K_{\Sigma} \pi}, \quad (10)$$

где Δ — толщина слоя перекачиваемого металла.

При $s = I$ безразмерная величина

$$\varepsilon_1 = \frac{2\mu_0 \gamma \Delta f \tau^2}{8 K_{\Sigma} \pi}. \quad (11)$$

Следовательно, при $s = I$,

$$\Delta r_1 = \varepsilon_1 K_{a1} \chi_a, \quad (12)$$

$$\Delta \chi_1 = \varepsilon_1 K_{p1} \chi_a. \quad (13)$$

Если учитывать (8), (9), (10), (11), (12) и (13), получаем

$$\Delta r = \Delta r_1 \frac{s K_a}{K_{a1}}, \quad (14)$$

$$\Delta \chi = \Delta \chi_1 \frac{s K_p}{K_{p1}}. \quad (15)$$

Выражение для электромагнитного напора при любом скольжении можно получить, если разделить формулу (5) на формулу (7) и учитывать (14) и (15):

$$P_{эм} = P_0 U_{\phi}^2 s \frac{[(r + \Delta r_1)^2 + (x + \Delta x_1)^2] k_a}{\left[(r + \Delta r_1, \frac{s k_a}{k_{a1}})^2 + (x + \Delta x_1, \frac{s k_p}{k_{p1}})^2 \right] k_{a1}} \quad (16)$$

Коэффициенты k_a , k_{a1} , k_p и k_{p1} могут быть найдены на основе работ [3, 4, 5], где приведены соответствующие графики, или рассчитаны по формулам

$$k_a = \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[1 - \frac{(2m^2 - \varepsilon^2) \operatorname{sh} 2\xi m + \varepsilon(2m^2 + 1) \sin 2\xi n}{2\xi m \sqrt{1 + \varepsilon^2} (\operatorname{ch} 2\xi m + \cos 2\xi n)} \right], \quad (17)$$

$$k_p = \frac{1}{1 + \varepsilon^2} \left[-\varepsilon + \frac{\varepsilon(2m^2 + 1) \operatorname{sh} 2\xi m - (2m^2 - \varepsilon^2) \sin 2\xi n}{2\xi m \sqrt{1 + \varepsilon^2} (\operatorname{ch} 2\xi m + \cos 2\xi n)} \right], \quad (18)$$

где вспомогательные величины

$$m = \frac{\sqrt{1 + \sqrt{1 + \varepsilon^2}}}{\sqrt{2}}, \quad (19)$$

$$n = \frac{\varepsilon}{2m}, \quad (20)$$

$$\xi = \frac{\pi a}{\tau}. \quad (21)$$

Здесь a — половина ширины индуктора.

Полученное выражение для электромагнитного напора является довольно сложным и требует при вычислении много времени. Если считать насос бесконечно широким ($\frac{a}{\tau} = \infty$), то выражение существенно упрощается.

Принимая сокращенное обозначение

$$k_{\varepsilon} = \frac{2\mu_0 \gamma \Delta f \tau^2}{8 k_s \pi}, \quad (22)$$

получаем

$$\varepsilon = k_{\varepsilon} s. \quad (23)$$

С другой стороны, учитывая, что

$$k_a = \frac{1}{1 + \varepsilon^2}, \quad (24)$$

$$k_p = -\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon^2}, \quad (25)$$

получаем

$$k_{\varepsilon} = - \frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \cdot \quad (26)$$

Формулы (14) и (15) принимают в этом случае следующий вид:

$$\Delta r = \Delta r_1 \frac{s \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2}, \quad (27)$$

$$\Delta x = \Delta x_1 \frac{s^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2}. \quad (28)$$

Если учитывать, что

$$k_a = \frac{1}{1 + s^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2} \quad (29)$$

и

$$k_{a1} = \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2}, \quad (30)$$

можно написать выражение для электромагнитного напора

$$P_{эм} = P_0 U_{\phi}^2 s \frac{[(r + \Delta r_1)^2 + (x + \Delta x_1)^2] \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{\left\{ \left[r + \frac{s \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2} \Delta r_1 \right]^2 + \left[x + \frac{s^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2} \Delta x_1 \right]^2 \right\} \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 s^2 \right]}. \quad (31)$$

Как видно из формулы (22), электромагнитный напор определяется приложенным напряжением и параметрами насоса, которые могут быть определены из опыта холостого хода и короткого замыкания.

Формулы (16) и (31) выведены для случая непроводящих стенок канала. В случае проводящих стенок необходимо учитывать, что безразмерная величина ε изменяется и принимает вид:

$$\varepsilon = \frac{2\mu_0 f \tau^2 s \Delta \gamma \left(1 + \frac{2d' \gamma_d}{s \Delta \gamma}\right)}{\pi \delta k_s}, \quad (32)$$

где d' — толщина стенки канала;
 γ_d — удельная проводимость материала канала.

Изменение ε приводит с собой изменение выражений для вносимых сопротивлений, а также величин k_a и k_p .

В случае проводящих стенок формулы (14) и (15) принимают вид

$$\Delta r = \Delta r_1 \frac{s k_a k'}{k_{a1}}, \quad (33)$$

$$\Delta x = \Delta x_1 \frac{s k_p k'}{k_{p1}}, \quad (34)$$

где k' — коэффициент, который учитывает влияние проводящих стенок канала.

Коэффициент k' определяется формулой

$$k' = \frac{\Delta s \gamma + 2d' \gamma_d}{\Delta s \gamma + 2d' \gamma_d s}. \quad (35)$$

Аналогично изменяются и формулы (27) и (28), которые принимают вид

$$\Delta r = \Delta r_1 \frac{s k' \left[1 + \left(\frac{\Delta r_1}{\Delta x_1}\right)^2\right]}{1 + \left(s k' \frac{\Delta x_1}{\Delta r_1}\right)^2}, \quad (36)$$

$$\Delta x = \Delta x_1 \frac{s^2 k'^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1}\right)^2\right]}{1 + s^2 k'^2 \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1}\right)^2}. \quad (37)$$

Формула (16) принимает в таком случае вид

$$p_{эм} = p_0 U_\phi^2 s \frac{[(r + \Delta r_1)^2 + (x + \Delta x_1)^2] k_a}{\left[\left(r + \Delta r_1 \frac{s k_a k'}{k_{a1}}\right)^2 + \left(x + \Delta x_1 \frac{s k_p k'}{k_{p1}}\right)^2\right] k_{a1}}. \quad (38)$$

В этой формуле k_d и k_p вычисляются при помощи ε , полученной в (32). Так же изменяется и формула (31), которую можно переписать в виде

$$P_{эм} = p_0 U_{\phi}^2 s \frac{[(r + \Delta r_1)^2 + (x + \Delta x_1)^2] \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1 k_{\gamma_1}} \right)^2 \right]}{\left\{ \left[r + \Delta r_1 \frac{sk' \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(k' \frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2} \right]^2 + \left[x + \Delta x_1 \frac{s^2 k'^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2 \right]}{1 + s^2 \left(k' \frac{\Delta x_1}{\Delta r_1} \right)^2} \right]^2 \right\} \left[1 + \left(\frac{\Delta x_1}{\Delta r_1 k_{\gamma}} \right)^2 \right]} \quad (39)$$

где

$$k_{\gamma} = \frac{s \Delta \gamma + 2d' \gamma_d}{s \Delta \gamma} \quad (40)$$

и

$$k_{\gamma_1} = \frac{\Delta \gamma + 2d' \gamma_d}{\Delta \gamma} \quad (41)$$

Дальнейшее упрощение формулы для расчета электромагнитного напора возможно при допущениях $\Delta r_1 = \Delta r$, $\Delta x_1 = \Delta x$ и $k_d = k_{d1}$. Очевидно, что эти допущения применимы, если скольжение незначительно отличается от единицы, или вторичные эффекты слабо проявляются. В этом случае формула принимает вид

$$P_{эм} = p_0 U_{\phi}^2 s. \quad (42)$$

Полученные закономерности для вычисления $s = f(p_{эм})$ функции необходимы при разработке и расчете МГД-приводов, при выборе типа и расчете параметров привода.

Часто возникает необходимость определения параметров насоса и развиваемого им напора, если свойства жидкого металла не совпадают с параметрами металла, на котором проведены опыты холостого хода и короткого замыкания.

Если обозначить индексом "В" параметры насоса и металла, известные из опыта холостого хода и короткого замыкания, а индексом "С" параметры насоса и металла, для которых необходимо получить сведения, то для случая непроводящих стенок канала безразмерная величина

$$\epsilon_{ic} = \epsilon_{ib} \frac{\gamma_c}{\gamma_b} \quad (43)$$

Выражения вносимых сопротивлений для этого случая приобретают вид

$$\Delta r_{ic} = \Delta r_{ib} \frac{\gamma_c k_{aic}}{\gamma_b k_{aib}} \quad (44)$$

и

$$\Delta x_{ic} = \Delta x_{ib} \frac{\gamma_c k_{pic}}{\gamma_b k_{pib}} \quad (45)$$

Соответственно изменяется единичный электромагнитный напор

$$p_{oc} = p_{ob} \frac{\gamma_c k_{aic} [(r + \Delta r_{ib})^2 + (x + \Delta x_{ib})^2]}{\gamma_b k_{aib} \left[\left(r + \Delta r_{ib} \frac{\gamma_c k_{aic}}{\gamma_b k_{aib}} \right)^2 + \left(x + \Delta x_{ib} \frac{\gamma_c k_{pic}}{\gamma_b k_{pib}} \right)^2 \right]} \quad (46)$$

Полученная формула для пересчета единичного напора является довольно сложной. Однако, если учитывать наличие кривых для определения коэффициентов k_a и k_p , то расчеты существенно упрощаются.

Вероятно, что для некоторых частных случаев могут быть применены более простые выражения. Однако оценку погрешностей, возникающих при упрощении формулы (46), необходимо связывать с параметрами конкретных насосов и металлов. Поэтому в данной работе возможности упрощения не рассматриваются.

Л и т е р а т у р а

В.В. Л о й г о м, Ю.Я. Л а у г и с, Х.А. С а к к о с, Х.А. Т и й с м у с. Гидравлические характеристики МГД-привода. См. наст. сб., стр. 47.

2. А.И. В о л ь д е к. Некоторые общие соотношения для линейных индукционных насосов. Труды ТПИ, серия А, № 214, Таллин 1968.

3. Х.И. Я н е с. Учет влияния вторичной системы в линейной плоской магнитогидродинамической машине. Труды ТПИ, серия А, № 197, Таллин 1962.

4. А.И. В о л ь д е к. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Изд. "Энергия" Л. 1970.

5. А.И. В о л ь д е к, Х.И. Я н е с. Некоторые основные вопросы теории индукционных магнитогидродинамических машин с жидкометаллическим рабочим телом. "Электричество", № 3, 1970.

V.Loigom, H.Tiismus

About Calculation of the Electromagnetic
Pressure in Flat Linear Induction Pumps

In this work a method of calculation of electromagnetic pressure in induction pumps is described.

The calculation is based on the results of the no load and short circuit tests of the pump. 5 items of bibliography are included.

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

THE UNIVERSITY OF CHICAGO
LIBRARY

УДК 621.318.38

Я.К.Лоотус, В.К.Эйнберг, Х.А.Тийсмус

ВЛИЯНИЕ НЕСИММЕТРИЧНОГО МАГНИТОГИДРО-
ДИНАМИЧЕСКОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ИСТОЧНИК
ПИТАНИЯ

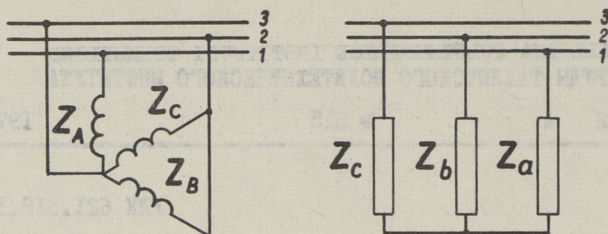
Введение. При значительной потребляемой из сети мощности может оказаться целесообразным сооружение для магнитогидродинимического (МГД-) привода отдельной подстанции, мощность которой может быть сравнима с мощностью самого потребителя. Применение метода искажения симметрии индукторной обмотки в целях регулирования расхода МГД-привода в таком случае связано с весьма нежелательным явлением: из-за несимметричности нагрузки несимметричными становятся и вторичные линейные напряжения источника питания. В интересах точности расчета МГД-привода необходимо учитывать такое влияние и при расчете характеристик использовать действительные значения линейных напряжений.

Для большей обобщенности несимметричные схемы в работе рассматриваются как случаи эквивалентной трехфазной звезды с неравными полными сопротивлениями в фазах, которые можно отнести к сопротивлению какой-нибудь одной фазы, например фазы А. В ходе преобразований, основным допущением является пренебрежение междуфазными взаимными индуктивностями. На фиг. 1 приведена, например, схема 23 [1,2] и ее эквивалентная схема, сопротивления которой имеют значения

$$Z_a = Z_A, \quad Z_b = \frac{Z_c \cdot Z_B}{Z_c + Z_B}, \quad Z_c = 0.$$

Если $Z_A = Z_B = Z_c$, то $Z_{a*} = 1, Z_{b*} = 0,5; Z_{c*} = 0$.

Относительные величины полных сопротивлений эквивалентной звезды для несимметричных схем [1,2] будут изменяться в пределах от 0 до 2. Если обозначить $Z_{a*} = 1$, а со-



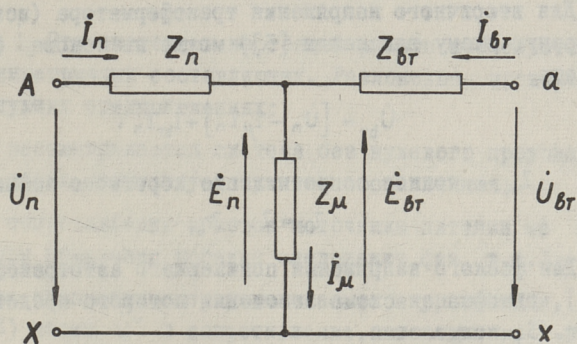
Фиг. 1. Преобразование схемы 23 для определения действительных линейных напряжений.

противлениям двух других фаз дать значения 0; 0,5; 1 и 2, то получится 16 вариантов несимметричного включения (табл. I). Анализ вариантов показывает, что их количество можно сократить. Вариант I, например, представляет собой двухфазное короткое замыкание, вариант II — симметричную нагрузку; ряд вариантов аналогичны между собой. Интересующие в этой работе случаи искажения симметрии линейных напряжений будут охвачены вариантами 5, 6, 7, 8, 9 и 12. Решение задачи возможно при условии, что параметры источника питания и потребителя известны.

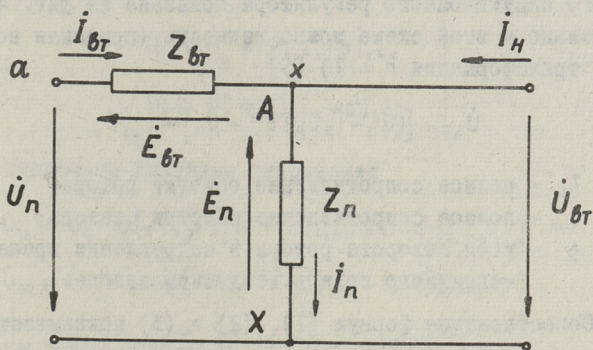
Т а б л и ц а I

№ варианта	Z_{a*}	Z_{b*}	Z_{c*}
1	I	0	0
2	I	0	0,5
3	I	0	I
4	I	0	2
5	I	0,5	0
6	I	0,5	0,5
7	I	0,5	I
8	I	0,5	2
9	I	I	0
10	I	I	0,5
11	I	I	I
12	I	I	2
13	I	2	0
14	I	2	0,5
15	I	2	I
16	I	2	2

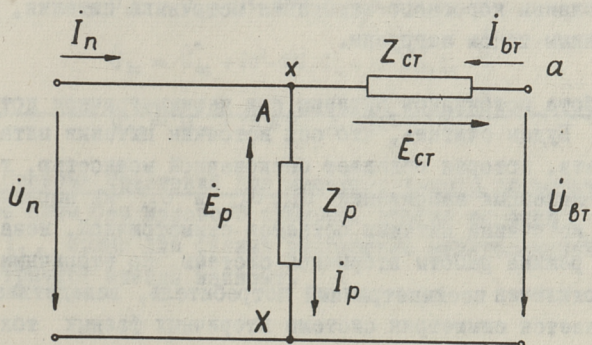
Сравнение источников питания. При сравнении источников питания нас интересуют выражения их вторичных напряжений с учетом падения напряжения в обмотках от токов нагрузки. В связи с этим ниже будут рассмотрены схемы замещения трех типов источника питания: трансформатора, автотрансформатора и индукционного регулятора напряжения.



Фиг. 2. Схема замещения трансформатора.



Фиг. 3. Схема замещения автотрансформатора.



Фиг. 4. Схема замещения индукционного регулятора напряжения.

Для вторичного напряжения трансформатора (используя Т-образную схему замещения [3]) можно на основе фиг. 2 написать

$$\dot{U}_{бт} = [\dot{U}_n - \dot{I}_\mu Z_n] + \dot{I}_{бт} Z_k, \quad (1)$$

где Z_k - полное сопротивление короткого замыкания,

$$Z_k = Z_n + Z_{бт}.$$

Для фазного напряжения понижающего автотрансформатора [4], однофазная схема замещения которого представлена на фиг. 3, получается

$$\dot{U}_{бт} = [\dot{U}_n + \dot{E}_{бт} - \dot{I}_n Z_{бт}] + \dot{I}_n Z_{бт}. \quad (2)$$

Однофазная схема замещения обыкновенного двухобмоточного индукционного регулятора показана на фиг. 4. Применительно к этой схеме можно написать (принимая коэффициент трансформации $n = 1$) [5]

$$\dot{U}_{бт} = [(\dot{U}_n - \dot{I}_p Z_p) e^{j\beta} + \dot{U}_n] + \dot{I}_{бт} Z_{ст}, \quad (3)$$

где Z_p - полное сопротивление обмотки ротора;
 $Z_{ст}$ - полное сопротивление обмотки статора;
 β - угол поворота ротора в направлении вращения магнитного поля в воздушном зазоре.

Сопоставление формул (1), (2) и (3) показывает, что они аналогичны и состоят из двух членов, первый из которых представляет собой напряжение холостого хода и зависит только от первичного напряжения и параметров обмотки возбуждения, а второй является падением напряжения на сопротивлении короткого замыкания источника питания, обусловленным током нагрузки.

Работа источников питания при несимметричном потребителе. Будем считать, что сам источник питания питается от сети, которая обладает бесконечной мощностью, т.е. система линейных напряжений $\dot{U}_{AB}$, $\dot{U}_{BC}$ и $\dot{U}_{CA}$ на первичных зажимах источника питания остается симметричной, независимо от режима работы вторичной системы. Ко вторичным зажимам подключен несимметричный потребитель, вследствие чего искажается симметрия системы вторичных фазных токов:

$\dot{I}_a \neq \dot{I}_b \neq \dot{I}_c$. Эта система в настоящей работе исследуется методом симметричных составляющих. Разложение производится при следующих предположениях:

1) рассматривается система без нулевого провода, в системе токов отсутствует нулевая составляющая;

2) сопротивления обмоток источника питания не изменяются при изменении порядка следования фаз, т.е. $Z_1 = Z_2 = Z$.

Если обозначить первые слагаемые в уравнениях (1), (2) и (3) через $\dot{U}^\circ$ и сопротивление, входящее во второй член тех же уравнений, через Z_k , то для всех трех источников питания можно написать общую систему

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{U}_a^\circ + \dot{I}_1 Z_k + \dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_b &= \dot{U}_b^\circ + a^2 \dot{I}_1 Z_k + a \dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_c &= \dot{U}_c^\circ + a \dot{I}_1 Z_k + a^2 \dot{I}_2 Z_k \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Отсюда вторичные линейные напряжения

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{ab} &= \dot{U}_a - \dot{U}_b = (\dot{U}_a^\circ - \dot{U}_b^\circ) + (1-a^2)\dot{I}_1 Z_k + (1-a)\dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_{bc} &= \dot{U}_b - \dot{U}_c = (\dot{U}_b^\circ - \dot{U}_c^\circ) + (a^2-a)\dot{I}_1 Z_k + (a-a^2)\dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_{ca} &= \dot{U}_c - \dot{U}_a = (\dot{U}_c^\circ - \dot{U}_a^\circ) + (a-1)\dot{I}_1 Z_k + (a^2-1)\dot{I}_2 Z_k \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Обозначим $\dot{U}_a^\circ - \dot{U}_b^\circ = \dot{U}_{ab}^\circ$, $\dot{U}_b^\circ - \dot{U}_c^\circ = \dot{U}_{bc}^\circ$ и $\dot{U}_c^\circ - \dot{U}_a^\circ = \dot{U}_{ca}^\circ$ и получим окончательно

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{ab} &= \dot{U}_{ab}^\circ + (1-a^2)\dot{I}_1 Z_k + (1-a)\dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_{bc} &= \dot{U}_{bc}^\circ + (a^2-a)\dot{I}_1 Z_k + (a-a^2)\dot{I}_2 Z_k \\ \dot{U}_{ca} &= \dot{U}_{ca}^\circ + (a-1)\dot{I}_1 Z_k + (a^2-1)\dot{I}_2 Z_k \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Система уравнений для несимметричного потребителя. В случае схем без нулевого провода, считая во всех фазах $Z_1 = Z_2$, можно для фазных напряжений эквивалентной несимметричной звезды написать

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_a &= \dot{I}_1 Z_a + \dot{I}_2 Z_a \\ \dot{U}_b &= a^2 \dot{I}_1 Z_b + a \dot{I}_2 Z_b \\ \dot{U}_c &= a \dot{I}_1 Z_c + a^2 \dot{I}_2 Z_c \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Для интересующих нас линейных напряжений получим

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{ab} &= \dot{U}_a - \dot{U}_b = \dot{I}_1 (Z_a - a^2 Z_b) + \dot{I}_2 (Z_a - a Z_b) \\ \dot{U}_{bc} &= \dot{U}_b - \dot{U}_c = \dot{I}_1 (a^2 Z_b - a Z_c) + \dot{I}_2 (a Z_b - a^2 Z_c) \\ \dot{U}_{ca} &= \dot{U}_c - \dot{U}_a = \dot{I}_1 (a Z_c - Z_a) + \dot{I}_2 (a^2 Z_c - Z_a) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

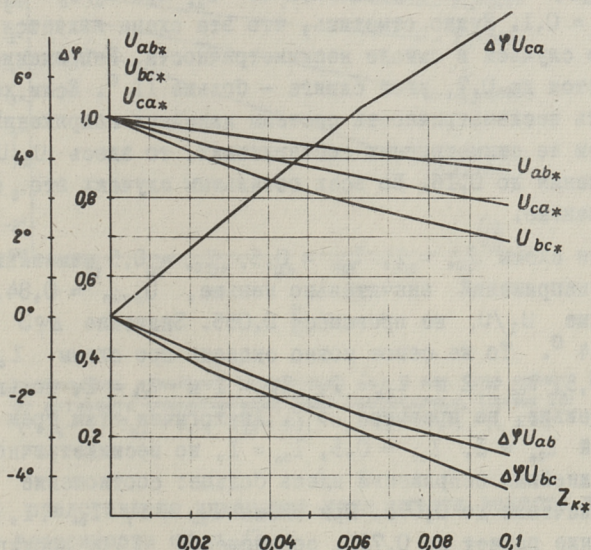
Расчет поправочных коэффициентов к линейным напряжениям. Система уравнений составляется по формулам (6) и (8), принимая коэффициент трансформации источника питания равным единице. Решение системы уравнений проводится в относительных величинах, принимая базисными величинами напряжение холостого хода (или номинальное генераторное напряжение) источника питания и полное сопротивление фазы потребителя. Если принимать $Z_k = 0$, получается случай источника питания бесконечной мощности. Вторичные линейные напряжения в этом случае останутся неизменно симметричными, равными единице. В общем случае, однако, сопротивление Z_k не равно нулю и относительные вторичные линейные напряжения приобретают значения, отличающиеся от единицы. Относительные значения этих напряжений могут также называться поправочными коэффициентами по отношению к случаю $Z_k = 0$. При расчете можно считать, что ток намагничивания $\dot{I}_\mu = 0$, так как такое упрощение не вносит существенных погрешностей.

Систему уравнений, подлежащую решению, можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{ab} + (a^2 - 1) \dot{I}_1 Z_k + (a - 1) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{ab}^0 \\ \dot{U}_{bc} + (a - a^2) \dot{I}_1 Z_k + (a^2 - a) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{bc}^0 \\ \dot{U}_{ca} + (1 - a) \dot{I}_1 Z_k + (1 - a^2) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{ca}^0 \\ \dot{U}_{ab} - \dot{I}_1 (Z_a - a^2 Z_b) - \dot{I}_2 (Z_a - a Z_b) &= 0 \\ \dot{U}_{bc} - \dot{I}_1 (a^2 Z_b - a Z_c) - \dot{I}_2 (a Z_b - a^2 Z_c) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Систему (9) необходимо решить для различных комбинаций значений Z_a, Z_b и Z_c , а также для различных параметров источника питания Z_k .

Как показано в табл. I, достаточно исследовать шесть случаев несимметричных включений. При определении пределов изменения полного сопротивления источника питания учитывалось, что при правильном выборе источника питания падение напряжения в нем обычно не ниже 1 % и не должно превышать 10 %. Отношение r_a/Z_a для реальных индукционных насосов находится приблизительно в пределах 0,15 ... 0,4, учитывается и влияние изменения отношения r_k/Z_k источника питания. Варианты исходных величин представлены в табл.2. Промежуточные значения $Z_{k*}, r_k/Z_k$ и r_a/Z_a приняты по ряду предпочтительных чисел R5 ГОСТ 8032-56.



Фиг. 5. Зависимость линейных напряжений от относительного полного сопротивления источника питания. Схема 23; ($Z_{a*} = 1, Z_{b*} = 0,5, Z_{c*} = 0$); $r_a/Z_a = 0,1$; $r_k/Z_k = 0,1$.

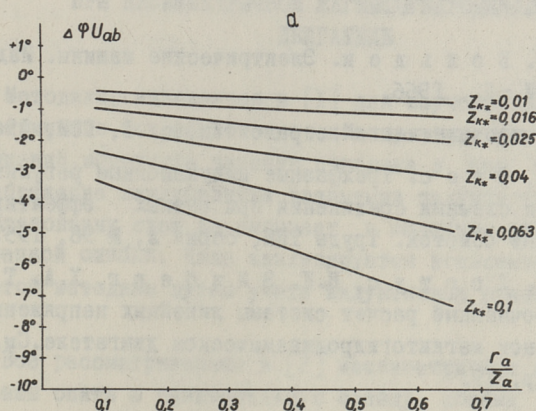
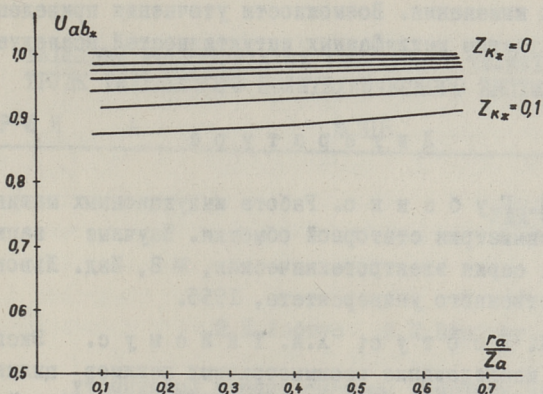
Т а б л и ц а 2

Варианты несимметричных схем			$Z_{к*}$	r_k/Z_k	r_a/Z_a
Z_{a*}	Z_{b*}	Z_{c*}			
I	0,5	0	0,010		
I	0,5	0,5	0,016		0,10
I	0,5	I	0,025	0,10	0,16
I	0,5	2	0,040	0,16	0,25
I	I	2	0,063	0,25	0,40
I	I	0	0,100		0,63

Эта система уравнений была решена на ЭЦВМ "Минск-22". Для схемы № 23 ($Z_{a*} = I$, $Z_{b*} = 0,5$; $Z_{c*} = 0$) на фиг. 5 представлены линейные напряжения и изменение их углов $\Delta\varphi = \varphi_{U_{Z_{к*}=0}} - \varphi_U$ в зависимости от $Z_{к*}$ при $r_a/Z_a = 0,1$ и $r_k/Z_k = 0,1$. Нужно отметить, что эта схема является самым сложным случаем в смысле несимметричности. Напряжение здесь изменяется до 0,7, угол сдвига — больше 11° . Если характеризовать несимметричность системы линейных напряжений соотношением ее симметричных составляющих, то здесь U_2/U_1 имеет значения до 0,16. Во всех остальных случаях это соотношение меньше.

Для схемы $Z_{a*} = I$, $Z_{b*} = 0,5$, $Z_{c*} = 0,5$ изменение линейных напряжений значительно меньше, $U_{*min} = 0,84$, а соотношение U_2/U_1 не превышает 0,055. Значение $\Delta\varphi$ не превышает 4° . То же самое можно сказать про схемы $Z_{a*} = I$; $Z_{b*} = 0,5$, $Z_{c*} = 2$ и $Z_{a*} = I$, $Z_b = I$ и $Z_{c*} = 2$; только $\Delta\varphi$ здесь меньше, не превышая 3° . Аналогичен этим трем схемам и случай $Z_{a*} = I$, $Z_{b*} = 0,5$, $Z_{c*} = I$, но несимметричность системы линейных напряжений здесь больше: соотношение U_2/U_1 имеет значения до 0,095. При схеме $Z_{a*} = I$, $Z_{b*} = I$, $Z_{c*} = 0$ напряжение падает до 0,795, соотношение U_2/U_1 достигает 0,11, $\Delta\varphi$ — значения 8° .

Влияние соотношения r/Z потребителя изображено на фиг. 6а. Видно, что изменение соотношения r_a/Z_a сравнительно мало влияет на изменение линейного напряжения. Незначительное влияние имеет и изменение соотношения r_k/Z_k . На



Фиг. 6. Зависимость линейного напряжения (а) и его угла сдвига (б) от активного сопротивления фазы потребителя. Схема 23: ($Z_{a*} = 1$; $Z_{b*} = 0,5$; $Z_{c*} = 0$): $r_a/Z_a = 0,1$; $r_k/Z_k = 0,1$.

Фиг. 6б представлено изменение угла сдвига вектора напряжения в зависимости от r_a/Z_a .

В заключение можно сказать, что изложенная методика пригодна для любых несимметричных потребителей, при которых сопротивления прямой и обратной последовательностей могут считаться равными. Она позволяет определить действительные значения модулей и аргументов линейных напряжений, а также провести анализ о влиянии отдельных параметров на

характер их изменения. Возможности уточнения приведенной методики с учетом междофазных индуктивностей исследуется в [6].

Л и т е р а т у р а

1. Т.П. Г у б е н к о. Работа индукционных машин при искажении симметрии статорной обмотки. Научные записки, вып. XXXIV, серия электротехническая, № 8, Изд. Львовского государственного университета, 1955.

2. Я.К. Л о о т у с, Х.А. Т и й с м у с. Экспериментальное исследование несимметричных режимов цилиндрического индукционного насоса. Труды ТПИ, серия А, № 284, 1970.

3. А.И. В о л ь д е к. Электрические машины. Изд-во "Энергия", М.-Л. 1966.

4. Электротехнический справочник, т. I, ГЭИ, 1962.

5. Х.И. Я н е с. Трехфазные индукционные регуляторы с различными схемами соединения при равных эффективных числах витков обмоток. Труды ТПИ, серия А, № 98, 1957.

6. Я.К. Л о о т у с, В.К. Э й н б е р г, Х.А. Т и й с м у с. Уточненный расчет системы линейных напряжений при несимметричном магнетогидродинамическом двигателе. См. наст. сборник, стр. 79.

J.Lootus, V.Einberg, H.Tiismus

The Influence of Asymmetric Magnetohydrodynamic Motor on the Source of Feeding

Summary

The distortion of symmetry of the system of line voltages while feeding the asymmetric MHD motor from the source of limited capacity is studied in the paper. The results of the analysis have been given in the form of dependences of the modules and arguments of line voltages on different parameters of the source and the consumer.

УДК 621.318.38

Я.К.Лоотус , В.К.Эйнберг, Х.А.Тийсмус

УТОЧНЕННЫЙ РАСЧЕТ СИСТЕМЫ ЛИНЕЙНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ
ПРИ НЕСИММЕТРИЧНОМ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ
ДВИГАТЕЛЕ

Методика, изложенная в [1] для изучения влияния несимметричного потребителя на систему вторичных линейных напряжений источника питания, пригодна в том случае, если пренебрежение междуфазными взаимными индуктивностями при преобразовании схем не вызывает в конечном результате существенной ошибки. Ниже анализируется возможность уточнения этой методики путем учета индуктивных связей между фазами.

Все рассматриваемые в [2] несимметричные схемы преобразованы опять в эквивалентную звезду, полные сопротивления фаз которой приведены в таблице I. Сопротивления выражаются как некоторые зависимости $Z_a = f(Z_f, Z_m)$, $Z_b = f(Z_f, Z_m)$, $Z_c = f(Z_f, Z_m)$. Здесь полное сопротивление фазы $Z_f = r_f + jx_f$, где x_f — индуктивное сопротивление самоиндукции обмотки.

Сопротивление $Z_m = jx_m$, где x_m — индуктивное сопротивление взаимной индуктивности фазных обмоток.

Для расчета используется система (9), составленная в [1]:

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_{ab} + (a^2 - 1) \dot{I}_1 Z_k + (a - 1) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{ab}^0 \\ \dot{U}_{bc} + (a - a^2) \dot{I}_1 Z_k + (a^2 - a) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{bc}^0 \\ \dot{U}_{ca} + (1 - a) \dot{I}_1 Z_k + (1 - a^2) \dot{I}_2 Z_k &= \dot{U}_{ca}^0 \\ \dot{U}_{ab} - \dot{I}_1 (Z_a - a^2 Z_b) - \dot{I}_2 (Z_a - a Z_b) &= 0 \\ \dot{U}_{bc} - \dot{I}_1 (a^2 Z_b - a Z_c) - \dot{I}_2 (a Z_b - a^2 Z_c) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

Коэффициент трансформации источника питания считается равным единице. Расчет целесообразно провести в относительных величинах, где базисным напряжением выбрано напряжение холостого хода источника питания, а базисным сопротивлением по табл. 1 — сопротивление $Z_f = r_f + jx_f$. В таком случае напряжения на правой стороне первых трех уравнений всегда будут комплексными числами с модулем, равным единице. Если $Z_k = 0$, получается случай источника питания бесконечной мощности; при отличных от нуля значениях Z_k получим напряжения, которые могут называться поправочными коэффициентами по отношению к случаю $Z_k = 0$.

Относительные фазные сопротивления подвергнутых анализу несимметричных схем приведены в табл. 2, где они выражены в функции вспомогательной комплексной величины H ,

$$H = \frac{Z_m}{Z_f}. \quad (2)$$

Если Z_m выражать в долях сопротивления x_f , то

$$Z_m = j \cdot x_m = j \cdot k \cdot x_f = j \cdot k \cdot z_f \cdot \sin \varphi, \quad (3)$$

где

$$\varphi = \arccos r_f / z_f.$$

Тогда

$$\begin{aligned} H = \frac{Z_m}{Z_f} &= \frac{Z_m \cdot e^{j(90^\circ - \varphi)}}{z_f} = \frac{k \cdot z_f \cdot \sin \varphi}{z_f} e^{j(90^\circ - \varphi)} = \\ &= k \cdot \sin \varphi \cdot e^{j(90^\circ - \varphi)} = k \cdot \sin^2 \varphi + j k \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varphi. \end{aligned} \quad (4)$$

Были рассмотрены значения коэффициента k 0,1; 0,16; 0,25. Остальные значения параметров приведены в [1] (табл. 2). Система уравнений была решена на ЭЦВМ "Минск-22".

Сопоставление рассчитанных по уточненной и упрощенной методикам результатов показывает, что пренебрежение взаимной индуктивностью в расчетах оказывает незначительное влияние на точность проектирования МГД-привода. Так, например, для схемы 23 [2], являющейся сложнейшим случаем несимметрии, изменение взаимной индуктивности между фазами потребителя в пределах

$$0 \leq \frac{Z_m}{j x_f} \leq 0,25$$

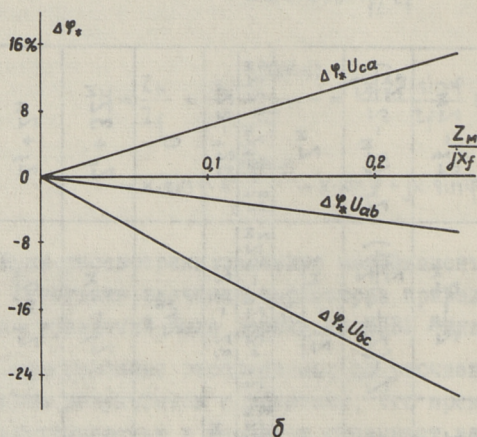
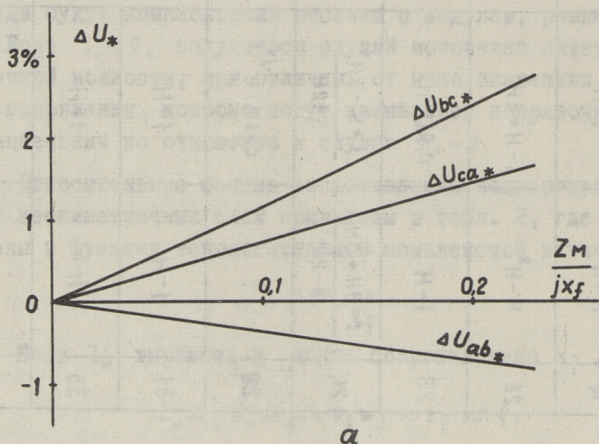
Таблица I

СХЕ- МА	Z_a	Z_b	Z_c
0	$Z_f - Z_M$	$Z_f - Z_M$	$Z_f - Z_M$
0'	$\frac{Z_f - Z_M}{3}$	$\frac{Z_f - Z_M}{3}$	$\frac{Z_f - Z_M}{3}$
14	$Z_M + \frac{Z_M^2}{Z_f}$	$Z_f - Z_M$	$Z_f - Z_M$
22	$Z_M - \frac{Z_M^2}{Z_f}$	$Z_f - (Z_M - 2 \frac{Z_M^2}{Z_f})$	$Z_f - (Z_M - 2 \frac{Z_M^2}{Z_f})$
23	$Z_f - Z_M$	$\frac{Z_f - Z_M}{2}$	Z_M
24	$\frac{Z_f^2 - 3Z_f Z_M + 2Z_M^2}{3Z_f - 2Z_M}$	$\frac{Z_f^2 + Z_f Z_M - 2Z_M^2}{3Z_f - 2Z_M}$	$\frac{Z_f^2 + Z_f Z_M - 2Z_M^2}{3Z_f - 2Z_M}$
28	Z_f	$2r_f$	0
34	$Z_f - Z_M$	$Z_f - Z_M$	$Z_f + 3Z_M$
35	$-Z_M$	$Z_f + Z_M$	$Z_f + Z_M$
36	$Z_f - Z_M$	Z_M	$Z_f - Z_M$

Таблица 2

СХЕ- МА	Z_{a*}	Z_{b*}	Z_{c*}
14	$H + H^2$	$1 - H$	$1 - H$
22	$H - H^2$	$1 - H + 2H^2$	$1 - H + 2H^2$
23	$1 - H$	$0,5(1 - H)$	H
24	$\frac{1 - 3H + 2H^2}{3 - 2H}$	$\frac{1 + H - 2H^2}{3 - 2H}$	$\frac{1 + H - 2H^2}{3 - 2H}$
28	1	$\cos \varphi \cdot e^{-j\varphi}$	0
34	$1 - H$	$1 - H$	$1 + 3H$
35	$-H$	$1 + H$	$1 + H$
36	$1 + H$	H	$1 + H$

приводит к изменению модулей линейных напряжений в пределах 5 %. Один из конкретных случаев показан на фиг. 1а, где базисными величинами для модулей относительных линейных напряжений U_{ab*} , U_{bc*} и U_{ca*} приняты их значения при $Z_m = 0$ (значения, рассчитанные по упрощенной методике [1]).



Фиг. 1. Зависимость линейных напряжений (а) и их углов (б) от взаимной индуктивности между фазами потребителя. Схема 23: $r_d / Z_d = 0,1$; $r_k / Z_k = 0,1$; $Z_{k*} = 0,1$.

Максимальное расхождение в результатах, обусловленное учетом изменения L_m в таких же пределах, для других схем еще меньше; для схемы 35, например, оно не превышает 1,3 %.

Зависимость аргументов линейных напряжений от величины взаимной индуктивности показана на фиг. 16. Относительное изменение здесь больше, но абсолютное расхождение для схемы 23 не превышает $1,5^\circ$, для схемы 35 - 1° .

Т а б л и ц а 3

Модуль и аргумент линейных напряжений

Наименование показателей	Схема 23			Схема 35		
	Расчет	Эксперимент	Расхождение, %	Расчет	Эксперимент	Расхождение, %
U_{ab}	59,3 В	59,5 В	-0,3	63,7 В	63,0 В	+1,1
U_{bc}	48,1	48,5	-0,8	56,2	56,0	+0,4
U_{ca}	55,1	55,0	+0,2	55,8	55,7	+0,2
$\Delta\varphi_{ab}$	-	-	-	$50^\circ 11'$	$50^\circ 10'$	-2,9
$\Delta\varphi_{ca}$	$80^\circ 29'$	$80^\circ 35'$	-1,2	-	-	-

Т а б л и ц а 4

Размерность в Н

Без учета реального источника	Расчетная сила					Сила, определенная экспериментально
	Расхождение с экспериментом, %	По упрощенной методике	Расхождение с экспериментом, %	По уточненной методике	Расхождение с экспериментом, %	
I4,4	+42	8,5	+3	8,6	+4	8,3

Т а б л и ц а 5

№ п/п	СХЕМА	СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ	i_1	i_2	i_0
14		$U_A = -\dot{U}_{ab}$ $U_B = \dot{U}_{ca}$ $\dot{U}_C = 0$	$-\frac{\dot{U}_{ab} - a\dot{U}_{ca}}{3Z_1}$	$-\frac{\dot{U}_{ab} - \dot{U}_{ca}}{3Z_0}$	
22		$\dot{U}_A = \dot{U}_{ab}$ $U_B = 0$ $\dot{U}_C = \dot{U}_{ca}$	$\frac{\dot{U}_{ab} + a\dot{U}_{ca}}{3Z_1}$	$\frac{\dot{U}_{ab} + \dot{U}_{ca}}{3Z_0}$	
23		$\dot{U}_A = -\dot{U}_{ca}$ $U_B = \dot{U}_{bc}$ $\dot{U}_C = -\dot{U}_{ab}$	$-\frac{\dot{U}_{ca} - (2a+1)\dot{U}_{bc}}{3Z_1}$	$-\frac{\dot{U}_{ca} - (2a^2+1)\dot{U}_{bc}}{3Z_2}$	
24		$U_A = \dot{U}_{ab}$ $U_B = -\dot{U}_{bc}$ $\dot{U}_C = \dot{U}_{ca}$	$\frac{\dot{U}_{ab} - a\dot{U}_{bc} + a\dot{U}_{ca}}{3Z_1}$	$\frac{\dot{U}_{ab} - a\dot{U}_{bc} + \dot{U}_{ca}}{3Z_2}$	
28		$U_A = -\dot{U}_{ca}$ $U_B = \dot{U}_{bc}$ $\dot{U}_C = 0$	$-\frac{a}{1-a^2} \frac{\dot{U}_{bc}(2Z_1+Z_0)+2\dot{U}_{ca}Z_1}{4Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)}$	$-\frac{a}{1-a^2} \frac{\dot{U}_{bc}(Z_2-Z_1)+\dot{U}_{ca}(Z_1+Z_2)}{4Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)}$	
31		$\dot{U}_A = \dot{U}_{ab}$ $\dot{U}_B = \dot{U}_{bc}$ $\dot{U}_C = \dot{U}_{ca}$	$\frac{1}{a-1} \frac{\dot{U}_{ab}[Z_2(a+1)+Z_0a]+\dot{U}_{bc}Z_2(1-a^2)}{Z_1Z_2+4Z_0(Z_1+Z_2)}$	$\frac{Z_1a^2-4Z_0}{a-1} \frac{\dot{U}_{ab}+a\dot{U}_{bc}}{Z_1Z_2+4Z_0(Z_1+Z_2)}$	
35		$\dot{U}_A = \dot{U}_{ab}$ $\dot{U}_B = 0$ $\dot{U}_C = \dot{U}_{ca}$	$-\frac{\dot{U}_{ab}(Z_0-aZ_1)+\dot{U}_{ca}(a^2Z_2-Z_0)}{(a-1)[Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)]}$	$\frac{\dot{U}_{ab}(aZ_2-Z_1)-\dot{U}_{ca}(aZ_2-Z_1)}{(a-1)[Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)]}$	
36		$\dot{U}_A = \dot{U}_{ab}$ $\dot{U}_B = -\dot{U}_{bc}$ $\dot{U}_C = 0$	$-\frac{\dot{U}_{ab}(Z_2-aZ_0)+\dot{U}_{bc}(a^2Z_2-aZ_0)}{(a-1)[Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)]}$	$-\frac{\dot{U}_{ab}(Z_2-aZ_1)+\dot{U}_{bc}(aZ_2-Z_1)}{(a-1)[Z_1Z_2+Z_0(Z_1+Z_2)]}$	

Экспериментальная проверка всех аналитических закономерностей затруднена из-за незначительности некоторых величин, измерение которых выходит за рамки возможной точности эксперимента. Сопоставление ряда расчетных и экспериментальных величин приведено в таблице 3. В таблице 4 представлены рассчитанные разными методами значения силы, развиваемой индуктором ЦИНС-7, и их сопоставление с экспериментом. Необходимость учета ограниченной мощности источника питания на основании этих таблиц становится вполне очевидной.

По таблице 4 более точные результаты получаются по упрощенной, изложенной в [1] методике, которая вследствие пренебрежения междофазными индуктивностями, увеличивает несимметрию питающей системы, уменьшая тем самым модули линейных напряжений и развиваемую МГД-двигателем силу. Так как точность электромагнитного расчета, изложенного в [3], при последних индукторах типа ЦИНС составляет в среднем 10 %, то расхождения частично взаимно компенсируются. При наличии двигателей с более точными основами расчета необходимо оценить величину и направление всех погрешностей в ходе проектирования привода и только после этого выбирать точность методики тех или других расчетов.

Имея поправочные коэффициенты, можно определить действительную систему линейных напряжений и использовать ее при расчете токов прямой, обратной и нулевой последовательностей. Соответствующие выражения, выведенные взамен зависимостей проф. Т.П. Губенко для симметричной системы питания, представлены в табл. 5.

Л и т р а т у р а

1. Я.К. Л о о т у с и др. Влияние несимметричного магнитогидродинамического двигателя на источник питания. См. наст. сб., стр. 69.

2. Я.К. Л о о т у с, Х.А. Т и й с м у с. Экспериментальное исследование несимметричных режимов цилиндрического индукционного насоса. Сб. трудов УИ, Труды ТПИ, серия А, № 284, 1970.

3. Э.Г. К ю л ь м, Х.И. Я н е с. Об электромагнитном расчете цилиндрических насосов без ферромагнитного сердечника, Сб. трудов Ш, Труды ТПИ, серия А, № 231, 1965.

J. Lootus, V. Einberg, H. Tiismus

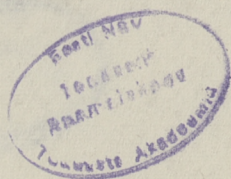
Accurate Computation of the System of Line Voltages
Attached to the Asymmetric Magneto hydrodynamic Motor

Summary

The specified methods of determining the line voltages in the case of feeding the asymmetric MHD motor from the source of limited capacity are stated in this paper. The influence of several parameters on the module and argument of the line voltage has been investigated.

С о д е р ж а н и е

1. Э.Г. Кюльм, В.А. Сиймар, Х.И. Янес. Расчет распределения составляющих магнитной индукции в немагнитном зазоре цилиндрического бессердечникового индуктора.	3
2. Э.Г. Кюльм, Х.А. Таммемяги, Х.И. Янес. Механизированный способ исследования магнитного поля линейных цилиндрических индукторов.	II
3. В.Ф. Кескюла, И.Р. Тергем. Исследование влияния краевого эффекта на распределение магнитного поля в расточке "явнополюсного" индукционного вращателя.	19
4. Ю.Я. Лаугис, Т.В. Лехтла, В.В. Лойгом, Х.А. Саккос, Х.А. Тийсмус. МГД-привод как объект автоматического регулирования.	35
5. Ю.Я. Лаугис, В.В. Лойгом, Х.А. Саккос, Х.А. Тийсмус. Гидравлические характеристики МГД-привода.	47
6. В.В. Лойгом, Х.А. Тийсмус. К определению электромагнитного напора плоских линейных индукционных насосов.	59
7. Я.К. Лоотус, В.К. Эйнберг, Х.А. Тийсмус. Влияние несимметричного магнитогидродинамического двигателя на источник питания.	69
8. Я.К. Лоотус, В.К. Эйнберг, Х.А. Тийсмус. Уточненный расчет системы линейных напряжений при несимметричном магнитогидродинамическом двигателе.	79



ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ
ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ

Сборник трудов 1X

Таллинский политехнический институт

Редактор Э. Пуусепп

Технический редактор Л. Лоопер

Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 6 июля 1971 года.

Сдано в набор 12/IX 1971. Подписано к печати 7/XII 1971.
Бумага 60x90/16. Печ. л. 5,6+0,25 прилож. Уч.-изд. л. 4,5.
Тираж 350. МВ-08068. Зак. № 678. Ротапринт ТПИ, Таллин,
ул. Коскла, 2/9. Цена 45 коп.



Цена 45 коп.