

TALLINNA POLUTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 336

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

СБОРНИК ТРУДОВ X

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

ТАЛЛИН 1973

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

№ 336

1973

УДК 621.313.1.17

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

Сборник трудов X

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

Таллин 1973

1981

1981

1981

1981

1981



УДК 621.318.38

В.Ф. Кескюла, Э.М. Ристхейн

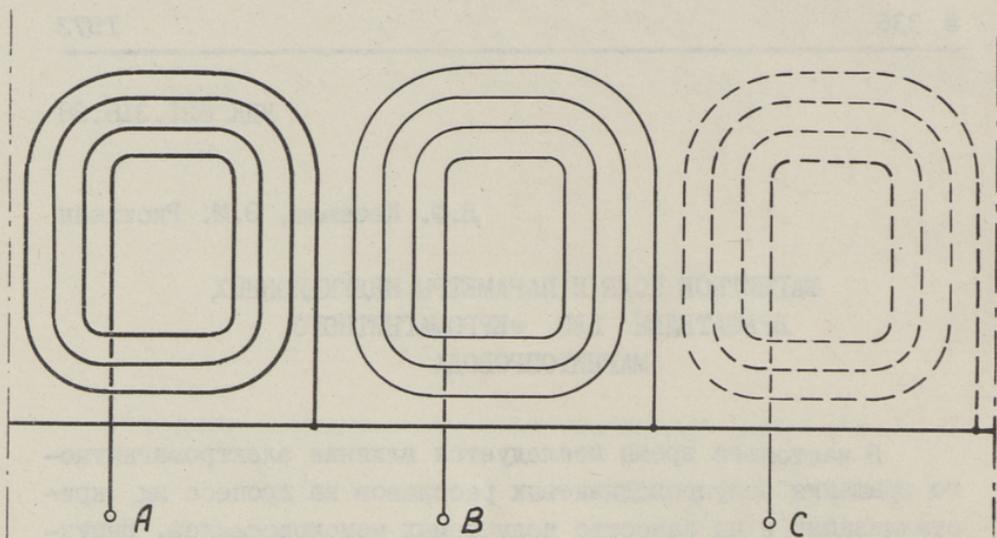
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ПАРАМЕТРЫ ИНДУКЦИОННЫХ
ВРАЩАТЕЛЕЙ БЕЗ ФЕРРОМАГНИТНОГО
МАГНИТОПРОВОДА

В настоящее время исследуется влияние электромагнитного вращения полупроводниковых расплавов на процесс их кристаллизации и на качество получаемых монокристаллов. Индукционные вращатели (в дальнейшем сокращенно ИВ), применяемые с этой целью, во многом отличаются от ИВ, разработанных для различных металлургических и литейных установок. Кроме естественной разницы в габаритах приходится считаться с тем, что ИВ должны вписываться в уже существующие технологические устройства, не требуя их существенной переделки. При этом ИВ может оказаться в непосредственной близости с теплоизлучательными или индукционными электронагревателями, интенсивное поглощение внешнего тепла и последующий теплоотвод тоже накладывают свой отпечаток на конструкцию ИВ.

В Таллинском политехническом институте был сделан вывод, что в таких условиях целесообразно применять ИВ без ферромагнитного магнитопровода, с простейшей трехкатушечной трехфазной обмоткой, в которой каждая фаза представляет собой плоскую маловитковую катушку, согнутую из медной трубы (фиг. 1). Может применяться и другая геометрия сечения проводника. Так, например, в случае совмещения ИВ с нагревательными элементами целесообразно изготовить катушки ИВ из графита или из другого тугоплавкого материала. Подобные ИВ из одно- или многovitковых концентрических катушек могут применяться и в других целях.

Электромагнитный расчет таких устройств отличается от расчета обыкновенных ИВ, по принципу конструкции похожих на

статоры трехфазных двухполюсных машин переменного тока. Ниже рассматриваются основные особенности такого расчета.



Фиг. 1.

I. Магнитное поле бесконечно длинного индуктора

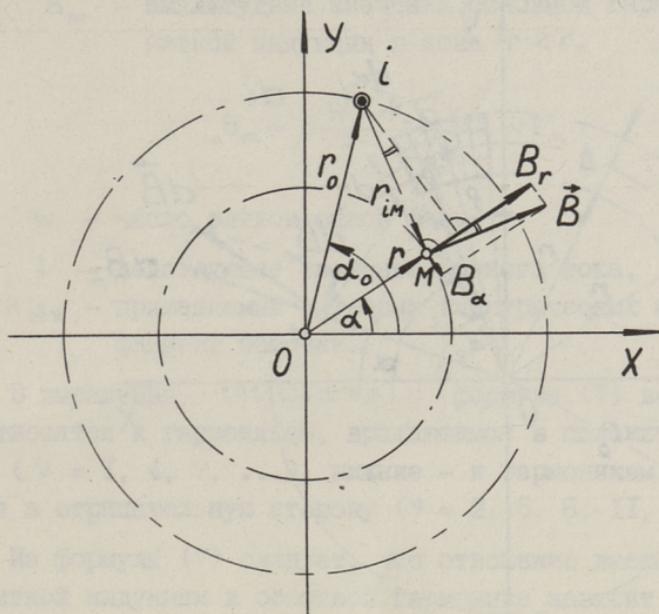
При определении магнитного поля индуктора предполагаем, что обмотка ИВ состоит в общем случае из концентрических катушек прямоугольной формы, расположенных в одном слое на цилиндрической поверхности. Плотность тока по сечению проводов считаем постоянной. Используем цилиндрическую систему координат с началом в центре ИВ.

По закону Био-Савара (фиг. 2) ток i в бесконечно длинном проводнике, параллельном оси z и определенном координатами r_0, α_0 , создает на прямой $M(r, \alpha)$ радиальную составляющую магнитной индукции, выражаемую формулой

$$B_r = \frac{\mu_0 i}{2\pi r_{im}} \frac{r_0 \sin(\alpha_0 - \alpha)}{r_{im}} = \frac{\mu_0 i}{2\pi} \frac{r_0 \sin(\alpha_0 - \alpha)}{r_0^2 + r^2 - 2r_0 r \cos(\alpha_0 - \alpha)}, \quad (I)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Г/м — магнитная постоянная.

Разложив выражение (I) в ряд Фурье по окружности, получим:



Фиг. 2.

$$B_r = \frac{\mu_0 i}{2\pi r_0} \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\pm\nu-1} \sin \nu(\alpha_0 - \alpha), \quad (2)$$

где верхние знаки относятся к зоне $r < r_0$, а нижние к зоне $r > r_0$.

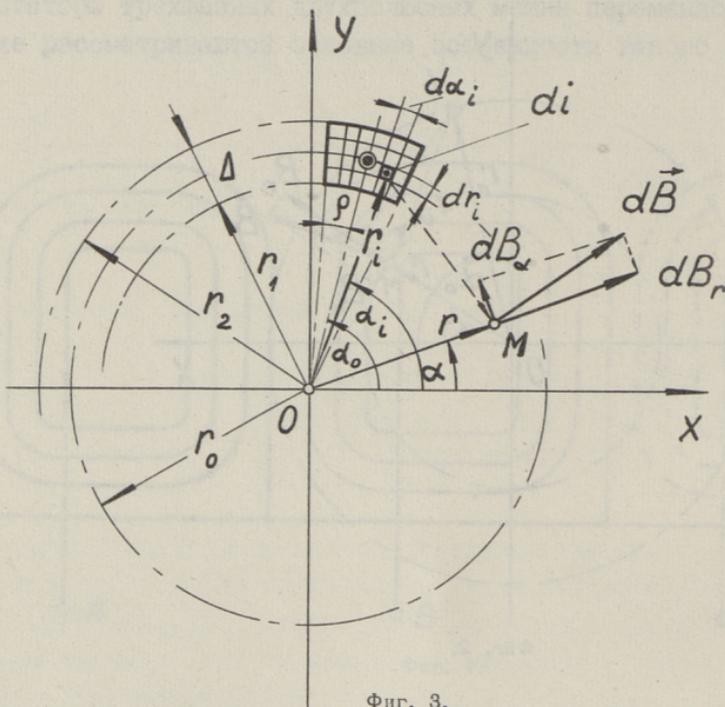
В случае одной стороны катушки с поперечным сечением, приведенным на фиг. 3, элемент тока di на прямой с координатами r_i, α_i создает на прямой M радиальную составляющую магнитной индукции, выражаемую формулой

$$dB_r = \frac{\mu_0 di}{2\pi r_i} \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_i}\right)^{\pm\nu-1} \sin \nu(\alpha_i - \alpha). \quad (3)$$

Интегрируя выражение (3) по сечению катушки, получим для радиальной составляющей индукции выражение

$$B_r = \frac{\mu_0 w_k i}{2\pi r_0} \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\pm\nu-1} k_{q\nu} k_{\Delta\nu} \sin \nu(\alpha_0 - \alpha), \quad (4)$$

где w_k - число витков катушки,
 $k_{q\nu}$ - коэффициент, учитывающий относительную ширину катушки



Фиг. 3.

$$k_{\rho\nu} = \frac{\sin \nu \rho}{\nu \rho}, \quad (5)$$

$k_{\Delta\nu}$ - коэффициент, учитывающий толщину катушки Δ

$$k_{\Delta\nu} = \frac{\left(1 + \frac{\Delta}{2r_0}\right)^{2+\nu} - \left(1 - \frac{\Delta}{2r_0}\right)^{2+\nu}}{(2+\nu) \frac{\Delta}{r_0}}. \quad (6)$$

В формулах (3), (4) и (6), как и в формуле (2) верхние знаки относятся к зоне $r < r_0$, нижние - к зоне $r > r_0$. Нетрудно заметить, что при $\nu = 1$ и $r < r_0$ $k_{\Delta\nu} = 1$.

Складывая далее радиальные составляющие магнитной индукции всех сторон катушек трехфазной обмотки при симметричной системе фазных токов и одной паре полюсов магнитного поля ($\rho = 1$), получим соответственно

$$B_r = B_m \sum_{\nu=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\pm\nu-1} \frac{k_{\delta\nu} k_{\rho\nu}}{k_{\delta 1} k_{\rho 1}} k_{\Delta\nu} \cos(\omega t \pm \nu \alpha), \quad (7)$$

где B_m - амплитудные значения основной гармоники магнитной индукции в зоне $r < r_0$.

$$B_m = \mu \frac{3\sqrt{2}}{\pi} \frac{k_{об1} k_{р1}}{2r_0} w I, \quad (8)$$

где w - число витков одной фазы,

I - действующее значение фазного тока,

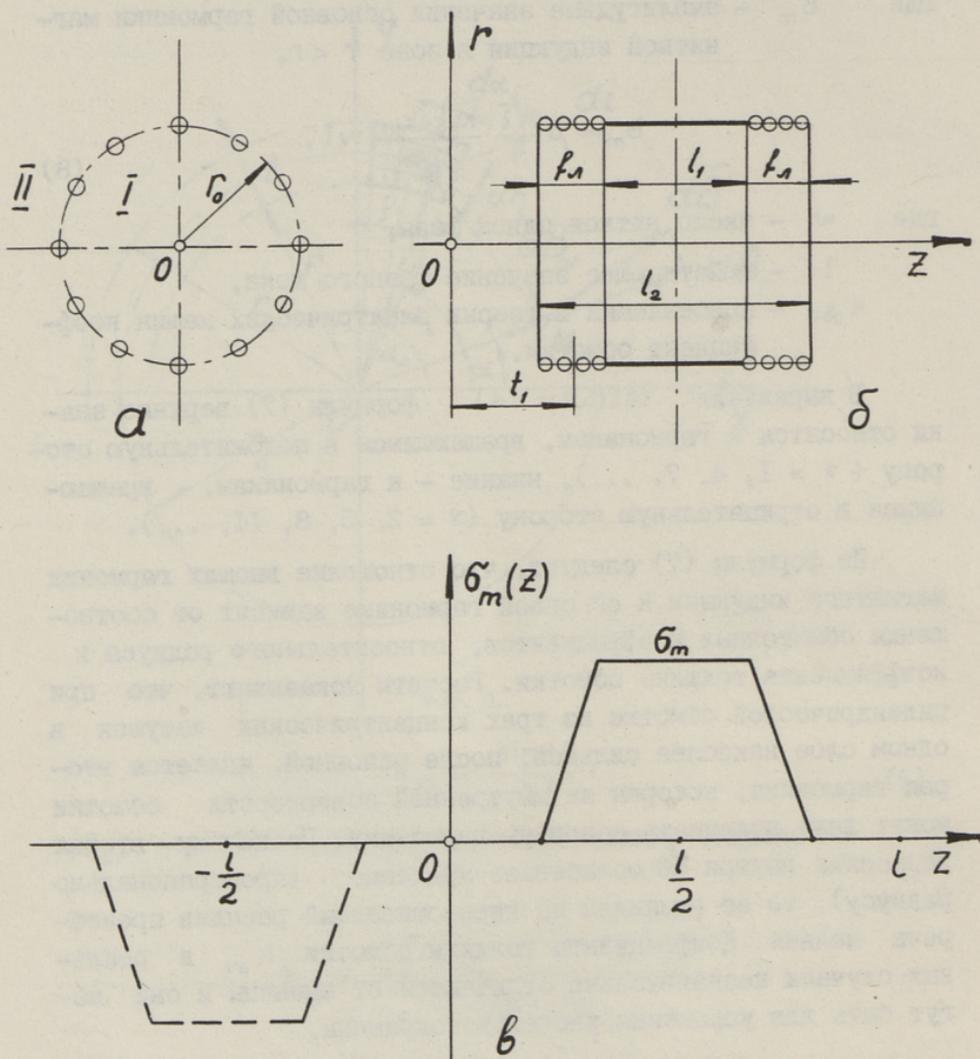
$k_{об}$ - применяемый в теории электрических машин коэффициент обмотки.

В выражении $\cos(\omega t \pm \nu \alpha)$ формулы (7) верхние знаки относятся к гармоникам, вращающимся в положительную сторону ($\nu = 1, 4, 7, \dots$), нижние - к гармоникам, вращающимся в отрицательную сторону ($\nu = 2, 5, 8, 11, \dots$).

Из формулы (7) следует, что отношение высших гармоник магнитной индукции к основной гармонике зависит от соотношения обмоточных коэффициентов, относительного радиуса и коэффициента толщины обмотки. Расчеты показывают, что при цилиндрической обмотке из трех концентрических катушек в одном слое наиболее сильной, после основной, является вторая гармоника, которая на внутренней поверхности обмотки может даже превышать основную гармонику. Поскольку вторая гармоника внутри ИВ ослабевает медленно (пропорционально радиусу), то ее влиянием на перемешиваемый расплав пренебречь нельзя. Коэффициенты толщины обмотки $k_{об}$ в реальных случаях незначительно отличаются от единицы и они могут быть для упрощения расчетов сокращены.

2. Магнитное поле индуктора конечной длины

Поскольку при учете торцевых эффектов индуктора при помощи закона Био-Савара выражения магнитной индукции получаются слишком сложными для практического применения (они содержат эллиптические интегралы первого, второго и третьего рода), то для учета конечной длины индуктора на распределение магнитного поля целесообразно решить систему уравнений электромагнитного поля, исходя из упрощенной расчетной модели (фиг. 4). В этой модели индуктор заменен бесконечно тонким цилиндрическим токовым слоем с радиусом



Фиг. 4.

r_0 и длиной l_2 с синусоидальным распределением линейной плотности тока σ по окружности и во времени. Амплитуда аксиальной составляющей линейной плотности тока $\sigma_m(z)$ считается постоянной на участке длиной l_1 , и падающей линейно до нуля в зоне торцовых (лобовых) частей индуктора с шириной f_λ (сплошная кривая на фиг. 4в). Применяя символический метод, можно аксиальную составляющую линейной плотности тока в общем случае (при $p \neq 1$) представить формулой

$$\sigma_z = \text{Im} \left[\sigma_m(z) e^{j(\omega t + p\alpha)} \right]. \quad (9)$$

Рассматривая график $\sigma_m(z)$ на фиг. 4в как участок кривой с периодом $2l > 2l_2$, симметричной относительно начала координат, можно его разложить в ряд

$$\sigma_m(z) = \sum_{k=1}^{\infty} \sigma_{mk} \sin \kappa_k z, \quad (10)$$

где

$$\kappa = k \frac{\pi}{l}, \quad \sigma_{mk} = \sigma_m \frac{4}{\pi} b_k, \quad l_0 = \frac{l_1 + l_2}{2},$$

$$b_k = \frac{1}{k} \sin k \frac{\pi}{2} \frac{l_0}{l} \frac{\sin k \frac{\pi}{2} \frac{f_\lambda}{l}}{k \frac{\pi}{2} \frac{f_\lambda}{l}} \sin k \frac{\pi}{2} \frac{l_0 + 2t_1}{l}.$$

Вводя для описания электромагнитного поля векторпотенциальную функцию \vec{A} , удовлетворяющую условиям

$$\text{rot } \vec{A} = \vec{B}, \quad \text{div } \vec{A} = 0, \quad (11)$$

получим для определения электромагнитного поля индуктора дифференциальное уравнение

$$\text{rot rot } \vec{A} = 0. \quad (12)$$

Учитывая формулу (9), будем искать решение уравнения (12) в виде

$$\vec{A} = \text{Im} \left[\vec{A}_m(r, z) e^{j(\omega t + p\alpha)} \right]. \quad (13)$$

В системе цилиндрических координат из уравнения (12), с учетом (13), получаются три дифференциальных уравнения для аксиальной, радиальной и тангенциальной составляющих комплексной амплитуды векторпотенциальной функции:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \dot{A}_{mz}}{\partial r} \right) - \frac{p^2}{r^2} \dot{A}_{mz} + \frac{\partial^2 \dot{A}_{mz}}{\partial z^2} &= 0, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial (r \dot{A}_{mr})}{\partial r} \right] - \frac{p^2}{r^2} (r \dot{A}_{mr}) + \frac{\partial^2 (r \dot{A}_{mr})}{\partial z^2} &= -2 \frac{\partial \dot{A}_{mz}}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r \dot{A}_{m\alpha})}{\partial r} \right] - \frac{p^2}{r^2} \dot{A}_{m\alpha} + \frac{\partial^2 A_{m\alpha}}{\partial z^2} = -j \frac{2p}{r^2} \dot{A}_{mr} \quad \left. \right\}$$

Решая систему (I4) с учетом (I0) по методу [I], получим для составляющих векторпотенциальной функции следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} \dot{A}_{mz} &= \sum_k [C_k I_p(\alpha_k r) + D_k K_p(\alpha_k r)] \sin \alpha_k z, \\ \dot{A}_{mr} &= \sum_k \left\{ \frac{1}{\alpha_k r} [F_k I_p'(\alpha_k r) + G_k K_p(\alpha_k r)] - \right. \\ &\quad \left. - C_k I_p'(\alpha_k r) - D_k K_p'(\alpha_k r) \right\} \cos \alpha_k z, \\ \dot{A}_{m\alpha} &= j \sum_k \left\{ \frac{1}{p} [F_k I_p'(\alpha_k r) + G_k K_p'(\alpha_k r)] - \right. \\ &\quad \left. - \frac{p}{\alpha_k r} [C_k I_p(\alpha_k r) + D_k K_p(\alpha_k r)] \right\} \cos \alpha_k z, \end{aligned} \right\} \quad (I5)$$

где $I_p(\alpha_k r)$, $K_p(\alpha_k r)$, $I_p'(\alpha_k r)$, $K_p'(\alpha_k r)$ — модифицированные цилиндрические функции и их производные.

Применяя условие (II), получим для комплексных амплитуд составляющих магнитной индукции

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{mr} &= j \sum_k \frac{\alpha_k}{p} [F_k I_p'(\alpha_k r) + G_k K_p'(\alpha_k r)] \sin \alpha_k z, \\ \dot{B}_{m\alpha} &= - \sum_k \frac{1}{r} [F_k I_p(\alpha_k r) + G_k K_p(\alpha_k r)] \sin \alpha_k z, \\ \dot{B}_{mz} &= j \sum_k \frac{\alpha_k}{p} [F_k I_p(\alpha_k r) + G_k K_p(\alpha_k r)] \cos \alpha_k z. \end{aligned} \right\} \quad (I6)$$

Используя для определения постоянных интегрирования обычные граничные условия магнитного поля, (непрерывность радиальных составляющих магнитной индукции на границе раздела областей, скачок тангенциальных составляющих напряженности магнитного поля на линейную плотность поверхностного тока σ), получим для комплексных амплитуд радиальных составляющих магнитной индукции в зоне $r < r_0$ выражение (I7), а в зоне $r > r_0$ выражение (I8):

$$\dot{B}_{mr1} = \sum_k \dot{B}_{k0} \frac{I'_p(\alpha_k r)}{I'_p(\alpha_k r_0)} \sin \alpha_k z, \quad (I7)$$

$$\dot{B}_{mr2} = \sum_k \dot{B}_{k0} \frac{K'_p(\alpha_k r)}{K'_p(\alpha_k r_0)} \sin \alpha_k z, \quad (I8)$$

где

$$\dot{B}_{k0} = -j \mu_0 \sigma_{mk} \frac{\alpha_k^2 r_0^2}{r} I'_p(\alpha_k r_0) K'_p(\alpha_k r_0). \quad (I9)$$

Переместив начало координат в центр индуктора и удлиняя длину периода $2l$ до бесконечности, ряды в (I7) и (I8) переходят в интегралы. Так, например, для зоны $r < r_0$ получим

$$\dot{B}_{mr1} = -j \frac{\mu_0 \sigma_m 4}{\pi r \rho_\lambda} \int_0^{\infty} I'_p(\lambda u) K'_p(u) \sin(\alpha_0 u) \sin(\rho_\lambda u) \cos(\alpha u) du, \quad (20)$$

где $\lambda = \frac{r}{r_0}$, $\rho_\lambda = \frac{f_\lambda}{2r_0}$, $\alpha_0 = \frac{l_0}{2r_0}$, $\alpha = \frac{z}{r_0}$.

Принимая $r = I$ и подставляя в (20) $r = 0$ ($\lambda = 0$), получим после интегрирования закон распределения радиальной составляющей магнитной индукции на оси индуктора:

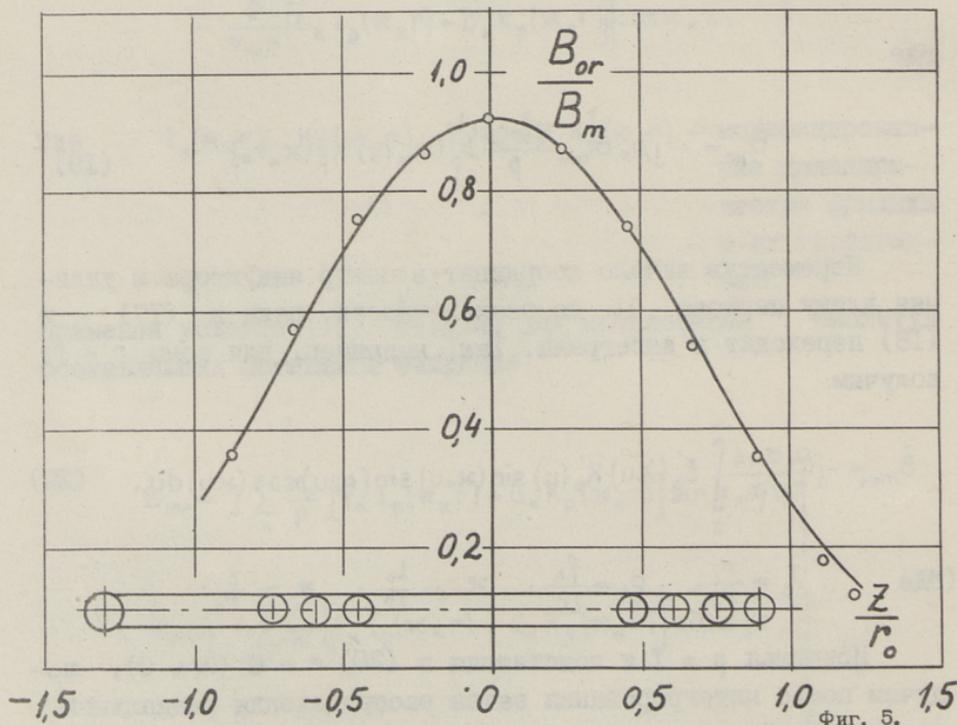
$$B_{or} = B_m \frac{1}{4\rho_\lambda} \left[\frac{(\alpha_0 + \rho_\lambda + \alpha)^2}{\sqrt{1 + (\alpha_0 + \rho_\lambda + \alpha)^2}} - \frac{(\alpha_0 - \rho_\lambda + \alpha)^2}{\sqrt{1 + (\alpha_0 - \rho_\lambda + \alpha)^2}} + \right]$$

$$+ \left. \frac{(\alpha_0 + \rho_A - \alpha)^2}{\sqrt{1 + (\alpha_0 + \rho_A - \alpha)^2}} - \frac{(\alpha_0 - \rho_A - \alpha)^2}{\sqrt{1 + (\alpha_0 - \rho_A - \alpha)^2}} \right], \quad (21)$$

где $B_m = j \frac{\mu_0 \sigma_m}{2}$ — амплитудное значение основной гармоники индукции в зоне $r < r_0$ при $l_0 = \infty$, определяемое формулой (8)

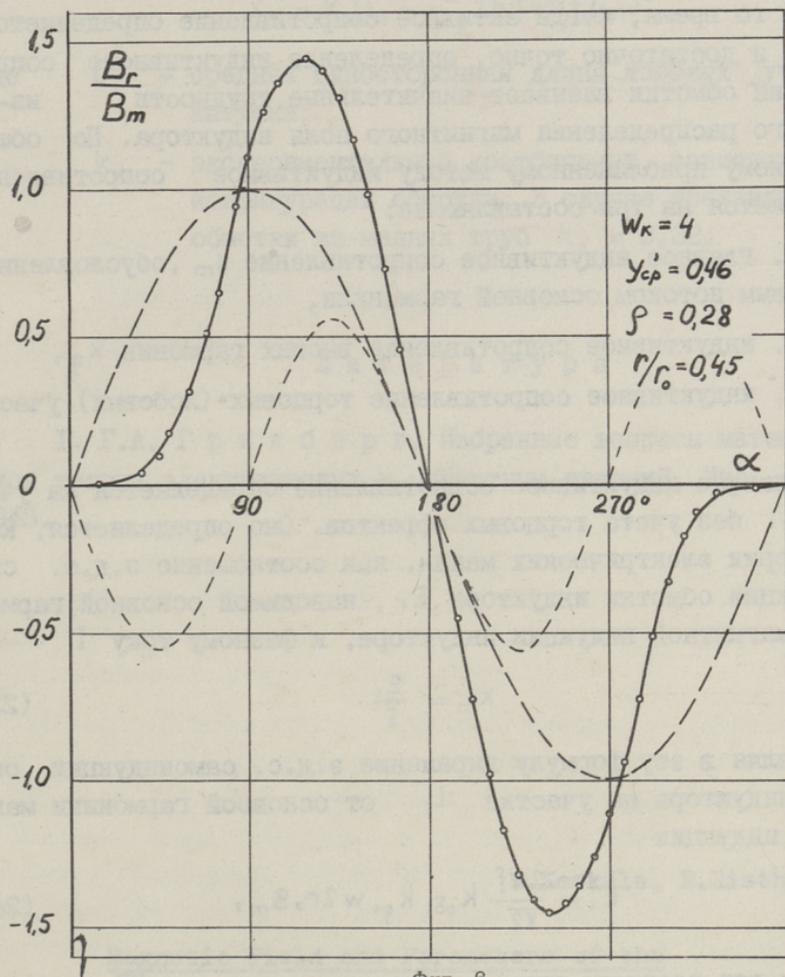
Выражения магнитной индукции от высших гармоник намагничивающей силы обмотки в реальных индукторах конечной длины, при числе пар полюсов $p = 1$, определяются также по формулам (16), (17) и (18), заменив в них p на ν и σ_m на выражение

$$\sigma_{m\nu} = \sigma_m \frac{1}{\nu} \frac{k_{об\nu}}{k_{од1}} \frac{k_{р\nu}}{k_{р1}}. \quad (22)$$



На фиг. 5 приведен график распределения индукции на оси ИВ, рассчитанной по формуле (21), точками указаны экспериментальные данные для индуктора из трех жестких катушек (с размерами $2r_0 = 180$ мм, $l_0 = 122$ мм и $f_A = 40$ мм). Как

видно, расчет и эксперимент хорошо совпадают (расхождение не превышает 3% от B_m и объясняется закруглением углов реальных катушек).



Фиг. 6.

На фиг. 6 приведена кривая распределения радиальной составляющей магнитной индукции по окружности в средней плоскости того же индуктора при $r = 0,45 r_0$. (сплошная линия), точками указаны данные эксперимента. Пунктирными линиями показаны распределение основной и второй гармоник индукции. Теоретические кривые рассчитаны по формуле (7) на ЭЦВМ Минск-22.

3. Параметры обмотки индуктора

В то время, когда активное сопротивление определяется просто и достаточно точно, определение индуктивного сопротивления обмотки вызывает значительные трудности из-за сложного распределения магнитного поля индуктора. По общеизвестному приближенному методу индуктивное сопротивление разделяется на три составляющие:

1. Главное индуктивное сопротивление x_m , обусловленное магнитным потоком основной гармоники,
2. индуктивное сопротивление высших гармоник x_g ,
3. индуктивное сопротивление торцовых (лобовых) участков x_λ .

Главное индуктивное сопротивление определяется на участке l_1 без учета торцовых эффектов. Оно определяется, как и в теории электрических машин, как соотношение э.д.с. самоиндукции обмотки индуктора E_1 , наводимой основной гармоникой магнитной индукции индуктора, к фазному току I

$$x_m = \frac{E_1}{I}. \quad (23)$$

Подставляя в эту формулу выражение э.д.с. самоиндукции обмотки индуктора на участке l_1 от основной гармоники магнитной индукции

$$E_1 = \frac{2\pi f}{\sqrt{2}} k_{\delta 1} k_{p1} w 2r_0 B_m, \quad (24)$$

получим для главного индуктивного сопротивления x_m выражение

$$x_m = 2\pi f \mu_0 (k_{\delta 1} k_{p1} w)^2 l_1. \quad (25)$$

Аналогично можно получить для сопротивления высших гармоник (сопротивления дифференциального рассеяния)

$$x_g = \sum_{v=2}^{\infty} x_v = x_m \sum_{v=2}^{\infty} \frac{1}{v} \left(\frac{k_{\delta v}}{k_{\delta 1}} \frac{k_{p v}}{k_{p 1}} \right)^2 = k_g \cdot x_m. \quad (26)$$

Анализ формулы (26) для оптимальных вариантов индуктора показал, что при изменении относительной ширины катушки

в пределах $\rho = 0,30 \dots 0,35$, коэффициент $k_g = 1,17 \dots 1,26$.

Для индуктивного сопротивления лобовых участков можно получить формулу

$$X_{\lambda} = k_{\lambda} (l_{\lambda} - y'_{cp} 2r_0) 4\pi f \mu_0 w^2, \quad (27)$$

где l_{λ} - средняя односторонняя длина лобовых участков катушки,

k_{λ} - экспериментальный коэффициент, зависящий от конфигурации обмотки. В случае трехкатушечной обмотки из медных труб $k_{\lambda} = 0,32$.

Л и т е р а т у р а

И. Г. А. Г р и н б е р г. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. Изд. АН. СССР, 1948.

V. Kesküla, E. Risthein

Magnetic Field and Parameters of the
Induction Rotators without Ferro-
magnetic Core

Summary

The paper deals with determination of spatial distribution of the magnetic field of the inductor with finite length. Calculating formulae for determining the parameters of the inductor are presented.

УДК 621.318.38

В.Ф. Кескюла

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ ВТОРИЧНОЙ СИСТЕМЫ В ИНДУКЦИОННЫХ
ВРАЩАТЕЛЯХ БЕЗ ФЕРРОМАГНИТНОГО МАГНИТОПРОВОДА

В [1] было рассмотрено распределение магнитного поля индуктора индукционного вращателя (ИВ) без ферромагнитного магнитопровода и приведены формулы для расчета параметров индуктора.

Для проектирования таких ИВ, кроме указанных данных, нужно уметь определить мощность, передаваемую от индуктора в перемешиваемый расплав, и оценить обратное влияние вторичной системы на режим работы индуктора.

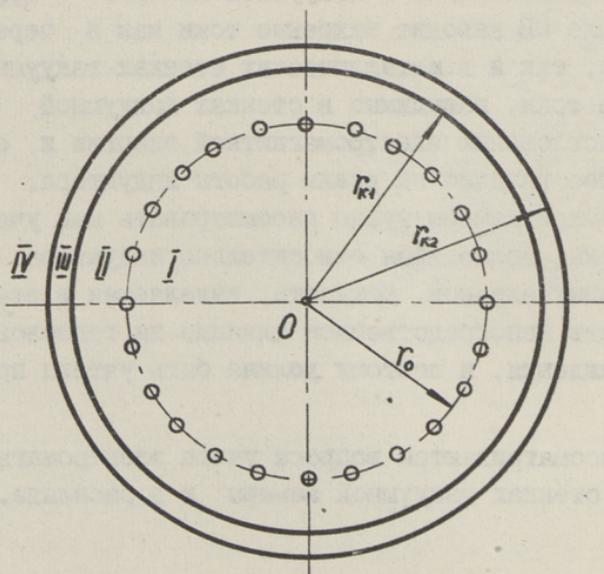
При расположении ИВ в вакуумной камере, вращающееся магнитное поле ИВ наводит вихревые токи как в перемешиваемом расплаве, так и в металлических стенках вакуумной камеры. Вихревые токи, наводимые в стенках вакуумной камеры приводят к поглощению электромагнитной энергии и оказывают также обратное влияние на режим работы индуктора. Поэтому стенки вакуумной камеры нужно рассматривать как участок вторичной системы, являющийся относительно индуктора совокупностью наружных экранов. Мощность, выделяемая в этих экранах, оказывает непосредственное влияние на тепловой режим и систему охлаждения, и поэтому должна быть учтена при расчете ИВ,

Ниже рассматриваются вопросы учета электромагнитных процессов в стенках вакуумной камеры и в расплаве.

І. Влияние стенок вакуумной камеры без учета торцовых эффектов

Учитывая сложность строгого анализа электромагнитных процессов во всей системе "ИВ - перемешиваемый расплав - стенки вакуумной камеры", рассмотрим вначале только влияние стенок вакуумной камеры на магнитное поле индуктора, пренебрегая влиянием торцовых эффектов, т.е. считая, что система "ИВ - наружные стенки" бесконечно длинна. При этом заменим реальные металлические стенки вакуумной камеры и водяной рубашки двумя коаксиальными бесконечно тонкими проводящими цилиндрическими слоями с радиусами r_{k1} и r_{k2} равными средним радиусам реальной системы, и с поверхностной проводимостью $\gamma_{\Delta_1} = \gamma_k \Delta_1$ и $\gamma_{\Delta_2} = \gamma_k \Delta_2$ (γ_k - проводимость материала стенок, Δ_1 и Δ_2 - толщина стенок). Обмотку индуктора заменим, как и в [І], бесконечно тонким токовым слоем с радиусом r_0 и с синусоидальным изменением линейной плотности тока σ по окружности и во времени.

Поперечное сечение такой упрощенной расчетной модели изображено на фиг. 1.



Фиг. 1.

Три цилиндрических поверхности с радиусами $\Gamma_0, \Gamma_{k1}, \Gamma_{k2}$ разделяют пространство системы на фиг. 1 на четыре области (I, II, III, IV). Во всех этих областях, за исключением граничных поверхностей, электропроводность среды можно приравнять к нулю. Вследствие этого векторпотенциальная функция \bar{A} , применяемая для описания электромагнитного поля в рассматриваемой системе, определяется дифференциальным уравнением (12), приведенным в [1]. Благодаря отсутствию торцовых эффектов, векторпотенциальная функция имеет только одну — аксиальную составляющую, формула для нахождения которой получается в виде

$$\bar{A} = \text{Im} \left[(C_n r^p + D_n r^{-p}) e^{j(\omega t + p\alpha)} \right], \quad (1)$$

где C_n и D_n — постоянные интегрирования для соответствующих областей.

Линейные плотности токов, наводимых магнитным полем индуктора в проводящих слоях, заменяющих стенки вакуумной камеры, определим из уравнений

$$\bar{\sigma}_1 = -\gamma_{\Delta 1} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \Big|_{r = \Gamma_{k1}} \quad (2)$$

и

$$\bar{\sigma}_2 = -\gamma_{\Delta 2} \frac{\partial \bar{A}}{\partial t} \Big|_{r = \Gamma_{k2}} \quad (3)$$

Используя обычные граничные условия для магнитного поля, получим для постоянных интегрирования в первой (основной) области следующие уравнения:

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \mu_0 \frac{\sigma_m}{2} \frac{\Gamma_0^{1-p}}{p} K_p \\ D_1 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где

$$K_p = 1 - j \frac{\epsilon_1 (1 + j\epsilon_2) \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma_{k1}}\right)^{2p} + \epsilon_2 (1 - j\epsilon_1) \left(\frac{\Gamma_0}{\Gamma_{k2}}\right)^{2p}}{(1 + j\epsilon_1)(1 + j\epsilon_2) + \epsilon_1 \epsilon_2 \left(\frac{\Gamma_{k1}}{\Gamma_{k2}}\right)^{2p}}, \quad (5)$$

$$\varepsilon_1 = \frac{\omega \mu_0 \chi_{\Delta 1} \Gamma_{\kappa 1}}{2\rho}, \quad (6)$$

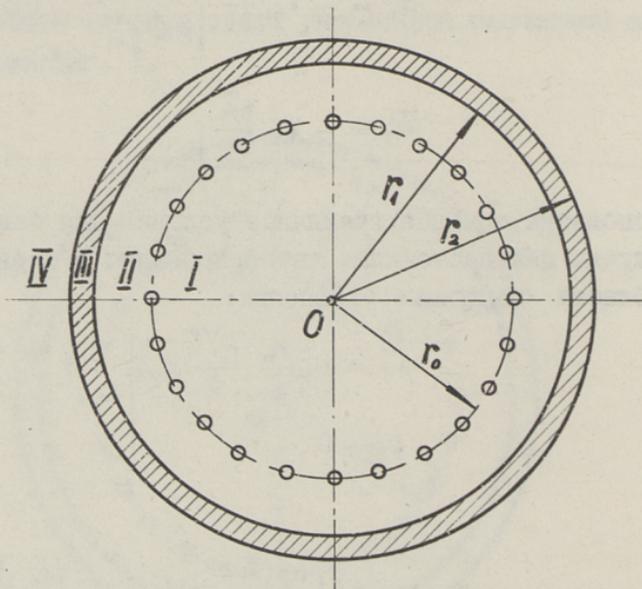
$$\varepsilon_2 = \frac{\omega \chi_{\Delta 2} \mu_0 \Gamma_{\kappa 2}}{2\rho}. \quad (7)$$

Для комплексной амплитуды радиальной составляющей магнитной индукции в первой области получим тогда выражение

$$\dot{B}_{mr1} = j \mu_0 \frac{\sigma_m}{2} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{p-1} K_p = \dot{B}'_{mr1} K_p, \quad (8)$$

где \dot{B}'_{mr1} — комплексная амплитуда магнитной индукции поля индуктора.

Из (8) видно, что коэффициент K_p , определяемый уравнением (5), учитывает размагничивающее действие токов в наружных стенках на магнитное поле индуктора в первой области. По нему можно определить также влияние вихревых токов в наружных стенках на режим работы индуктора.



Фиг. 2.

Для оценки погрешности, возникающей при замене стенок вакуумной камеры конечной толщины эквивалентными бесконечно тонкими проводящими слоями, сравниваем соответствующие коэффициенты размагничивания.

Для коэффициента размагничивания вихревых токов цилиндра с конечной толщиной Δ (фиг. 2) и удельной проводимостью γ_k получаем аналогичным путем выражение

$$K_{p\Delta} = 1 - \left(\frac{r_0}{r_1}\right)^{2p} \frac{\lambda r_1 D_2 + \mu_k p D_1}{\lambda r_1 D_2 - \mu_k p D_1}, \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} D_1 &= \frac{\lambda r_2}{\rho \mu_k} \left[I_p'(\lambda r_2) K_p(\lambda r_1) - I_p(\lambda r_1) K_p'(\lambda r_2) \right] + I_p(\lambda r_2) K_p(\lambda r_1) - I_p(\lambda r_1) K_p(\lambda r_2); \\ D_2 &= \frac{\lambda r_2}{\rho \mu_k} \left[I_p'(\lambda r_2) K_p'(\lambda r_1) - I_p'(\lambda r_1) K_p'(\lambda r_2) \right] + I_p(\lambda r_2) K_p'(\lambda r_1) - I_p'(\lambda r_1) K_p(\lambda r_2); \end{aligned} \right\} (10)$$

$$\lambda = \sqrt{j \omega \mu_k \mu_0 \gamma_k}. \quad (11)$$

r_1 и r_2 - внутренний и внешний радиусы цилиндра (фиг. 2).

Заменяя этот цилиндр бесконечно тонким проводящим слоем с проводимостью $\gamma_\Delta = \gamma_k \Delta$ и радиусом $r_k = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$ и обозначая

$$\varepsilon = \frac{\omega \mu_0 \gamma_\Delta r_k}{2\rho}, \quad (12)$$

получим из формулы (5) при замене r_1 на r_k , ε_1 на ε и ε_2 на 0, для коэффициента размагничивания упрощенное выражение:

$$K_{p1} = 1 - j \frac{\varepsilon}{1 + j\varepsilon} \left(\frac{r_0}{r_k}\right)^{2p}. \quad (13)$$

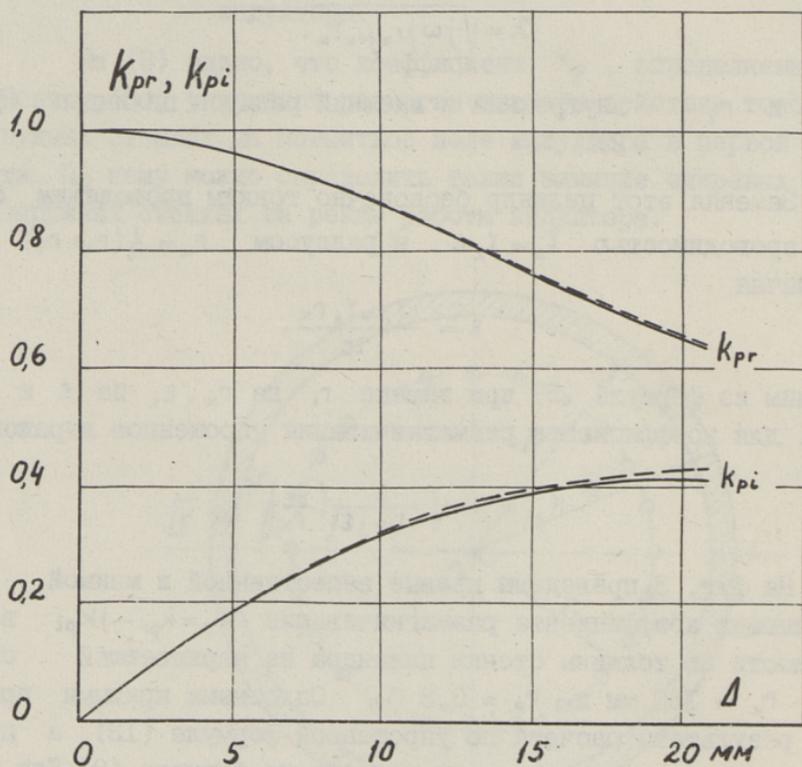
На фиг. 3 приведены кривые вещественной и мнимой составляющих коэффициента размагничивания $K_p = k_{pr} - j k_{pi}$ в зависимости от толщины стенки цилиндра из нержавеющей стали при $r_k = 150$ мм и $r_0 = 0,8 r_1$. Сплошными кривыми приведены результаты расчета по упрощенной формуле (13), а пунктирными кривыми - результаты расчета по формуле (9). Как видно, результаты расчета по обеим формулам мало отличаются друг от друга, особенно при малой толщине стенки Δ . Так, например, при $\Delta = 10$ мм погрешность составляет около 1%. Поскольку в существующих системах толщина стенки значительно меньше 10 мм, то такое упрощение вполне допустимо.

Для дальнейшего упрощения анализа рассмотрим возможность замены обеих стенок вакуумной камеры одним эквивалентным бесконечно тонким проводящим слоем с радиусом r_e и проводимостью $\gamma_{\Delta} = \gamma_k (\Delta_1 + \Delta_2)$. Поскольку основной определяющей величиной в формулах (5) и (13) является параметр ε , а радиусы r_{k1} , r_e и r_{k2} обычно мало отличаются друг от друга, то очевидно, радиус эквивалентного проводящего слоя можно приближенно определить из условия

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \quad (14)$$

откуда

$$r_e = \frac{r_{k1} \Delta_1 + r_{k2} \Delta_2}{\Delta_1 + \Delta_2}. \quad (15)$$



Фиг. 3.

Расчет коэффициента размагничивания по формулам (13), (15) и (5) для двух цилиндров из нержавеющей стали с $r_{k1} = 0,125$ м, $r_{k2} = 0,145$ м, $\Delta_1 = 4$ мм, $\Delta_2 = 2$ мм при $r_0 = 0,100$ м даст соответственно значения $K_{p1} = 0,974$ -

- j 0,119 и $K_{p2} = 0,976 - j 0,120$. Как видно, результаты расчета для реальных систем практически совпадают. Следовательно, в дальнейшем анализе можно обе стенки вакуумной камеры заменить одним эквивалентным проводящим слоем.

2. Учет электромагнитных процессов в наружных экранах конечной длины

Для исследования влияния вихревых токов в стенках вакуумной камеры конечной длины на магнитное поле и режим работы индуктора исходим теперь из упрощенной расчетной модели, изображенной на фиг. 4. В этой модели стенки вакуумной камеры заменены одним эквивалентным проводящим цилиндрическим слоем длиной l , с радиусом r_e и с поверхностной проводимостью γ_Δ . Индуктор заменен, как в [1], бесконечно тонким токовым слоем с радиусом r_0 и длиной l_2 . Тогда решение дифференциальных уравнений поля получается снова в виде формул (I5) и (I6), приведенных в [1].

При определении постоянных интегрирования добавляем теперь к обычным граничным условиям еще условие непрерывности вихревых токов в проводящем слое с радиусом r_e . Тогда получаем для аксиальной и тангенциальной составляющих комплексных амплитуд линейной плотности вихревых токов в проводящем слое выражения

$$\dot{\sigma}_{mez} = \sum_k \dot{\sigma}_{mek} \sin \kappa_k z, \quad (I6)$$

$$\dot{\sigma}_{mek} = j \sum_k \dot{\sigma}_{mek} \frac{\kappa_k r_e}{p} \cos \kappa_k z, \quad (I7)$$

где

$$\dot{\sigma}_{mek} = j \varepsilon \sigma_{mk} \frac{2}{p} \frac{1}{\Delta_{kp}} \kappa_k^2 r_0^2 I_p'(\kappa_k r_0) K_p'(\kappa_k r_e), \quad (I8)$$

$$\Delta_{kp} = 1 + \frac{\kappa_k^2 r_e^2}{p^2} - j \varepsilon \frac{2}{p} \kappa_k^2 r_e^2 I_p'(\kappa_k r_e) K_p'(\kappa_k r_e). \quad (I9)$$

Для радиальной составляющей магнитной индукции в первой области получим соответственно формулу

$$\dot{B}_{mr1} = \sum_k \dot{B}_{ko} K_{pk} \frac{I'_p(\alpha_k r)}{I'_p(\alpha_k r_0)} \sin \alpha_k z, \quad (20)$$

где

$$K_{pk} = 1 + j\varepsilon \frac{2\alpha_k^2 r_e^2}{p \Delta_{kp}} \frac{I'_p(\alpha_k r_0)}{K'_p(\alpha_k r_0)} K'_p(\alpha_k r_e)^2, \quad (21)$$

а \dot{B}_{ko} определяется по формуле (18) в [1].

Полную электромагнитную мощность вихревых токов в наружном экране находим аналогично [2], интегрированием произведения сопряженной величины индуцированной в нем напряженности первичного электрического поля \vec{E}' и комплекса плотности тока по формуле

$$\begin{aligned} \tilde{S}_e &= \int_0^l \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} [\vec{E}'_{me} \dot{\vec{\sigma}}_{me}] r_e d\alpha dz = \\ &= \int_0^l \int_0^{2\pi} \frac{1}{2} [\vec{E}'_{mez} \dot{\sigma}_{mez}] r_e d\alpha dz. \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\vec{E}'_{mez} = -\frac{\omega r_e}{p} \dot{B}'_{mr2} = -\frac{\omega r_e}{p} \sum_k \dot{B}_{ok} \frac{K'_p(\alpha_k r_e)}{K'_p(\alpha_k r_0)} \sin \alpha_k z. \quad (23)$$

Подставляя в уравнение (22) выражения (16) и (23), и проводя интегрирование, получим

$$\tilde{S}_e = P_e + jQ_e = \frac{\pi r_e l}{2} \gamma_{\Delta} \left(\frac{\omega r_e}{p}\right)^2 \sum_k \left[\dot{B}_{ok} \frac{K'_p(\alpha_k r_e)}{I'_p(\alpha_k r_e)} \right]^2 \frac{1}{\Delta_{kp}}. \quad (24)$$

С другой стороны, \tilde{S}_e можно выражать через вносимые в цепь индуктора активное сопротивление Δr и реактивное сопротивление Δx по формуле

$$\tilde{S}_e = P_e + jQ_e = 3(\Delta r + j\Delta x) I^2. \quad (25)$$

Приравнивая друг к другу (24) и (25), и учитывая, что при $p = 1$

$$\sigma_m = \frac{3\sqrt{2}}{\pi r_0} k_{об}, k_{р1} w l, \quad (26)$$

получаем для вносимых сопротивлений от основной гармонике вихревых токов выражение

$$\begin{aligned} \Delta r_1 + j \Delta x_1 = \\ = \chi_m \varepsilon \frac{l}{2l_1} \sum_k \left[b_k \varepsilon_k^2 r_e^2 I'_1(\varepsilon_k r_0) K'_1(\varepsilon_k r_0) \frac{K'_1(\varepsilon_k r_e)}{I'_1(\varepsilon_k r_e)} \right]^2 \frac{1}{\Delta_{k1}}, \end{aligned} \quad (27)$$

где χ_m — главное индуктивное сопротивление индуктора, определяемое формулой (25) в [1].

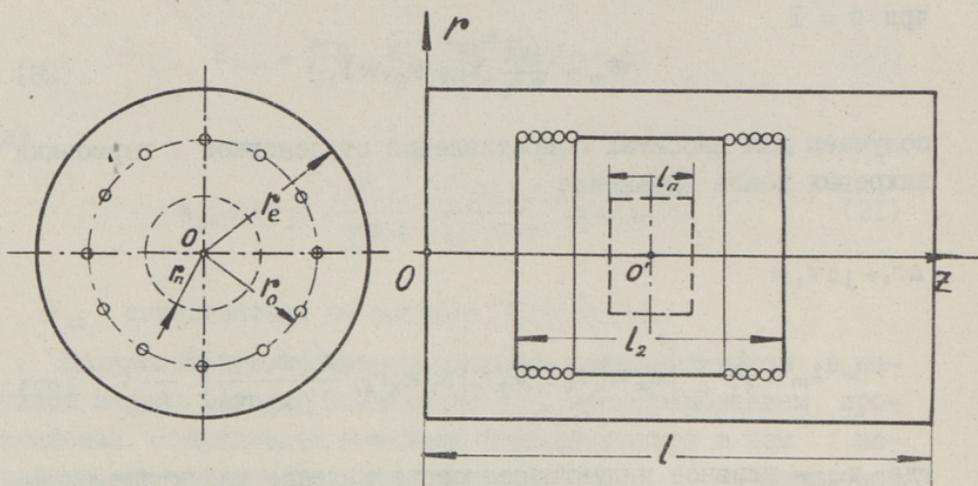
Учитывая также высшие гармоники и заменяя индекс p на γ , получим

$$\begin{aligned} \Delta r + j \Delta x = \chi_m \sum_{\gamma} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{k_{об\gamma} k_{р\gamma}}{k_{об1} k_{р1}} \right)^2 \varepsilon \frac{l}{2l_1} \sum_k \left[b_k \frac{\varepsilon_k^2 r_e^2}{\gamma} \cdot \right. \\ \left. \cdot I'_\gamma(\varepsilon_k r_0) K'_\gamma(\varepsilon_k r_0) \frac{K'_\gamma(\varepsilon_k r_e)}{I'_\gamma(\varepsilon_k r_e)} \right]^2 \frac{1}{\Delta_{k\gamma}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Расчеты, проведенные по указанным формулам, для индуктора из медных труб с $2 r_0 = 188$ мм, длиной $l_2 = 240$ мм, $\varphi_1 = 0,34$ при наружном экране из нержавеющей стали с диаметром $2 r_e = 300$ мм толщиной $\Delta = 6$ мм и длиной $l = 500$ мм дали для относительных вносимых сопротивлений значения $\Delta r / \chi_m = 0,126$ и $\Delta x / \chi_m = -0,026$, а для коэффициента размагничивания в центре индуктора значение $|K_{рс1}| = 0,983$. Отсюда видно, что обратное влияние поля вихревых токов на магнитное поле индуктора может учитываться только через активное вносимое сопротивление.

3. Учет электромагнитных процессов в расплаве

Сосуд с перемешиваемым расплавом находится в центре ИВ (пунктирная линия на фиг. 4), где вращающееся магнитное поле приводит расплав в сложное вращательно-перемешивающееся



Фиг. 4.

движение. Из-за сложного характера этого движения строгое теоретическое исследование электромагнитных процессов в расплаве окажется практически невозможным. Учитывая, однако, что скорость движения расплава, по сравнению со скоростью магнитного поля, мала, то в первом приближении расплав может быть заменен эквивалентным твердым сплошным цилиндром с электропроводностью γ с радиусом r_n и длиной l_n вращающимся со скольжением s . Поскольку длина этого цилиндра меньше длины индуктора ИВ, то здесь целесообразно задаваться распределением первичного поля в зоне расплава и путем решения уравнений Максвелла найти распределение вторичного поля вихревых токов. Первичное магнитное поле можно задавать с учетом размагничивающего действия наружных экранов, но ввиду малых размеров области расплава можно действием вторичного поля токов расплава на наружные экраны пренебречь.

Так как длина l_n значительно меньше длины индуктора, то в этой зоне (в центре ИВ) первичное магнитное поле в аксиальном направлении изменяется мало и может считаться плоскопараллельным. Согласно [1], амплитуду радиальной составляющей магнитной индукции основной гармоники этого поля можно выразить формулой

$$\dot{B}'_{mr1} = \dot{B}_{n0} \left(\frac{r}{r_n} \right)^{p-1}, \quad (29)$$

где $B_{no} = B_m \left(\frac{r_n}{r_0}\right)^{p-1} K_p$ - среднее по оси z значение индукции первичного поля при $r = r_n$, с учетом коэффициента размагничивания наружных экранов.

Подобная задача была решена в [3] для ИВ с ферромагнитным магнитопроводом. Совмещая начало координат с центром цилиндра и ИВ, получим аналогичным путем для аксиальной составляющей вектора плотности вихревых токов в расплаве выражение

$$\dot{\delta}_{mz} = \sum_n \dot{\delta}_{on} \frac{I_p(\lambda_n r)}{I_p(\lambda_n r_n)} \cos \varkappa_n z, \quad (30)$$

где

$$\dot{\delta}_{on} = \gamma \frac{\omega s r_n}{p} B_{no} \frac{4}{\pi} \frac{1}{n} \sin n \frac{\pi}{2} \frac{1}{\Delta_n} \left[\bar{a}_n + b_n + j \frac{\omega s \gamma \mu_0}{\varkappa_n^2} (b+1) \right], \quad (31)$$

$$\varkappa = n \frac{\pi}{l_n}, \quad (32)$$

$$\lambda = \sqrt{\varkappa_n^2 + j \omega s \gamma \mu_0}, \quad (33)$$

$$\Delta_n = 1 + b_n + 2 \bar{a}_n (\bar{a}_n - 1) + j \frac{\omega s \gamma \mu_0}{\varkappa_n^2} [\bar{a}_n (2b_n + 1) - b_n], \quad (34)$$

$$\bar{a}_n = \frac{\lambda_n r_n I_{p-1}(\lambda_n r_n)}{2p I_p(\lambda_n r_n)}, \quad (35)$$

$$b_n = \frac{\varkappa_n r_n K_{p-1}(\varkappa_n r_n)}{2p K_p(\varkappa_n r_n)}. \quad (36)$$

Учитывая, что при заданных условиях вектор напряженности первичного электрического поля имеет в зоне расплава только одну - аксиальную составляющую

$$\dot{E}'_{mz} = -\frac{\omega r}{p} \dot{B}'_{mr}, = -\frac{\omega r}{p} \dot{B}_{no} \left(\frac{r}{r_n}\right)^{p-1}, \quad (37)$$

можно полную мощность вихревых токов расплава определить по формуле

$$\tilde{S}_n = \int_{-\frac{l_n}{2}}^{\frac{l_n}{2}} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_n} \frac{1}{2} \left[E'_{mz} \delta_{mz} \right] r d\alpha dr dz. \quad (38)$$

После интегрирования (38) получим

$$\tilde{S}_n = P_n + jQ_n = \frac{\pi r_n^2 l_n}{2(p+1)} \gamma_s \left(\frac{\omega r_n}{p} B_{no} \right)^2 K_{sp}, \quad (39)$$

где комплексный коэффициент

$$K_{sp} = k_{qp} + jk_{pp} = \\ = (p+1) \frac{16}{\pi^2} \sum_n \frac{1}{n^2} \frac{2p(\bar{a}_n - 1)}{\lambda_n^2 r_n^2 \Delta_n} \left[\bar{a}_n + b_n + j \frac{\omega s \gamma \mu_0}{2e_n^2} (b_n + 1) \right]. \quad (40)$$

Учитывая также влияние высших гармоник вихревых токов при $p = 1$, получим аналогично (28) для вносимых в цепь индуктора сопротивлений от вихревых токов в расплаве выражение

$$\Delta r_n + j\Delta x_n = \chi_m \frac{\omega s \gamma \mu_0 r_n^2}{4} \frac{l_n}{l_1} \sum_{\gamma} \frac{1}{\gamma} \left(\frac{k_{o\delta\gamma} k_{p\gamma}}{k_{o\delta 1} k_{p1}} \right)^2 \left(\frac{r_n}{r_o} \right)^{2\gamma} \frac{s_{\gamma}}{s} \frac{K_{s\gamma}}{(\gamma+1)\gamma^2}. \quad (41)$$

Для вращающего момента, действующего на расплав, получим аналогично [3] формулу

$$M = \pi r_n^2 l_n \frac{\gamma \omega s r_n^2}{2} B_m^2 \sum_{\gamma} \frac{\sin \gamma \frac{2\pi}{3}}{\sin \frac{2\pi}{3}} \left(\frac{k_{o\delta\gamma} k_{p\gamma}}{k_{o\delta 1} k_{p1}} \right)^2 \left(\frac{r_n}{r_o} \right)^{2(\gamma-1)} \frac{s_{\gamma}}{s} \frac{K_{s\gamma}}{(\gamma+1)\gamma}. \quad (42)$$

В формулах (41) и (42) s_{γ} - скольжение расплава относительно γ -ой гармоники.

Поскольку ряды в формулах (40) и (41) быстро сходятся, то в расчетах можно ограничиться только первыми членами по n и двумя членами по γ .

Следует отметить, что для описанного выше индуктора и сосуда с расплавом при $\gamma = 1, 24 \cdot 10^6$ см/м, $r_n = 51$ мм и $l_n = 54$ мм, отношение вращающих моментов от второй и ос-

новой гармонике составляет $M_2/M_1 = 0,33$, в то время, как $M_4/M_1 = 0,001$. Это еще раз подтверждает вывод о том, что влиянием на расплав высших гармоник магнитной индукции, кроме второй, можно пренебречь.

В результате проведенных исследований составлен расчетный формуляр для проектирования ИВ без ферромагнитного магнитопровода. Этот формуляр может быть использован также для контрольного расчета существующих ИВ.

Л и т е р а т у р а

1. В.Ф. Кескюла, Э.М. Ристхейн. Магнитное поле и параметры индукционных вращателей без ферромагнитного магнитопровода. (Настоящий сб. стр. 3-16.)

2. Х.И. Янес. Учет влияния вторичной системы в линейной плоской магнитогидродинамической машине. Труды ТПИ, серия А, № 197, Таллин, 1962.

3. В.Ф. Кескюла. Электромагнитные процессы во вторичной системе индукционного вращателя жидких металлов. Труды ТПИ, серия А, № 284, Таллин 1969.

Taking into Account the Influence of the
Secondary System in the Induction Rotator
without Ferromagnetic Core

Summary

The paper deals with investigation of the distribution of the Foucault currents in the outside screens and in the mixed metal and their influence to the working regimen of the inductor. The formulae for determining the power of the Foucault currents and the rotating force are presented.

Р.Л. Юргенсон, Х.И. Янес

О ВЛИЯНИИ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОТОКА
НЕМАГНИТНОГО ЗАЗОРА ПЛОСКИХ ЛИНЕЙНЫХ
ИНДУКЦИОННЫХ МГД МАШИН НА МАГНИТНЫЕ ПОТЕРИ

Предварительные замечания. Постановка задачи

Распределению магнитного поля в магнитопроводе плоских линейных индукционных МГД машин свойственны, по сравнению с обыкновенными асинхронными машинами, следующие особенности:

1) относительно большой удельный вес магнитных потоков пазового рассеяния и рассеяния по коронкам зубцов, обусловленный большим немагнитным зазором,

2) наличие в спинках пульсирующей составляющей магнитного потока, обусловленной разомкнутостью магнитопровода [2]

3) наличие в немагнитном зазоре и в спинках пульсирующих составляющих магнитного потока, вызванных при неполной компенсации находящимися за концами активной зоны шунтирующими участками магнитопровода и насыщением спинок [2].

Ввиду этого, выражения магнитных потерь обыкновенных асинхронных машин дают при МГД машинах чрезмерно заниженные результаты. Так, для построенных в ТПИ насосов значения экспериментальных данных превышают значения расчетных при двусторонней обмотке в 5 раз, а при односторонней - в 9 раз [6].

В работе А.В. Конта и Х.И. Янеса [4] выведены выражения для расчета магнитных потерь с учетом влияния пазового рассеяния и разомкнутости магнитопровода. Эти выражения дают результаты, расходящиеся с экспериментальными, при двусторонней обмотке в 2,8 раза и при односторонней обмотке в 4,2 раза, что указывает на необходимость дальнейшего более подробного изучения этого вопроса.

В настоящей работе поставлена цель изучить в магнитных потерях роль потока, обусловленного шунтирующими участками магнитопровода. Основой расчета является выражение, вытекающее из формулы магнитных потерь обыкновенных асинхронных машин [1]

$$P_{ст} = P_3 + P_{сп} = \frac{\sigma}{B_1^2} \left(\frac{f}{f_1} \right)^{1,3} \rho_{ст} \left(1,8 \int_{V_3} B_3^2 dV_3 + 1,5 \int_{V_{сп}} B_{сп}^2 dV_{сп} \right), \quad (1)$$

где $P_{ст}, P_3, P_{сп}$ - соответственно суммарные магнитные потери, потери в зубцах и в спинках,
 σ - удельные магнитные потери при частоте f и индукции B_1 ,
 f - частота,
 $\rho_{ст}$ - плотность стали,
 $B_3, B_{сп}$ - индукции в зубцах и в спинках,
 $V_3, V_{сп}$ - объемы зубцов и спинок.

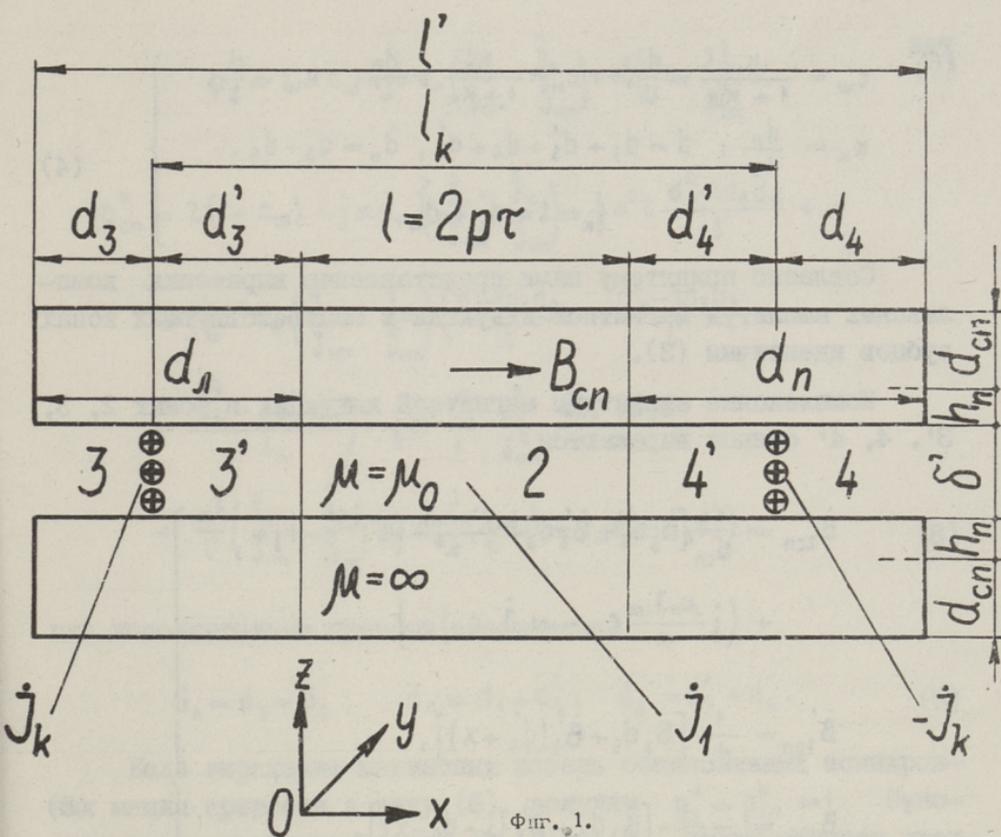
Выражения магнитных потерь выводятся, согласно модели индуктора, изображенной на фиг. 1. В немагнитном зазоре этой модели на протяжении активной зоны $l = 2p\tau$ (p - целое число) распределены равномерно объемные токи первичной обмотки, комплексная амплитуда поверхностной плотности которых равна

$$\dot{j}_1 = J_{1m} e^{-j\alpha x}, \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{\pi}{\tau}$, j - мнимая единица

Стороны компенсирующей катушки располагаются в зазоре в виде бесконечно тонких слоев. Комплексная амплитуда линейной плотности токов компенсирующей катушки равна \dot{J}_k . Принимается, что поле не выходит за пределы сердечников, и индукция в зазоре имеет только составляющую по оси z . При расчете потерь полагается, что в зубцах (в области сердечников толщиной h_n) существует индукция только по оси z и в спинках (в области сердечников толщиной $d_{сп}$) - только по оси x .

Описанная модель (фиг. 1) применялась в работе А.В.Конта и Х.И. Янеса [4]. Предложенный профессором А.И.Вольдеком расчетный прием переноса токов индуктора в немагнитный за-



зор обеспечит в зазоре при бесконечно длинном индукторе простое одномерное поле [3].

Выражения магнитной индукции

Комплексные амплитуды магнитной индукции в зонах 2, 3, 3', 4, 4' зазора модели (фиг. I) имеют выражения [5]

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{B}_2 &= -j \frac{\mu_0 \dot{j}_{1m}}{\alpha} e^{-j\alpha x} + j \frac{\mu_0 \dot{j}_{1m}}{\alpha} c_w - \mu_0 \dot{j}_k c_n, \\
 \dot{B}'_3 &= \dot{B}'_4 = -j \frac{\mu_0 \dot{j}_{1m}}{\alpha} \cdot \frac{1}{1+k_w} - \mu_0 \dot{j}_k c_n, \\
 \dot{B}_3 &= \dot{B}_4 = -j \frac{\mu_0 \dot{j}_{1m}}{\alpha} \frac{1}{1+k_w} + \mu_0 \dot{j}_k \frac{1}{1+k_k},
 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$\left. \begin{aligned} c_{\omega} &= \frac{k_{\omega}}{1+k_{\omega}} = \frac{d}{l'}, & c_{\kappa} &= \frac{k_{\kappa}}{1+k_{\kappa}} = \frac{d_{\kappa}}{l'}, & k_{\omega} &= \frac{d}{l}, \\ c_{\kappa} &= \frac{d_{\kappa}}{l_{\kappa}}, & d &= d_3 + d'_3 + d_4 + d'_4, & d_{\kappa} &= d_3 + d_4, \\ & & l_{\kappa} &= l + d'_3 + d'_4. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Согласно принятому нами представлению выражения комплексных амплитуд магнитной индукции в соответствующих зонах зубцов идентичны (3).

Комплексные амплитуды магнитной индукции в зонах 2, 3, 3', 4, 4' спинок выражаются

$$\left. \begin{aligned} \dot{B}_{2\text{сп}} &= \frac{1}{d_{\text{сп}}} \left[\dot{B}_3 d_3 + \dot{B}'_3 d'_3 + \frac{\mu_0 \dot{J}_{1m}}{\alpha^2} (e^{-j\alpha x} - 1) + \right. \\ &\quad \left. + \left(j \frac{\mu_0 \dot{J}_{1m}}{\alpha} c_{\omega} - \mu_0 \dot{J}_{\kappa} c_{\kappa} \right) x \right], \\ \dot{B}'_{3\text{сп}} &= \frac{1}{d_{\text{сп}}} \left[\dot{B}_3 d_3 + \dot{B}'_3 (d'_3 + x) \right], \\ \dot{B}'_{4\text{сп}} &= -\frac{1}{d_{\text{сп}}} \left[\dot{B}_3 d_4 + \dot{B}'_3 (l + d'_4 - x) \right], \\ \dot{B}_{3\text{сп}} &= \dot{B}_3 \frac{d_3 + d'_3 + x}{d_{\text{сп}}}, \\ \dot{B}_{4\text{сп}} &= -\dot{B}_3 \frac{l + d_4 + d'_4 - x}{d_{\text{сп}}}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Общие выражения магнитных потерь

С применением выражений магнитной индукции (3) и (5) магнитные потери одного сердечника индуктора согласно (I) выражаются

$$P_{\text{ст}} = \frac{\sigma}{B_1^2} \left(\frac{f}{f_1} \right)^{1,3} \rho_{\text{ст}} l 2c \frac{\mu_0^2 \dot{J}_{1m}^2}{\alpha^2} \left(1,8 h_{\text{п}} p_3^* + 1,5 \frac{1}{d_{\text{сп}} \alpha^2} p_{\text{сп}}^* \right), \quad (6)$$

где $2c$ — ширина пакета стали индуктора.

Обозначенные в (6) через p_3^* и $p_{\text{сп}}^*$ величины можно называть относительными магнитными потерями соответственно в зубцах и в спинке. Выражения этих величин после преобразований принимают вид

$$p_3^* = 1 + c_{\omega} + j\alpha c_H \left(\frac{j_k}{j_{1m}} - \frac{j_k^*}{j_{1m}^*} \right) + \alpha^2 l_k c_H \frac{j_k^2}{j_{1m}^2}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} p_{\text{сн}}^* = & 2(1 + c_{\omega}) + j\alpha c_H \left(\frac{j_k}{j_{1m}} - \frac{j_k^*}{j_{1m}^*} \right) + \frac{1}{3}\alpha^2 l \frac{d^2 - 3d_{\lambda} d_n}{l'} + \\ & + j\frac{1}{6}\alpha^3 l_k \left(\frac{j_k}{j_{1m}} - \frac{j_k^*}{j_{1m}^*} \right) \left(\frac{d^2 - 3d_{\lambda} d_n}{l'} + \frac{d_n^2 - 3d_3 d_4}{l'} - \right. \\ & \left. - \frac{d_8^2 - 3d_3' d_4'}{l_k} \right) + \frac{1}{3}\alpha^4 \frac{l_k^2}{l} \cdot \frac{j_k^2}{j_{1m}^2} \cdot \frac{d_n^2 - 3d_3 d_4}{l'} + \\ & + \frac{\alpha^2}{l'} \left(\frac{j_k}{j_{1m}} + \frac{j_k^*}{j_{1m}^*} \right) \left(\frac{1}{2} d_4 l - \frac{1}{2} d_3 l + d_4 d_3' - d_3 d_4' \right), \quad (8) \end{aligned}$$

где дополнительно приняты обозначения

$$d_{\lambda} = d_3 + d_3', \quad d_n = d_4 + d_4', \quad d_8 = d_3' + d_4'. \quad (9)$$

Если выражение магнитных потерь обыкновенных асинхронных машин привести к виду (6), получим $p_3^* = p_{\text{сн}}^* = 1$. Относительные магнитные потери по (7) и (8), таким образом, представляют собой отношения потерь в зубцах и в спинке линейной машины к потерям в зубцах и в спинке соответствующей обыкновенной цилиндрической асинхронной машины.

Из выражения (7) видно, что при фиксированных значениях l и l_k потери в зубцах не зависят от расположения активной зоны и компенсирующей катушки друг относительно друга и относительно концов сердечников. Из выражения (8) следует, что в случае расхождения аргументов величин j_{1m} и j_k на $\pm \frac{\pi}{2}$ потери в спинке не изменяются, если переставлять между собой соответствующие размеры входного и выходного концов индуктора.

В большинстве практических случаев конструкция индуктора симметрична ($d_3 = d_4 = \frac{d_H}{2}$, $d_3' = d_4' = \frac{d_8}{2}$, $d_{\lambda} = d_n = \frac{d}{2}$), и общее выражение (8) относительных магнитных потерь в спинке имеет более простой вид

$$p_{\text{сн}}^* = 2(1 + c_{\omega}) + j\alpha c_{\text{н}} \left(\frac{j_{\text{к}}}{j_{\text{1м}}} - \frac{j_{\text{к}}^*}{j_{\text{1м}}^*} \right) + \frac{1}{12} \alpha^2 l \frac{d^2}{l'} + j \frac{1}{24} \alpha^3 l_{\text{к}} \left(\frac{j_{\text{к}}}{j_{\text{1м}}} - \frac{j_{\text{к}}^*}{j_{\text{1м}}^*} \right) \left(\frac{d^2}{l'} + \frac{d_{\text{н}}^2}{l'} - \frac{d_{\text{в}}^2}{l_{\text{к}}} \right) + \frac{1}{12} \alpha^4 \frac{l_{\text{к}}}{l} \frac{j_{\text{к}}^2}{j_{\text{1м}}^2} \frac{d_{\text{н}}^2}{l'}. \quad (\text{I0})$$

Относительные магнитные потери некомпенсированной
машины

Полагая в (7) и (8) $j_{\text{к}} = 0$ находим

$$p_{\text{з}}^* = 1 + c_{\omega}, \quad (\text{II})$$

$$p_{\text{сн}}^* = 2(1 + c_{\omega}) + \frac{1}{3} \alpha^2 l \frac{d^2 - 3d_{\text{л}}d_{\text{н}}}{l'}. \quad (\text{I2})$$

При $d_{\text{л}} = d_{\text{н}} = \frac{d}{2}$ потери в спинке минимальны и величина $p_{\text{сн}}^*$ получит выражение

$$p_{\text{сн}}^* = 2(1 + c_{\omega}) + \frac{1}{12} \alpha^2 c_{\omega} l d. \quad (\text{I3})$$

При $d_{\text{л}} = 0, d_{\text{н}} = d$ или $d_{\text{н}} = 0, d_{\text{л}} = d$ потери в спинке максимальны и

$$p_{\text{сн}}^* = 2(1 + c_{\omega}) + \frac{1}{3} \alpha^2 c_{\omega} l d. \quad (\text{I4})$$

Таким образом, с точки зрения потерь в спинке, активную зону целесообразно располагать на середине магнитопровода. Это подтверждается также физическим представлением.

В теоретическом частном случае полного отсутствия шунтирующих участков магнитопровода ($d=0$) имеем $p_{\text{з}}^* = 1$ и $p_{\text{сн}}^* = 2$. То есть в такой машине, по сравнению с соответствующей обыкновенной асинхронной машиной, потери в зубцах не изменяются, а потери в спинке удваиваются [6].

Относительные магнитные потери при компенсации
пульсирующего магнитного поля зазора на протяжении
активной зоны

Пульсирующее магнитное поле зазора на протяжении активной зоны, согласно (3), компенсировано, если

$$j_{\kappa} = j \frac{j_{im}}{\alpha} \cdot \frac{c_{\omega}}{c_n} \quad [5]. \quad (I5)$$

С учетом этого выражения вместо (7) и (8) имеем

$$p_3^* = 1 + c_{\omega} \frac{d_b l'}{d_n l}, \quad (I6)$$

$$p_{cn}^* = 2 - \frac{1}{3} \cdot \frac{\alpha^2}{d_n} \left[d_b (d^2 - 3 d_{\lambda} d_n) - d (d_b^2 - 3 d_3' d_4') - \frac{d_b l_{\kappa}}{d_n l} d (d_n^2 - 3 d_3 d_4) \right], \quad (I7)$$

При предложенном профессором А.И.Вольдеком идеальном расположении компенсирующей катушки ($d_b = 0$) выражения (I6) и (I7) дают логичные результаты $p_3^* = 1$, $p_{cn}^* = 2$.

При $d = \text{const}$ с увеличением d_b потери в зубцах, согласно (I6), увеличиваются. Начиная с некоторого взаимно-отношения между d_b и d_n , при рассматриваемой компенсации (I5) эти потери становятся большими, чем потери в соответствующей некомпенсированной машине. Сопоставлением выражений (II) и (I6) можно установить, что с точки зрения потерь в зубцах данная компенсация еще целесообразна, если

$$\frac{d_b}{d_n} < \frac{l}{l'}.$$

При симметричном расположении активной зоны и компенсирующей катушки ($d_3 = d_4 = \frac{d_n}{2}$, $d_3' = d_4' = \frac{d_b}{2}$, $d_{\lambda} = d_n = \frac{d}{2}$) вместо выражения (I7) имеем

$$p_{cn}^* = 2 + \frac{1}{12} \alpha^2 \kappa_{\omega} d_b^2. \quad (I8)$$

При предельно несимметричном расположении компенсирующей катушки ($d_3' = d_4 = 0$, $d_n = d_{\lambda} = d_3$, $d_b = d_n = d_4'$) по (I7) находим

$$p_{cn}^* = 2 + \frac{1}{3} \alpha^2 (3 + \kappa_{\omega}) d_b^2. \quad (I9)$$

При сопоставлении выражений (I8) и (I9) следует считать предпочтительной симметричную конструкцию индуктора.

Относительные магнитные потери при реальном
расположении идеальных компенсирующих токов

Рассматривается случай, когда

$$j_{\kappa} = j \frac{j_{im}}{\alpha}, \quad (20)$$

что приближенно имеет место при двухслойной корригированной обмотке с расположением концевых сторон корригирующих катушек в дополнительных больших пазах [6].

По (7) и (8) находим

$$p_3^* = 1 + c_{\omega} \frac{d_6(l + d_n)}{dl}, \quad (21)$$

$$p_{cn}^* = 2 \left(\frac{d_6}{l'} + 1 \right) - \frac{1}{3} \frac{\alpha^2}{l'} \left[d_6(d^2 - 3d_{\lambda}d_n) - \right. \\ \left. - l'(d_6^2 - 3d_3'd_4') - \frac{l_{\kappa}}{l} d_6(d_n^2 - 3d_3d_4) \right]. \quad (22)$$

Если принять $d_6 = 0$ выражения (21) и (22) дают, разумеется, $p_3^* = 1$ и $p_{cn}^* = 2$. При $d_n = 0$ вместо (21) и (22) получим соответственно выражения (I1) и (I2).

При $d_3 = d_4 = \frac{d_n}{2}$, $d_3' = d_4' = \frac{d_6}{2}$, $d_{\lambda} = d_n = \frac{d}{2}$ вместо выражения (22) имеем:

$$p_{cn}^* = 2 \left(1 + \frac{d_6}{l'} \right) + \frac{1}{12} \alpha^2 \frac{d_6^2}{l'l} \left[(l + d_n)^2 - 3ld_n \right]. \quad (23)$$

При $l' = \text{const}$, $d_6 = \text{const}$, потери в спинке, согласно последнему выражению, минимальны, если $l = d_n$.

При $d_3' = d_4' = 0$, $d_n = d_{\lambda} = d_3$, $d_6 = d_n = d_4'$ по (22) находим:

$$p_{cn}^* = 2 \left(1 + \frac{d_6}{l'} \right) + \frac{1}{3} \alpha^2 \frac{d_6^2}{l'l} (l + d_n)^2. \quad (24)$$

Сопоставление выражений (23) и (24) подтверждает целесообразность симметричной конструкции индуктора.

Относительные магнитные потери при реальном
расположении естественных компенсирующих
токов двухслойной обмотки

Находим, к примеру, значения относительных потерь для индукторов с диаметральной обмоткой и $q = 2$, имеющих указанные в таблице I расположения концевых сторон корригирующих катушек в дополнительных нормальных пазах. Имея упрощенно $d = 6t_3$ в [6] для этих вариантов индукторов определены эквивалентные по электромагнитному влиянию значения компенсирующего тока и ширины компенсирующей катушки. Полученные по данным [6] отношения плотностей токов и относительные ширины обхваченных эквивалентным компенсирующим током шунтирующих участков магнитопровода представлены в левой части таблицы I. С применением этих величин, по формулам (7) и (10) для каждого варианта индуктора определены значения относительных магнитных потерь, соответствующие двухполюсной и четырехполюсной обмоткам. Результаты расчетов приведены в правой части таблицы I. Там же даны значения $\frac{P_{сн}}{2}$, представляющие собой отношения потерь в спинке рассматриваемых вариантов индукторов к потерям в спинке соответствующих индукторов при идеальной компенсации. По данным таблицы I можно сделать выводы:

1. Так как реально возможное расположение компенсирующих элементов отличается от их идеального, увеличиваются потери в зубцах при $p = 1$ на 10...22 % и при $p = 2$ на 6...12 %, а потери в спинке соответственно на 16...26 % и 12...20 %.

2. С увеличением числа пар полюсов p в магнитных потерях роль обусловленного шунтирующими участками индуктора магнитного потока уменьшается.

3. Приближение концевых сторон компенсирующих катушек средней фазы (фазы С) к границам активной зоны вызывает уменьшение магнитных потерь, что согласуется с изложенными в [6] соображениями о совершенстве компенсации.

4. Потери в спинке одинаковы для вариантов концевых областей обмотки с одинаковым расположением сторон катушек средней фазы (фазы С).

Т а б л и ц а I

№ П. П	Схема концевых областей обмотки	$\frac{j_k}{j_{1m}}$	$\frac{d_8}{t_3}$	p = 1			p = 2		
				p_3^*	p_{cn}^*	$\frac{p_{cn}^*}{2}$	p_3^*	p_{cn}^*	$\frac{p_{cn}^*}{2}$
I.	C X Y A B Z C X Y A B Z	$\frac{j}{\alpha}$ 0,87	2,88	I, 20	2,5I	I, 26	I, II	2,40	I, 20
2.	C Y Y B B Z C X X A A Z	$\frac{j}{\alpha}$ 0,70	2,15	I, 16	2,5I	I, 26	I, 09	2,40	I, 20
3.	C C Y A B B X X Y A Z Z	$\frac{j}{\alpha}$ 0,94	2,82	I, 20	2,45	I, 22	I, II	2,35	I, 18
4.	C Y Y B Z B X C X A A Z	$\frac{j}{\alpha}$ 0,79	2,22	I, 16	2,45	I, 22	I, 09	2,35	I, 18
5.	X C Y A Z B X C Y A Z B	$\frac{j}{\alpha}$ 1,08	3,00	I, 22	2,40	I, 20	I, 12	2,3I	I, 16
6.	Y C Y B Z B X C X A Z A	$\frac{j}{\alpha}$ 0,81	2,00	I, 14	2,40	I, 20	I, 08	2,3I	I, 16
7.	C Y Y Z B B X X C A A Z	$\frac{j}{\alpha}$ 0,81	2,00	I, 14	2,40	I, 20	I, 08	2,3I	I, 16
8.	X Y Y Z Z B X C C A A B	$\frac{j}{\alpha}$ 0,96	2,33	I, 17	2,35	I, 18	I, 09	2,26	I, 13
9.	Y C Y Z B B X X C A Z A	$\frac{j}{\alpha}$ 0,84	I, 78	I, 13	2,35	I, 18	I, 07	2,26	I, 13
10.	Y X C Z B A Y X C Z B A	$\frac{j}{\alpha}$ 0,93	I, 92	I, 14	2,3I	I, 16	I, 08	2,23	I, 12
II.	Y Y C Z B B X X C Z A A	$\frac{j}{\alpha}$ 0,81	I, 33	I, 10	2,3I	I, 16	I, 06	2,23	I, 12

По результатам настоящей работы можно заключить следующее:

1. С точки зрения магнитных потерь плоский линейный индуктор целесообразно изготовить симметричным.

2. Магнитные потери плоского линейного индуктора тем меньше, чем более совершенна компенсация пульсирующей составляющей магнитного поля зазора в активной зоне.

3. При реально возможных расположениях естественных компенсирующих токов двухслойной обмотки магнитные потери плоского линейного индуктора, по сравнению с идеально компенсированным индуктором, могут увеличиваться до 25 процентов.

Л и т е р а т у р а

1. Н.В. В и н о г р а д о в и др. Проектирование электрических машин. М.-Л., Госэнергоиздат, 1956.

2. Г.И. Ш т у р м а н. Индукционные машины с разомкнутым магнитопроводом. "Электричество", № 10, 1946.

3. А.И. В о л ь д е к. Продольный краевой эффект во вторичной цепи линейных индукционных магнитогидродинамических машин. Труды ТПИ, серия А, № 266, Таллин, 1968.

4. А.В. К о н т, Х.И. Я н е с. Потери в стали плоского линейного индукционного насоса с учетом пазового рассеяния и разомкнутости магнитопровода. Техническая электромагнитная гидродинамика. Изд-во "Металлургия", 1967.

5. А.В. К о н т, Х.И. Я н е с. Параметры плоского линейного индуктора при основной пространственной гармонике линейной токовой нагрузки. Труды ТПИ, серия А, № 301, Таллин, 1970.

6. А.В. К о н т. Электромагнитная несимметрия плоских линейных индукционных МГД машин. Диссертация на соискание ученой степени канд. техн. наук. Таллинский политехнический институт, Таллин, 1971.

On the Influence of Pulsing Component of
Magnetic Flux in Unmagnetic Slot of Flat
Linear Induction Magneto-hydrodynamic Ma-
chines on Magnetic Losses

Summary

Based on the model of linear inductor with uninterrupted distribution of currents in magnetic slot, simplified general formulae of magnetic losses in teeth and in core have been deduced.

It is shown that the existence of pulsing component of magnetic flux in unmagentic slot increases magnetic losses.

УДК 621.313.013

Л.Х. Ранну

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛОСКИХ
ОБМОТОК ЛИНЕЙНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ МАШИН

В в е д е н и е

Автором данной статьи вместе с соавторами предложены к применению в линейных плоских индукционных машинах так называемые плоские обмотки [1, 2, 3]. Плоские обмотки имеют многие преимущества, главным образом, технологического, а также эксплуатационного характера: простота изготовления, надежность в эксплуатации и т.д. [1, 2, 3]. В данной статье мы представим результаты исследования некоторых плоских обмоток с их экономической стороны и приведем краткий обзор исследуемых обмоток.

Схемы обмоток и их основные технико-экономические
данные

В таблице в графе 2 представлено 14 упрощенных схем обмоток. Обмотки мы в дальнейшем называем по номерам, приведенным в таблице в графе 1. Обмотки № 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8 трехфазные и обмотка №7 двухфазная. Обмотка №8 является базой сравнения. Это - обмотка насоса ЭМН-7, спроектированного и изготовленного в ТПИ. Обозначения катушечных сторон, мест зубцов и лобовых частей в схемах обмоток соответствуют применяемым в предыдущих работах автора данной статьи [2, 3]. В последующих графах таблицы даны: число зубцов на два полюсных деления $\left(\frac{Z}{p}\right)$, относительная длина β' шага обмотки ($\beta' = \frac{y}{\tau}$, y - длина шага обмотки, τ - полюсное деление), об-

Упрощенные схемы и технико-экономические данные обмоток

№	Схема	$\frac{Z}{p}$	β'	$k_{\text{об}} = k_{\text{укр}}$	k_1'	$P_m / P_{\text{мех}}$		$G_m / P_{\text{мех}}$		$G_{\text{Fe}} / P_{\text{мех}}$	
						кГ-Вт	%	кГ/Вт	%	кГ/Вт	%
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ia	A A X X C C Z Z B B Y Y A X	6	0,667	0,750	1,01	17,60	148,5	0,542	146,2	0,859	152,4
Iб	A A A A X X X X C C C C Z Z Z Z C C Z Z B B B B X X Y Y Y Y A X	12	0,667	0,725	1,01	15,37	129,7	0,474	127,7	0,806	143,0
2a	A A A A X X X X C C C C Z Z Z Z C Z B B Y Y Y Y A X	9	0,889	0,926	1,17	10,32	87,1	0,319	86,0	0,619	109,9
2б	A A A A X X X X C C C C Z Z Z Z C C Z Z B B B B Y Y Y Y A X	12	0,833	0,879	1,14	10,42	87,9	0,322	86,8	0,624	110,7
2в	A A A A X X X X C C C C Z Z Z Z C C Z Z B B B B Y Y Y Y	12	1	0,966	1,25	8,93	75,8	0,278	75,0	0,563	100,0
3	A A A A X X X X C C C C Z Z Z Z C C Z Z B B B B Y Y Y Y A X Z Z Z Z C C C C Y Y Y Y B B B B Y Y Y Y B B B B X X X X A A A A	12	0,667	0,725	1,01	14,32	120,8	0,441	118,9	0,751	133,3
4	A X B Y C Z A X B Y C Z	3	0,667	0,866	0,68	15,45	130,4	0,472	127,2	0,838	148,7

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II	I2
5	Y+BZ C X A Y+B A X B Y C Z	6	0, 667	0, 866	0, 77	II, I2	93, 8	0, 340	9I, 7	0, 706	I25, 4
6a	A X X X X A A Y-B B Y Y-B Y-B B Y Y-B Z Z C C C C Z Z	6	0, 667	0, 866	0, 95	I2, I9	I02, 8	0, 375	I0I, I	0, 706	I25, 4
6c	A X X X X A A A X X X X A A Y Y B B B Y Y Y Y B B Y Y B B B Y Y Y Y B B C Z Z Z C C C C Z Z C Z Z Z C C C C Z Z	I2	0, 667	0, 835	0, 9I	I0, 28	86, 8	0, 3I6	85, 2	0, 652	II5, 7
7a	A X X X X A A A X X X X A A x x d d d d x x x d d x x d d d d x x x d d	I2	I	0, 9II	I, 3I	I0, 46	88, 3	0, 324	87, 4	0, 603	I07, I
7c	A X X X X A A x+d a x x o	8	0, 750	0, 924	0, 96	9, 67	8I, 6	0, 298	80, 2	0, 627	III, 3
7B	x+A A X X X X A A x x d d d d x x x d d	I2	0, 667	0, 836	0, 9I	I0, 24	86, 4	0, 3I5	84, 8	0, 650	II5, 3
8	Y Y A A Z B B X C C Y Y B B Z C C X A Z B B X C C Y A A Z	I2	I	0, 966	2, 00	II, 85	I00, 0	0, 37I	I00, 0	0, 563	I00, 0

моточный коэффициент $k_{0\delta}$ обмотки ($k_{0\delta} = k_{yкp}$, k_y - коэффициент укорочения шага обмотки, k_p - коэффициент распределения обмотки), а также относительная длина k'_l лобовой части.

В графах 7...12 таблицы приведены основные экономические показатели индукторов и обмоток: относительные потери в меди P_m (относительно механической мощности $P_{мех}$) и расходы меди G_m и активной стали G_{Fe} на единицу механической мощности. Эти показатели рассчитаны на основе формул в [4]. Дополнительно к формулам [4] учтены влияния коэффициента открытия паза и высших пространственных гармоник кривой магнитной индукции. При расчетах, упомянутых экономических показателей приняты электрические и магнитные нагрузки индукторов, а также величины и размеры или отношения размеров, которые не характеризуют тип обмотки, постоянными и равными соответствующим величинам насоса ЭМИ-7.

Обзор по отдельным обмоткам

Рассматривая отдельные типы обмоток с плоскими катушками, мы не останавливаемся на преимуществах, связанных с плоской формой катушек, так как все рассматриваемые обмотки, кроме базисной (№ 8), имеют плоские катушки и вытекающие из этого положительные качества обмоток обсуждены уже в [1, 2, 3].

Обмотка № I. Шаг обмотки равняется двум третям полюсного деления. Из-за укороченного шага эффективность обмотки уменьшена, согласно формулам в [4]. Хотя лобовые части также укорочены, но потери в меди, а также расходы меди и активной стали все-таки увеличены, по сравнению с базисной обмоткой. Экономические показатели в таблице рассчитаны при величине зазора $\delta = 0,039$ в и при полюсном делении $\tau = 0,147$ м, поэтому при числе зубцов на два полюсных деления $\frac{Z}{p} = 12$ экономические показатели улучшены, по сравнению с обмоткой, имеющей $\frac{Z}{p} = 6$, из-за уменьшения коэффициента зазора.

Главным недостатком обмоток № I является вторая гармоника в кривой магнитной индукции немагнитного зазора. Вторая гармоника обуславливает уменьшение напора и в связи с

этим увеличение относительных потерь в меди, а также расходов меди и активной стали на единицу механической мощности на 9 %. Кроме того, вторая гармоника вызывает неравную нагрузку зубцов полезным потоком. Магнитная нагрузка полезным потоком зубцов, расположенных на осевой линии группы катушек или между соседними группами катушек, приблизительно в два раза больше, чем у остальных зубцов. Те же зубцы нагружены также потоком пазового рассеяния, а остальные зубцы этим потоком не нагружены. По сравнению с базисным индуктором, у индуктора Iб нагрузка зубца в середине группы катушек потоком пазового рассеяния увеличена в 2 раза. Это влечет за собой увеличение суммарной магнитной нагрузки того же зубца на 45 %, по сравнению с базисным индуктором.

Обмотка № 2. Катушки в середине катушечной группы обмотки № I малоэффективны, так как их шаг мал. Выше мы также видели, что зубец на оси группы катушек наиболее нагружен магнитным потоком. Естественный вывод из этого может быть: опустить некоторые малоэффективные катушки в середине группы катушек. В связи с этим также резко уменьшается пространственная вторая гармоника, и у обмотки 2в эта вторая гармоника совсем отсутствует. В результате всего этого экономические показатели в таблице, рассчитанные при условии постоянства средней токовой нагрузки $A_{cp} = \text{const}$, резко улучшились и показывают уже экономию меди, по сравнению с базисной обмоткой, а также меньшие, чем у базисной обмотки, потери в меди. Это обстоятельство мы все-таки не считаем первостепенным. Наиболее важными являются преимущества, связанные с облегчением технологии изготовления и надежности в работе. Также следует иметь в виду, что в связи с условием $A_{cp} = \text{const}$ мы при расчете данных таблицы предполагали у обмотки № 2 соответственное увеличение глубины паза, что, в свою очередь, вызывает увеличение магнитной нагрузки зубцов. Зубцом, наиболее нагруженным магнитным потоком, является зубец, разделяющий разные группы катушек. Это увеличение суммарной магнитной нагрузки упомянутых зубцов, по сравнению с базисным индуктором, у обмоток № 2а и 2б небольшое (соответственно в 1,31 и 1,35 раз), но у обмотки № 2в нагрузка рассматривае-

мых зубцов уже в 2,36 раза больше, чем у базисного индуктора. Но мы не должны безусловно всегда стремиться к полному компенсированию имеющихся пустых от обмотки пазов с увеличением глубины остальных пазов. Экономические показатели в таблице позволяют также выбрать какое-то промежуточное решение в зависимости от конкретных условий.

Обмотка № 3. Эта обмотка, по существу, составлена из двух обмоток № 1б таким образом, что одна обмотка № 1б занимает пазы верхней стороны индуктора, а другая обмотка № 1б — пазы нижней стороны индуктора. При этом все катушки данной фазы обмотки на нижней стороне индуктора сдвинуты относительно катушек той же фазы на верхней стороне на расстояние полюсного деления. Для компенсации этого сдвига все катушки нижней стороны питаются током обратного направления, по сравнению с направлением тока в катушках данной фазы обмотки на верхней стороне индуктора. Благодаря этому исключаются из кривой магнитной индукции немагнитного зазора все четные, в том числе и вторая гармоника, так как они, вызванные обмотками разных сторон индуктора, направлены встречно и компенсируют друг друга. В связи с этим экономические показатели обмотки № 3 улучшены, по сравнению с экономическими показателями обмотки № 1б. Кроме того в результате описанной комбинации двух обмоток типа 1б достигается также понижение магнитной нагрузки зубцов. Повышенную магнитную нагрузку, по сравнению с базисным индуктором, на 9 % можно считать незначительной.

Обмотка № 4 обладает большими, чем другие рассматриваемые обмотки преимуществами, а также и недостатками. Перечисляем сперва преимущества:

а) обмотка чрезвычайно проста: все катушки одинаковые и простой формы,

б) лобовые части обмотки наиболее короткие не только абсолютно, но и по сравнению с шагом обмотки ($k' = \frac{l_A}{y} = 1,02$). Средняя ширина катушки, т.е. размер по длине индуктора, меньше, чем шаг обмотки из-за того, что катушечные стороны разных катушек в одном пазу при выходе из паза отогнуты в разные стороны.

в) лобовые части расположены крайне близко к боковой поверхности индуктора. Поэтому индуктивность рассеяния лобовых частей уменьшена,

г) магнитная нагрузка зубцов понижена по сравнению с базисным индуктором приблизительно на 28 %,

д) две фазы расположены одинаково относительно концов индуктора,

е) обмотка уже сама по себе скорректирована и не нуждается в дополнительных затратах меди на корректирующие стороны катушек индуктора,

ж) длина индуктора равняется длине его активной части, так как не имеется дополнительных корректирующих обмотку катушечных сторон вне активной части индуктора,

з) в результате взаимодействия второй гармоники намагничивающей силы (н.с.) обмотки с основной гармоникой кривой проводимости немагнитного зазора возникает приращение к первой гармонике индукции немагнитного зазора.

Обмотка имеет также следующие недостатки:

а) зубцовый шаг индуктора большой, по сравнению с полюсным делением. Поэтому и коэффициент зазора большой, что уменьшает экономичность обмотки. Положение улучшается с увеличением отношения толщины зазора к полюсному делению $\left(\frac{\delta}{\tau}\right)$.

б) эффективность обмотки уменьшается из-за сравнительно большого коэффициента открытия паза.

в) н.с. обмотки имеет значительную пространственную вторую гармонику, которая вызывает обратное бегущее поле. Влияние этого поля во многих случаях компенсируется эффектом, упомянутым в преимуществах в пункте "з".

Резюмируя, можно сказать, что рассматриваемая обмотка может найти применение, особенно при больших значениях отношения $\frac{\delta}{\tau}$. Численное значение отношения $\frac{\delta}{\tau} = 0,265$, принятое при расчете данных таблицы, оказывается слишком малым с экономической точки зрения в случае числа зубцов на число пар полюсов $\frac{Z}{p} = 3$ из-за большого значения коэффициента зазора.

Кроме того, уменьшенная, по сравнению с базисным индуктором, магнитная нагрузка зубцов дает возможность у этой обмотки увеличить глубину пазов и тем самым линейную токовую нагрузку A . По материалам [4] обратно пропорционально с A изменяются относительные потери в меди и относительные расходы меди и стали.

Обмотка № 5 в известной мере свободна от упомянутых у обмотки № 4 недостатков, хотя она сконструирована с частным соблюдением принципов выполнения обмотки № 4. Число $\frac{Z}{p}$ увеличено до 6, в связи с чем улучшился коэффициент зазора также при меньших значениях отношения $\frac{\delta}{\tau}$. В связи с этим улучшился также коэффициент открытия паза. Обмотка свободна, кроме того, от второй (и четных) гармоник в кривой н.с. Экономические показатели обмотки улучшились. При этом сохранились многие, свойственные обмотке № 4 преимущества, а именно перечисленные под буквами в, д, ж, частично а, б и е. Зато возникли некоторые, не свойственные обмотке № 4 недостатки: из-за наличия пустых от обмотки пазов увеличилась, в результате увеличения глубины пазов, магнитная нагрузка зубцов, а также индуктивность рассеяния пазов.

Обмотки № 6. Эти обмотки выполнены по принципу обмоток, называемых синусными. У индукционных машин с большим зазором, высшие гармоники магнитной индукции немагнитного зазора подавлены из-за большой толщины зазора. Поэтому, применяя обмотки, выполненные по некоторым принципам синусных обмоток, мы не ставим своей первоочередной целью уменьшение величин высших гармоник. Поэтому не предусмотрено изменение числа витков в пазах по синусоидальному закону, так как более важно, где это возможно из-за необходимости сохранения плоской формы катушек, заполнить пазы полностью обмоткой и получить большую линейную токовую нагрузку. Неэффективные катушки в серединах групп катушек мы опустили по мотивам, приведенным при рассмотрении обмоток № 2.

Магнитная нагрузка зубцов, охватываемых наибольшим числом витков обмотки (например, у индуктора № 66 второй зубец в верхнем сердечнике) на 37 % больше магнитной на-

грузки зубцов базисного индуктора. Для компенсации этого пазы в середине групп катушек фаз А и С (в данном случае) можно выполнить с уменьшенной глубиной. В связи с этим магнитная нагрузка зубца, рассчитанная для подножия зубца, уменьшается.

Основная положительная сторона у обмоток № 6 заключается в том, что каждая фаза обмотки расположена целиком в одной плоскости. Это облегчает технологию изготовления волновых обмоток, аналогичных приведенным петлевым обмоткам № 6.

Обмотка № 6а, кроме того, имеет две фазы (в данном случае фазы А и С), расположенные одинаково относительно концов индуктара. Это можно считать преимуществом, облегчающим симметрирование фаз обмотки.

Обмотки № 7 двухфазные. Одним из главных преимуществ двухфазных обмоток следует считать возможность получения симметричного расположения всех фаз обмотки относительно концов магнитопровода. Такое расположение фаз обмотки заметно уменьшает несимметрию фаз обмотки и достигнуто у обмотки № 7в.

Существенным у представленных двухфазных обмоток № 7 является расположение каждой фазы в одной плоскости. Это, как уже сказано выше у обмотки № 6, облегчает технологию изготовления волновой обмотки. Обмотка № 7а представлена в виде волновой обмотки.

Отгибание в разные стороны лобовых частей катушек одной фазной зоны вызывает так же, как и у обмотки № 6, дополнительное укорочение лобовых частей.

Для уменьшения магнитной нагрузки зубцов можно, как уже сказано выше, уменьшить глубину или ширину незаполненных обмоткой пазов.

Резюме

Заканчивая обзор рассматриваемых обмоток, можно резюмировать, что они имеют различные преимущества и недостатки. В зависимости от конкретных условий, можно предпочесть один раз одну, другой раз — другую обмотку. У всех этих об-

моток, кроме базисной, является общим то, — это следует считать наиболее существенным — что они имеют плоские катушки и им свойственны связанные с этим преимущества, о которых была речь во введении. Кроме этого обмотки № 2, 5, 6б и 7 позволяют также при высоком уровне качества проектирования сэкономить медь и уменьшить потери в меди и поэтому они являются целесообразными также с экономической точки зрения. Обмотки № 6 и 7, у которых один слой содержит катушки только одной фазы, можно рекомендовать для случаев применения трубчатых токопроводников с внутренним охлаждением обмотки совместно с волновым исполнением обмотки. Заслуживает также внимание обмотка № 4, хотя она имеет более узкую область применения (при больших величинах отношения $\frac{\delta}{\tau}$).

Л и т е р а т у р а

1. А.И. В о л ь д е к, Х.И. Я н е с, Л.Х. Р а н н у. Авторское свидетельство № 202296, кл. 21d¹ 5I от 1963 г. Обмотка индукционной машины.

2. А.И. В о л ь д е к, Л.Х. Р а н н у, Х.И. Я н е с. О некоторых новых направлениях в разработке специальных обмоток для устройств с бегущим магнитным полем. Магнитная гидродинамика № 2, 1966, стр. 135.

3. Л.Х. Р а н н у. Исследование индукторов линейных индукционных машин с плоскими обмотками. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Таллин, 1971.

4. Л.Х. Р а н н у. Основы сравнения плоских индукторов индукционных машин по расходу активных материалов и потерь в меди. Труды ТИИ, серия А, № 214, 1964. Сб. трудов II, Таллин, 1964, стр. 67-78.

Some Results of the Study of Plain Windings
of Linear Inductive Machines

Summary

Plain windings are recommended for use in inductive machines with large non-magnetic gap.

The author presents 13 schemes of plain windings together with the results of studying the advantages of the technology of the windings and the results of studying their economy.

УДК 621.318.38

Л.В. Валдур, Х.И. Янес

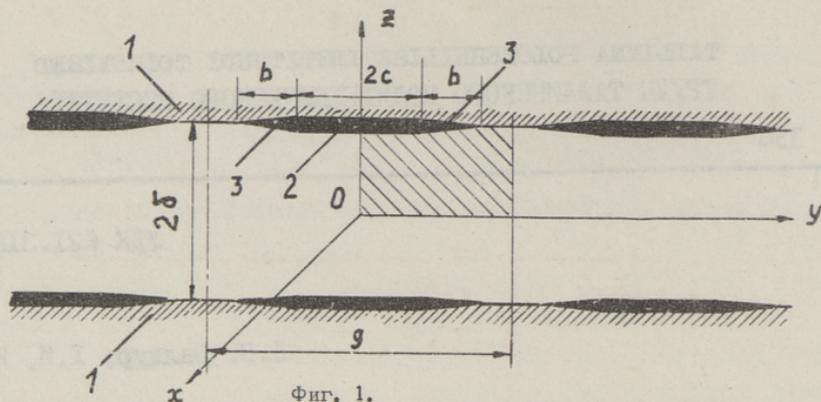
ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЛОСКОГО
ЛИНЕЙНОГО ДВУСТОРОННЕГО ИНДУКТОРА НА МОДЕЛИ
С ОДНОМЕРНЫМ ЧЕРЕДОВАНИЕМ ИНДУКТОРОВ С УЧЕТОМ
ДЛИНЫ ВЫЛЕТА ЛОБОВЫХ ЧАСТЕЙ ОБМОТКИ

I. Постановка задачи

Распределение электромагнитного поля на плоскости поперечного разреза плоского линейного двустороннего индуктора определено многими авторами на разных математических моделях (А.И. Вольдек [1], Н.М. Охременко [2], Т.А. Веске [3] А.Я. Вилнитис [4]). В этих работах приняты следующие общие допущения: поверхности магнитопроводов являются гладкими и длина индуктора с обмоткой бесконечно велика. Из-за неодинаковых исходных допущений при определении магнитного поля на границе плоскости поперечного разреза у разных авторов получаются и разные выражения для составляющих электромагнитного поля. Например, по модели А.Я. Вилнитиса магнитопроводы с токовой нагрузкой принимаются бесконечно широкими, т.е. лобовые части удалены в бесконечность. По модели Н.М. Охременко токи лобовых частей учитываются, но не учтена длина вылета лобовых частей.

Предметом настоящей статьи является определение составляющих вектора напряженности магнитного поля на модели с периодическим одномерным чередованием индукторов [5] с учетом длины вылета лобовых частей (фиг. 1).

Магнитопроводы индуктора заменены двумя бесконечными ферромагнитными полупространствами (магнитопроводами) I, между которыми имеется немагнитный зазор толщиной 2δ . Вместо нормальной двусторонней обмотки имеется ввиду бесконеч-



Фиг. 1.

но длинная по оси x и бесконечно тонкая по оси z система токовых полос. В средней (по оси y) части этой системы имеем нормальную бегущую линейную токовую нагрузку 2, действующую на полосе шириной $2c$, равной ширине магнитопроводов реальной машины. У краев этой средней полосы имеем токовые нагрузки 3, действующие на полосах шириной b , равной длине вылета лобовых частей обмотки реальной машины. В этой системе токи пазов и обмотки заменены токовыми полосами. Токовые полосы находятся на гладких поверхностях магнитопроводов. Сложная форма лобовых частей обмотки заменена прямолинейными участками. Токи лобовых частей обмотки представим аналогично токам пазов в виде полос на поверхностях магнитопроводов. Токи соседних систем чередования находятся в противофазе. В итоге получается модель с одномерным чередованием индукторов с периодом $2g$.

2. Исходные предположения и уравнения

При решении уравнений магнитного поля вышеуказанной модели используются следующие общепринятые предположения:

1. Магнитная проницаемость стали индуктора бесконечно велика. В пространстве вне магнитопроводов магнитная проницаемость принимается равной $\mu = \mu_0$.

2. Токи электрического смещения не учитываются.

Вектор напряженности магнитного поля можно записать в комплексной форме:

$$\vec{H} = \text{Im} [\dot{H}_m e^{j(\omega t - \alpha x)}], \quad (2-1)$$

где τ - полюсное деление обмотки,

$$\alpha = \frac{\pi}{\tau},$$

ω - угловая частота.

Из уравнений Максвелла следует дифференциальное уравнение для комплексного вектора напряженности магнитного поля

$$\Delta(\dot{\vec{H}}_m e^{-j\alpha x}) = 0. \quad (2-2)$$

Граничные условия на поверхностях магнитопроводов $z = \pm \delta$ в интервале $-g/2 \leq y \leq g/2$ (фиг. I) будут следующие:

$$\dot{H}_{mx} = \begin{cases} \mp \dot{A}_{my}(y) & \text{при } -(b+c) < y < b+c, \\ 0 & \text{при } |y| > b+c; \end{cases} \quad (2-3)$$

$$\dot{H}_{my} = \begin{cases} 0 & \text{при } |y| < c, \\ \pm \dot{A}_{mx}(y) & \text{при } -(b+c) < y < c \text{ и } c < y < c+b, \\ 0 & \text{при } |y| > b+c. \end{cases} \quad (2-4)$$

Здесь $\dot{A}_{mx}(y)$ и $\dot{A}_{my}(y)$ комплексные амплитуды x - и y -составляющих токовой нагрузки, которые являются функциями от координаты y .

Граничные условия для плоскостей симметрии (представлены в таблице I) определяются из условия симметричного расположения токов относительно их.

Т а б л и ц а I

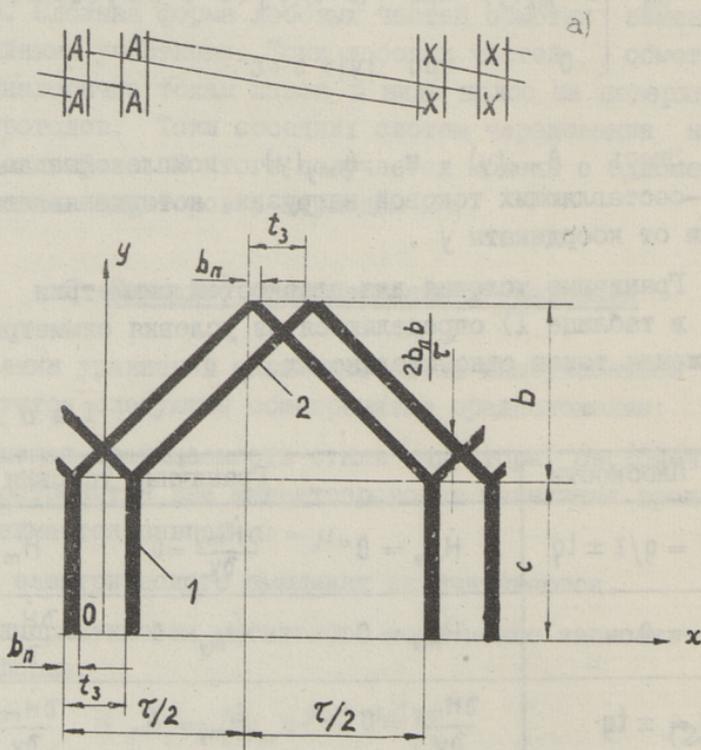
Плоскости	Граничные условия		
$y = g/2 \pm tg$	$\dot{H}_{mx} = 0$	$\frac{\partial \dot{H}_{my}}{\partial y} = 0$	$\dot{H}_{mz} = 0$
$z = 0$	$\dot{H}_{mx} = 0$	$\dot{H}_{my} = 0$	$\frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial z} = 0$
$y = \pm tg$	$\frac{\partial \dot{H}_{mx}}{\partial y} = 0$	$\dot{H}_{my} = 0$	$\frac{\partial \dot{H}_{mz}}{\partial y} = 0$

В таблице $t = 0, 1, 2, 3 \dots$

Исходя из симметрии, достаточно определить магнитное поле на фиг. 1 лишь в заштрихованной области.

3. Магнитное поле в немагнитном зазоре

Чтобы решить уравнение (2-2), надо уточнить граничные условия (2-3) и (2-4) для обмотки реальной машины. Ниже приводится определение граничных условий (2-3) и (2-4) для диаметальной петлевой обмотки с целым числом пазов на полюс и фазу q . Соединения лобовых частей катушек этой обмотки для фазы А при $q = 2$ схематически изображены на фиг. 2а и соответствующее распределение токовых полос на поверхности магнитопровода - на фиг. 2б. На основе вышеприведенных допущений токи пазов заменены токовыми полосами I шириной $b_n (y \leq c)$ и токи лобовых частей - полосами



Фиг. 2.

ми 2 ($c \leq y \leq c+b$). Расстояние между соседними полосами в направлении оси x $t_3 - b_n$.

Амплитудные значения x - и y -составляющих токовой нагрузки в этих полосах определяются по следующим выражениям:

$$A_{mx} = 0, \quad A_{my} = \frac{I_m}{b_n} \quad \text{при } y \leq c, \quad (3-1)$$

$$A_{mx} = \frac{I_m \tau}{4b_n b}, \quad A_{my} = \frac{I_m}{2b_n} \quad \text{при } c \leq y \leq c+b, \quad (3-2)$$

где I_m - амплитудное значение тока паза.

Дискретное распределение токовой нагрузки можно представить в виде ряда гармоник. Магнитное поле в немагнитном зазоре определяется наложением магнитных полей от каждой гармоники. Выбираем начало координатной системы в середине фазовой зоны (фиг. 2б). Используя приведенное в статье Э.Г. Кольма, В.А. Сиймара, Х.И. Янеса [6] разложение y -составляющей токовой нагрузки трехфазной обмотки ($y \leq c$) в ряд, получим:

$$A_y = \sum_{\nu=1,5,7,\dots}^{\infty} A_{m\nu} \cos \frac{\nu\pi}{\tau} x, \quad (3-3)$$

где

$$A_{m\nu} = \frac{6 A_{my} \sin \frac{\nu\pi b_n}{2\tau} \sin \frac{\nu\pi}{6}}{\tau \frac{\nu\pi}{\tau} \sin \frac{\nu\pi}{6q}}$$

После разложения x и y -составляющих токовой нагрузки лобовых частей трехфазной обмотки ($c \leq y \leq c+b$) в ряд получим

$$A_x = \frac{\tau}{2b} \sum_{\nu=1,5,7,\dots}^{\infty} A_{m\nu} \sin \frac{\nu\pi(y-c)}{2b} \sin \frac{\nu\pi}{\tau} x, \quad (3-4)$$

$$A_y = \sum_{\nu=1,5,7,\dots}^{\infty} A_{m\nu} \cos \frac{\nu\pi(y-c)}{2b} \cos \frac{\nu\pi}{\tau} x. \quad (3-5)$$

Используя метод разделения переменных и учитывая граничные условия (таблица I), можно получить решение уравнения (2-2) для комплексных амплитуд составляющих вектора напряженности магнитного поля от ν -ой гармоники токовой нагрузки в следующем виде:

$$\dot{H}_{mx\nu} = \sum_{p=1,2,3,\dots}^{\infty} \frac{a_p \operatorname{sh} \alpha_p z}{\operatorname{sh} \alpha_p \delta} \cos \frac{p\pi}{g} y, \quad (3-6)$$

$$\dot{H}_{my\nu} = \frac{1}{j\alpha\nu} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{a_p \frac{p\pi}{g} \operatorname{sh} \alpha_p z}{\operatorname{sh} \alpha_p \delta} \sin \frac{p\pi}{g} y, \quad (3-7)$$

$$\dot{H}_{mz\nu} = \frac{-1}{j\alpha\nu} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{a_p \alpha_p \operatorname{ch} \alpha_p z}{\operatorname{sh} \alpha_p \delta} \cos \frac{p\pi}{g} y, \quad (3-8)$$

где

$$\alpha_p^2 = (\alpha\nu)^2 + \left(\frac{p\pi}{g}\right)^2.$$

Для определения a_p в (3-6) ... (3-8) целесообразно амплитудные значения ν -гармоник x - и y -составляющих токовой нагрузки представить в интервале $0 \leq y \leq g/2$ в виде рядов с периодом $2g$.

В результате получим

$$A_{mx\nu} = \frac{\tau}{2b} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} A_{p\nu} \sin \frac{p\pi}{g} y, \quad (3-9)$$

$$A_{my\nu} = \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} A_{p\nu} \cos \frac{p\pi}{g} y, \quad (3-10)$$

где

$$A_{p\nu} = \frac{4A_{m\nu} \frac{\nu\pi}{2b} \left[\frac{\nu\pi}{2b} \sin \frac{p\pi c}{g} + \frac{p\pi}{g} \cos \frac{p\pi(c+b)}{g} \sin \frac{\nu\pi}{2} \right]}{g \frac{p\pi}{g} \left[\left(\frac{\nu\pi}{2b} \right)^2 - \left(\frac{p\pi}{g} \right)^2 \right]}.$$

Чтобы получить одинаковые выражения коэффициентов Фурье этих рядов для всех ν и p , введено дополнительное условие $\nu/2b \neq p/g$.

Без учета длины вылета лобовых частей по результатам [5] получим

$$A_{my\nu} = \frac{4}{g} \sum_{p=1,3,5,\dots}^{\infty} \frac{A_{m\nu} \sin \frac{p\pi c}{g}}{\frac{p\pi}{g}} \cos \frac{p\pi}{g} y. \quad (3-11)$$

На основе граничного условия (2-3) находим из (3-6) и (3-10)

$$a_p = -A_{p\nu} \quad (3-12)$$

и из (3-6) и (3-11)

$$a_p = - \frac{4A_{m\nu} \sin \frac{p\pi c}{g}}{g \frac{p\pi}{g}}. \quad (3-13)$$

В статье [5] определены выражения комплексных амплитуд составляющих векторов электромагнитного поля и развиваемой силы при наличии проводящих полос в немагнитном зазоре без учета длины вылета лобовых частей. Заменяя в выражениях [5, (3.1) и (3-5)] величину

$$- \frac{4A_{m\nu} \sin \frac{p\pi c}{g}}{g \frac{p\pi}{g}}$$

выражением $A_{p\nu}$ (3-10) при $\nu = 1$, получим выражения для определения вышеназванных величин с учетом длины вылета лобовых частей. Подставляя (3-10) в выражение [5, (3-5)] вместо p следует писать k .

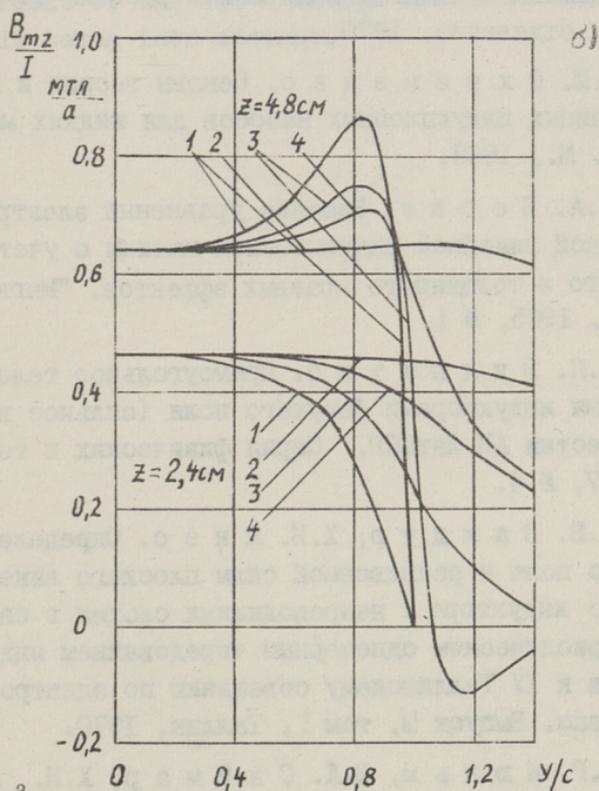
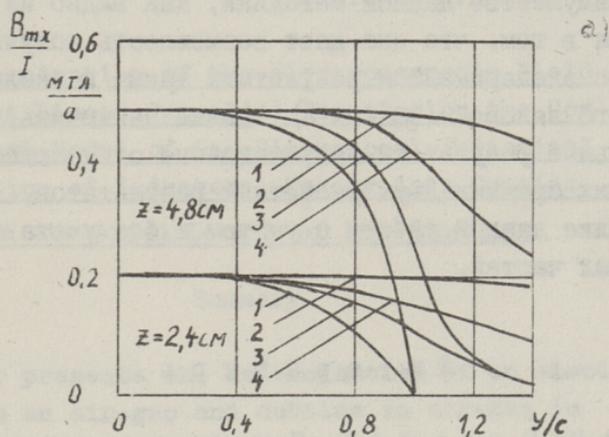
4. Сопоставление расчетных и экспериментальных результатов

Расчетные результаты по выражениям настоящей статьи и Н.М. Охременко [2] сопоставлены с экспериментальными данными, приведенными в книге Н.М. Охременко [2]. Основные данные индуктора, использованные при расчете, следующие: тип обмотки - двуслойная двусторонняя диаметральная петлевая с числом пазов на полюс и фазу $q = 2$, полюсное деление $\tau = 15$ см, длина вылета лобовых частей $b = 13$ см, ширина паза $b_n = 1,3$ см, зубцовое деление $t_z = 2,5$ см, ширина индуктора $2c = 18$ см, толщина немагнитного зазора $2\delta = 12$ см. При расчете составляющих магнитной индукции использовались эквивалентная толщина немагнитного зазора $2\delta' = 2\delta k'_g = 12,26$ см, где $k'_g = 1,022$ - коэффициент Картера, и полупериод чередования индукторов g принят равным 53 см. Расчет сумм рядов выражений составляющих магнитной индукции Н.М. Охременко [2] и настоящей статьи было прекращено, когда p -ые члены рядов были меньше 0,001 от сумм всех предыдущих членов рядов.

На фиг. 3 сопоставлены экспериментальные результаты с расчетными при $\nu = 1$. Номера кривых на этой фигуре имеют следующие обозначения: 1 - результаты расчета по выражениям Н.М. Охременко [2], 2 - результаты расчета по выражениям настоящей статьи с учетом длины вылета лобовых частей, 3 - результаты расчета по выражениям, не учитывающим длины вылета лобовых частей, приведенным также в настоящей статье, 4 - экспериментальные результаты [2, рис. 2.8 и рис. 2.10].

На фиг. 3а представлены отношения экспериментальных значений амплитуды x -составляющей магнитной индукции на действующее значение тока фазы, на фиг. 3б - z -составляющей индукции. Следует учесть, что в эксперименте ток паза в 10 раз больше тока фазы.

Из фиг. 3 можно заключить, что в средней части немагнитного зазора ($y/c < 0,4$) расчетные кривые 1, 2, 3, амплитуд x - и z -составляющих магнитной индукции практически совпадают с экспериментальными. При увеличении отношения y/c расхождение кривых 1 и 4 увеличивается. Кривые 2, за



Фиг. 3.

исключением фиг. 3б при $z = 4,8$ см и $y/c < 0,94$, выше опытных. Эти явления вызваны тем, что как при $y/c < 1$, так и при $y/c > 1$ тковая нагрузка предполагалась находящейся на поверхностях магнитопроводов. Это обстоятельство является также причиной более "пологого", в сравнении с другими, характера кривых 2 в интервале $0 \leq y/c \leq 1,3$.

Преимущество данной методики, как видно из фиг. 3, заключается в том, что она дает возможность получить сопоставимые с экспериментом результаты также и около края немагнитного зазора ($y/c \approx 1$). Можно заключить, что экспериментальные результаты несущественно отличаются от арифметических средних двух расчетных результатов, полученных по методике данной работы с учетом и без учета длины вылета лобовых частей.

Л и т е р а т у р а

1. А.И. В о л ь д е к. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. "Энергия", Лен. отделение, 1970.

2. Н.М. О х р е м е н к о. Основы теории и проектирования линейных индукционных насосов для жидких металлов, Атомиздат, М., 1968.

3. Т.А. В е с к е. Решение уравнений электромагнитного поля плоской линейной индукционной машины с учетом вторичных поперечного и толщинного краевых эффектов. "Магнитная гидродинамика", 1965, № 1.

4. А.Я. В и л н и т и с. Прямоугольное тело в зазоре между двумя индукторами бегущего поля (сильное взаимодействие). Известия АН ЛатССР, Серия физических и технических наук, 1967, № 4.

5. Л.В. В а л д у р, Х.И. Я н е с. Определение электромагнитного поля и развиваемой силы плоского линейного двустороннего индуктора с непроводящими слоями в зазоре на модели с периодическим одномерным чередованием индукторов. Сб. материалов к IV Таллинскому совещанию по электромагнитным расходомерам. Выпуск III, том I, Таллин, 1970.

6. Э.Г. К ю л ь м, В.А. С и й м а р, Х.И. Я н е с. Расчет распределения составляющих магнитной индукции в немагнитном зазоре цилиндрического бессердечникового индуктора. Труды Таллинского политехнического института, серия А, №315, Таллин, 1972.

The Determination of the Electromagnetic Field of a Flat Linear Two-sided Inductor on the Computational Model of One-Dimensional Periodical Alternation of Inductors, Taking into Consideration the Axial Length of End-Windings

Summary

The paper presents the determination of an electromagnetic field in an air-gap and outside an air-gap in the shape of Fourier rows. At the same time, unlike other authors, the current of the end-windings and axial length of end-windings is taken into account.

УДК 621.318.38:621.3.072.2:621.3.072.9

Р.Р. Ирс, Э.Г. Кюльм, Х.А. Тийсмус

РЕГУЛИРОВАНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ИНДУКЦИОННЫХ
НАСОСОВ ПУТЕМ ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ И НАПРЯЖЕНИЯ

В в е д е н и е

Создание технически и экономически эффективного индукционного МГД-привода для перекачивания жидких металлов связано с выбором как оптимальных параметров насоса, так и методов регулирования его производительности и напора.

Для плавного регулирования в широком диапазоне производительности и напора индукционного насоса (ИН) имеются две возможности:

- а) регулирование напряжения питания насоса при постоянной частоте,
- б) одновременное регулирование напряжения питания и частоты.

В настоящее время регулирование производительности плоских и цилиндрических ИН осуществляется при помощи регуляторов напряжения, в качестве которых используются автотрансформаторы, магнитные усилители, индукционные регуляторы и тиристорные регуляторы. Эти преобразователи достаточно просты и надежны в эксплуатации. В последние годы тиристорные регуляторы напряжения стали вытеснять другие типы регуляторов. Они обладают высоким к.п.д., широким диапазоном регулирования, высоким коэффициентом усиления, а также большим быстродействием.

Частотное управление ИН пока еще не нашло применения из-за отсутствия экономичных, регулируемых в широком диапа-

зоне частот, источников питания. Использование синхронных генераторов и ионных преобразователей нецелесообразно. Они громоздки, обладают низким к.п.д. и требуют сложных систем управления. Поэтому частотно-управляемые МГД-приводы до сих пор теоретически мало изучены.

В связи с созданием и производством новых мощных управляемых высокочастотных и экономичных полупроводниковых вентилей-тиристоров, актуальной становится проблема частотного управления машинами переменного тока, в том числе и ИН для перекачивания жидких металлов. В настоящее время разработаны тиристорные преобразователи частоты (ТПЧ), которые в составе регулируемого МГД-привода могут конкурировать с регулятором напряжения при постоянной частоте.

Исследовательские работы по созданию систем тиристорных частотно-управляемых асинхронных приводов получили значительное развитие. Рабочие режимы и характеристики ИН существенно отличаются от рабочих режимов и характеристик асинхронного двигателя (АД). Поэтому проблема частотного управления МГД-приводом требует специального подхода. Кроме того, следует иметь в виду, что стоимость ТПЧ значительно выше стоимости регуляторов напряжения. Поэтому целесообразно провести сравнительный анализ характеристик ИН при частотном управлении и при управлении напряжением постоянной частоты. Наибольший интерес здесь представляет сравнение величин и диапазонов изменения потерь в меди и в жидком металле, а также соотношения рабочих и максимальных напоров (т.е. перегрузочная способность) во всем диапазоне регулирования.

Использование ТПЧ в составе индукционного МГД-привода позволяет проектировать ИН с оптимальной номинальной частотой питания. Частота 50 Гц может оказаться неоптимальной с точки зрения технико-экономических показателей ИН для данной производительности и напора. Это объясняется конструктивными особенностями вторичной системы. Вторичная система ИН является одновременно неотъемлемой частью тракта транспортировки жидкого металла. Если принять размеры индуктора и канала насоса оптимальными по технико-экономическим показателям, может оказаться, что размеры канала не удовлетворяют требованиям, предъявляемым к ка-

налу, как к части металлотректа. Малые поперечные размеры канала способствуют засорению, а большая скорость течения металла может значительно уменьшить срок службы канала и т.д. Поэтому, оптимизация характеристик, потерь и размеров ИН возможна только в случае переменной частоты насоса. Выбор оптимальной номинальной частоты – сложная проблема, которая заслуживает самостоятельного изучения. Поэтому в данной работе нельзя дать и оценить ожидаемый экономический эффект, который получается при применении частотного управления в индукционных МГД-приводах.

В настоящей статье анализируются основные соотношения электромагнитных сил и электромагнитных напоров плоских и цилиндрических ИН, с целью выяснения преимуществ, недостатков и областей применения обоих вышеуказанных методов регулирования МГД-приводов.

1. Вывод основных соотношений для анализа методов регулирования производительности плоских индукционных насосов (ПИН)

В дальнейшем нет необходимости пользоваться детальными формулами для мощности, электромагнитных сил и напора ПИН. Целесообразно используемые формулы представить в виде трех сомножителей:

а) коэффициент C , учитывающий геометрические размеры и конструктивные постоянные индуктора и канала,

б) фазный ток I_1 индуктора, который зависит от приложенного фазного напряжения и от скольжения,

в) коэффициент K , учитывающий вторичные эффекты в жидком металле и являющийся для данной машины функцией от частоты первичного тока, скольжения и электропроводности жидкого металла в канале.

Мощность, передаваемую из первичной цепи во вторичную, можно по [1] представить в виде

$$S_{эм} = S_{эм0} k_s = C I_1^2 f_1 \varepsilon k_s, \quad (1)$$

где $S_{эм0}$ – полная мощность при отсутствии поперечного краевого и размагничивающего действия поля вторичных токов,

- $k_s = k_a + j k_p$ - коэффициент, учитывающий поперечный краевой эффект и размагничивающее действие поля вторичных токов,
 f_1 - частота напряжения питания,
 ε - магнитное число Рейнольдса.

$$\varepsilon = \frac{\mu_0 2\tau^2 \Delta}{\pi \delta} \gamma_m f_1 s, \quad (2)$$

- где γ_m - удельная электропроводимость жидкого металла,
 Δ - толщина жидкометаллического слоя в канале,
 δ - зазор между поверхностями индуктора,
 τ - полюсное деление индуктора,
 s - скольжение жидкого металла в канале насоса.

Активная и реактивная мощности, передаваемые во вторичную цепь насоса

$$\left. \begin{aligned} P_{эм} &= S_{эм} k_a = C I_1^2 f_1 K_a; \\ Q_{эм} &= S_{эм} k_p = C I_1^2 f_1 K_p; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где $K_a = \varepsilon k_a$ и $K_p = \varepsilon k_p$.

Коэффициенты K_a и K_p являются сложными функциями от ε (2) и их выражения для дальнейшего анализа целесообразно представить в виде кривых, изображенных на фиг. I, заимствованных из [I].

Электромагнитная сила от взаимодействия токов в жидком металле с магнитным полем индуктора равна:

$$F_{эм} = \frac{P_{эм}}{2\tau f_1} = C_F I_1^2 K_a, \quad (4)$$

где

$$C_F = \frac{C}{2\tau}.$$

Электромагнитный напор, развиваемый насосом, равен:

$$P_{эм} = \frac{F_{эм}}{2a\Delta} = C_p I_1^2 K_a. \quad (5)$$

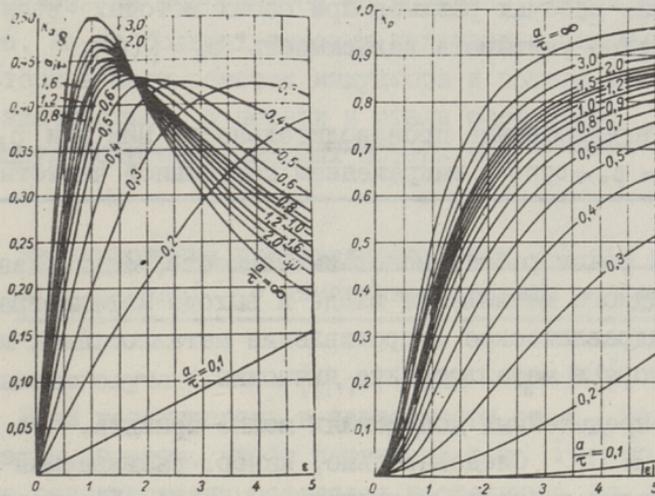
где

$$C_p = \frac{C_F}{2a\Delta}.$$

Производительность насоса равна:

$$Q_M = v_c 2a \Delta = 4\tau a \Delta f_1 (1-s), \quad (6)$$

где $2a$ — ширина канала,
 v_c — средняя скорость жидкого металла в канале.



Фиг.1. Кривые коэффициентов K_a и K_p .

Введя в анализ относительные величины, формулу (6) можно представить в следующем виде:

$$Q_M = 4\tau a \Delta f_{ин} (f_1^* - f_2^*), \quad (6')$$

где $f_{ин}$ — номинальная частота напряжения питания,
 $f_1^* = \frac{f_1}{f_{ин}}$ — относительная частота индуктора,
 $f_2^* = \frac{f_2}{f_{ин}}$ — относительная частота вторичного тока, т.н. параметр абсолютного скольжения.

Скольжение при любой частоте напряжения питания выражено в относительных величинах через отношение

$$s = \frac{f_2}{f_1} \frac{f_{ин}}{f_{ин}} = \frac{f_2^*}{f_1^*}. \quad (7)$$

Из (5) следует, что электромагнитный напор, развиваемый насосом, пропорционален коэффициенту K_a , который при регулировании напряжения в случае $f_1 = \text{const}$, является только функцией s , а при одновременном регулировании напряжения и частоты является функцией f_1 и s (см. (2) и фиг. 1).

Так как электромагнитный напор $p_{эм}$ при установившемся режиме равен сумме статического напора жидкого металла p_0 и перепада напора на гидравлические сопротивления канала и трубопровода Δp .

$$p_{эм} = p_c = p_0 + \Delta p,$$

то в анализе рабочих режимов при обоих методах регулирования необходимо учитывать зависимость $p_c = f(v_c)$.

Регулирование производительности ПИН при $p_{эм} = p_0 = \text{const}$ напряжением постоянной частоты

Такой режим работы может иметь место, если разность уровней жидкого металла на входе и выходе металлотракта велика, а гидравлическое сопротивление металлотракта мало, т.е. потери напора в металлотракте ничтожны.

При определенных допущениях можно принять, что в (3)..
 ..(5) $I_1 \equiv U_1$. Следовательно, напор, развиваемый насосом, пропорционален квадрату напряжения U_1 . Из (5) следует, что при регулировании напряжения коэффициент K_a должен измениться. При $f_1 = \text{const}$ $K_a = f(s)$ и, следовательно, производительность насоса Q_m по (6) изменяется, согласно условию $I_1^2 K_a = \text{const}$.

Следовательно, $I_1^2 \equiv \frac{1}{K_a}$ и потери в меди обмоток индуктора

$$\Delta P_{\text{мед}} = 3 r_1 I_1^2 \equiv \frac{1}{K_a},$$

где r_1 — активное сопротивление обмотки одной фазы индуктора.

Отношение максимальных потерь к минимальным потерям в меди

$$n_{\text{мед}} = \frac{K_{a \text{ макс}}}{K_{a \text{ мин}}},$$

где $n_{\text{мед}} = \frac{\Delta P_{\text{мед макс}}}{\Delta P_{\text{мед мин}}}$.

Потери в жидком металле

$$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv s \equiv f_2.$$

Отношение максимальных потерь к минимальным потерям в жидком металле

$$\eta_{\text{ж.м.}} = \frac{S_{\text{макс}}}{S_{\text{мин}}} = \frac{f_2^* \text{ макс}}{f_2^* \text{ мин}},$$

где

$$\eta_{\text{ж.м.}} = \frac{\Delta P_{\text{ж.м. макс}}}{\Delta P_{\text{ж.м. мин}}}.$$

В анализе не принимаются во внимание потери в стали индуктора. Из-за больших токовых нагрузок и больших скольжений потери в меди обмоток индуктора и потери в жидком металле значительны, а потери в стали составляют относительно малую долю от суммарных потерь ИИ.

Регулирование производительности ПИН при $p_{\text{эм}} = p_0 = \text{const}$ с изменением частоты напряжения

В данном случае $K_a = f(f_1; s)$ или $K_a = f(f_2^*)$ (см. (6') и (7)). Если регулировать в зависимости от f_1 напряжение U_1 таким образом, чтобы первичный ток I_1 во всем диапазоне регулирования оставался постоянным, то остается постоянным также коэффициент K_a . Следовательно, для любого значения f_1 получаем $\varepsilon = \text{const}$.

Учитывая (7), можно выражение (2) для ε представить в следующем виде:

$$\varepsilon = \frac{\mu_0 2 \tau^2 \Delta}{\pi \delta} \gamma_m f_{1\text{н}} f_2^*. \quad (8)$$

При $f_2^* = \text{const}$ также $\varepsilon = \text{const}$. Как показано в [3], при регулировании $f_2 = \text{const}$ потери в меди индуктора минимальны.

Потери в меди обмоток индуктора:

$$\Delta P_{\text{мед}} = 3r_1 I_1^2 = \text{const};$$

$$\eta_{\text{мед}} = 1.$$

Потери в жидком металле:

$$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv S = \frac{f_2^*}{f_1^*}$$

$$\eta_{\text{ж.м.}} = \frac{S_{\text{макс}}}{S_{\text{мин}}} = \frac{f_1^* \text{ макс}}{f_1^* \text{ мин}}.$$

Регулирование производительности ПИН при

$p_{эм} = \Delta p$ напряжением постоянной частоты

В замкнутых контурах при перекачивании металла (например, в теплообменниках с жидким металлом) $p_o = 0$ и электромагнитный напор насоса уравнивается потерями напора в металлотракте, т.е. $p_{эм} = \Delta p \equiv v_c^2$.

Такой режим работы МГД-привода аналогичен работе электропривода с вентиляционной нагрузкой.

Из выражения электромагнитного напора

$$p_{эм} \equiv I_1^2 K_a \equiv (1-s)^2 \equiv (f_1 - f_2)^2$$

получим

$$I_1^2 \equiv \frac{(1-s)^2}{K_a} \equiv \frac{(f_1 - f_2)^2}{K_a}$$

Потери в меди обмоток индуктора

$$\Delta P_{мед} = 3r_1 I_1^2 \equiv \frac{(1-s)^2}{K_a} \equiv \frac{(f_1 - f_2)^2}{K_a};$$

$$\eta_{мед} = \frac{(1-s_{мин})^2}{(1-s_{макс})^2} \frac{K_{а макс}}{K_{а мин}} = \eta^2 \frac{K_{а макс}}{K_{а мин}},$$

где η — диапазон регулирования производительности.

$$\eta = \frac{v_{с макс}}{v_{с мин}} = \frac{1-s_{мин}}{1-s_{макс}}$$

Потери в жидком металле:

$$\Delta P_{ж.м.} \equiv I_1^2 K_a s \equiv (1-s)^2 s \equiv (f_1 - f_2)^2 f_2;$$

$$\eta_{ж.м.} = \frac{I_{1 макс}^2}{I_{1 мин}^2} \frac{K_{а мин} s_{мин}}{K_{а макс} s_{макс}} = \eta^2 \frac{s_{мин}}{s_{макс}}$$

Регулирование производительности ПИН при

$p_{эм} = \Delta p$ с изменением частоты напряжения

питания

Так как

$$I_1^2 \equiv \frac{v_c^2}{K_a}$$

и

$$v_c = v_{сн} (f_1^* - f_2^*) \equiv (f_1^* - f_2^*),$$

где $v_{сн}$ — синхронная скорость движения жидкого металла при номинальной частоте,

то потери в меди обмоток индуктора

$$\Delta P_{\text{мег}} = \frac{(f_1^* - f_2^*)^2}{K_a};$$

$$\eta_{\text{мег}} = \frac{I_{1 \text{ макс}}^2}{I_{1 \text{ мин}}^2} = \frac{(f_{1 \text{ макс}}^* - f_{2 \text{ макс}}^*) K_{a \text{ макс}}}{(f_{1 \text{ мин}}^* - f_{2 \text{ мин}}^*) K_{a \text{ мин}}} = \eta^2 \frac{K_{a \text{ макс}}}{K_{a \text{ мин}}},$$

где $f_{1 \text{ макс}}^*$, $f_{2 \text{ макс}}^*$ — относительные первичная и вторичная частоты, соответствующие максимальной производительности насоса,
 $f_{1 \text{ мин}}^*$, $f_{2 \text{ мин}}^*$ — относительные первичная и вторичная частоты, соответствующие минимальной производительности насоса.

Величина потерь в меди обмоток индуктора зависит в значительной степени от закона частотного управления, т.е. от величины f_2^* при различных значениях производительности насоса [3]. Если регулировать напряжение $U_1 = f(f_1^*; \Delta p)$ таким образом, чтобы величина f_2^* во всем диапазоне регулирования оставалась постоянной, то коэффициент K_a также постоянен и, следовательно,

$$\eta_{\text{мег}} = \eta^2.$$

Потери в жидком металле:

$$\Delta P_{\text{ж.м.}} = I_1^2 K_a S;$$

$$\eta_{\text{ж.м.}} = \eta^2 \frac{f_{1 \text{ мин}}^*}{f_{1 \text{ макс}}^*}.$$

2. Вывод основных соотношений для анализа методов регулирования производительности цилиндрических индукционных насосов (ЦИН)

Цилиндрический индукционный насос с ферромагнитным сердечником (ЦИНФ) можно рассматривать как бесконечно широкий плоский насос ($\frac{a}{\tau} = \infty$), где отсутствует поперечный краевой эффект [1]. Следовательно, если магнитное число Рейнольдса ε для ПИН заменить величиной $\varepsilon_{\text{ц}}$ для ЦИНФ, то для анализа методов регулирования ЦИНФ можно в принципе использовать те же соотношения (1)...(7), что и для ПИН.

Коэффициент, определяющий отношение значений ε цилиндрической и плоской машин при бесконечно тонком слое

жидкого металла в канале, равен:

$$K_{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_4}{\varepsilon} = 2\alpha r_0 \frac{ab}{c} \operatorname{th} \frac{\alpha \delta}{2},$$

где r_0 — радиус цилиндра с бесконечно тонким слоем жидкого металла,

$$a = I_{01} K_{10} + K_{01} I_{10} = I_1(\alpha r_4) K_1(\alpha r_0) + K_0(\alpha r_4) I_1(\alpha r_0);$$

$$b = I_{02} K_{10} + K_{02} I_{10} = I_0(\alpha r_1) K_1(\alpha r_0) + K_0(\alpha r_1) I_1(\alpha r_0);$$

$$c = I_{01} K_{02} - K_{01} I_{20} = I_0(\alpha r_4) K_0(\alpha r_1) - K_0(\alpha r_4) I_0(\alpha r_1),$$

I_0, I_1, K_0, K_1 — модифицированные функции Бесселя,

r_4 — внутренний радиус индуктора,

r_1 — радиус внутреннего ферромагнитного сердечника.

Коэффициенты K_d и K_p для ЦИНФ равны [1]:

$$K_d = \frac{\varepsilon_4}{1 + \varepsilon_4^2};$$

$$K_p = \frac{\varepsilon_4^2}{1 + \varepsilon_4^2}.$$

Вышеуказанные формулы для ε_4 значительно упрощены и формулы коэффициентов K_d и K_p применимы только для ЦИН с ферромагнитным сердечником. Более целесообразно применить для дальнейшего анализа характеристики ЦИН, рассчитанные по методике [2]. Эти характеристики приведены в относительных величинах, они универсальны, применимы для любой конструкции ЦИН и наглядны при анализе методов регулирования производительности ЦИН.

За базисную величину относительных величин берется внутренний радиус канала, т.е. внешний радиус жидкометаллического цилиндра в пределах индуктора. Все относительные размеры, необходимые для расчета и использования характеристик, следующие:

$$r_1^* = \frac{r_1}{r_3} \text{ — относительный радиус внутреннего ферромагнитного сердечника,}$$

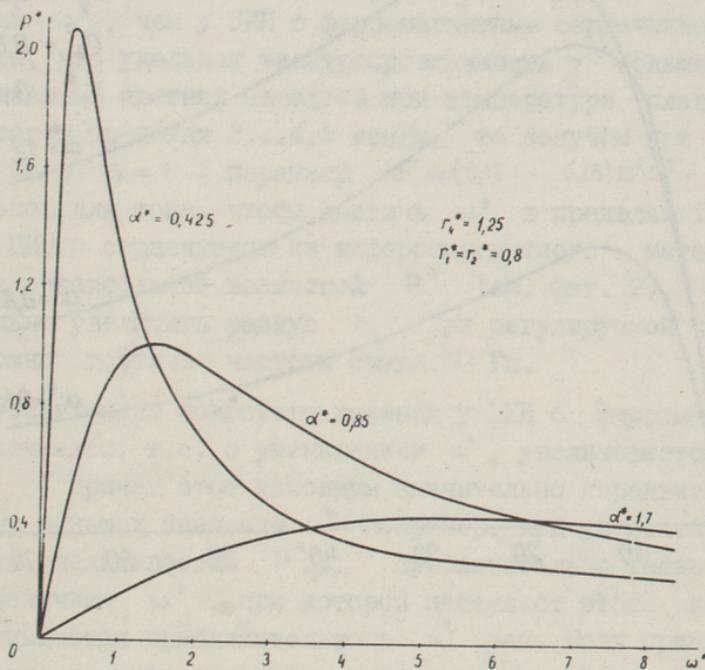
$$r_2^* = \frac{r_2}{r_3} \text{ — относительный внутренний радиус жидкометаллического цилиндра в пределах канала,}$$

$$r_4^* = \frac{r_4}{r_3} \text{ — относительный внутренний радиус цилиндрического индуктора,}$$

$$\alpha^* = \frac{\pi}{\tau} r_3 \text{ — относительное полюсное деление индуктора,}$$

$$\omega^* = \mu_0 \gamma_m 2\pi f_{1n} f_2^* r_3^2. \quad (9)$$

Характеристики относительной активной мощности $P^* = f(\alpha^*, \omega^*)$ для ЦИН с ферромагнитным сердечником (т.е. $r_1 = r_2$) даны на фиг. 2.



Фиг. 2. Кривые относительной активной мощности $P^* = f(\omega^*)$ для ЦИН с ферромагнитным сердечником.

Характеристики $P^* = f(\alpha^*, \omega^*)$ для ЦИН с сердечником из неферромагнитного материала (т.е. $r_1 = 0$) даны на фиг. 3.

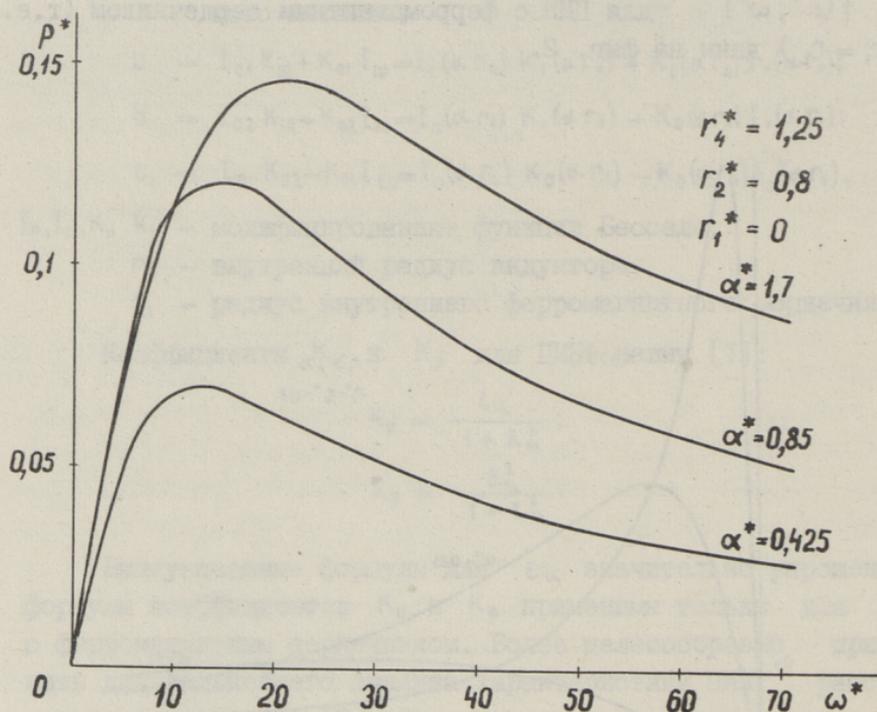
Полная мощность немагнитного зазора ЦИН

$$S = P + jQ = \frac{\omega_1}{\alpha} F_0 (P^* + jQ),$$

где

$$F_0 = \frac{\pi r_4 l}{\mu_0} B_{01}^2;$$

$$\omega_1 = 2\pi f_1;$$



Фиг. 3. Кривые относительной активной мощности $P^* = f(\omega^*)$ для ЦИН с сердечником из неферромагнитного материала.

l - длина индуктора,

B_{01} - тангенциальная составляющая индукции на внутренней поверхности индуктора.

Электромагнитная сила, развиваемая насосом

$$F_{эм} = F_0 P^* = \frac{\pi r_4 l}{\mu_0} B_{01}^2 P^* = C'_F I_1^2 P^*$$

Электромагнитный напор, развиваемый насосом

$$P_{эм} = \frac{F_0 P^*}{\pi (r_3^2 - r_2^2)} = C'_P I_1^2 P^*$$

где

$$C'_P = \frac{C'_F}{\pi(r_3^2 - r_2^2)}$$

Производительность ЦИН равна:

$$Q_m = \pi(r_3^2 - r_2^2) 2\tau f_{in} (f_1^* - f_2^*)$$

Из характеристик на фиг. 2 и 3 видно, что максимумы относительных мощностей P^* и Q^* находятся у ЦИН с сердечником из неферромагнитного материала при гораздо больших значениях ω^* , чем у ЦИН с ферромагнитным сердечником. Если учесть, что удельная электропроводимость у большинства перекачиваемых цветных металлов при температуре плавления колеблется в пределах 3...4,5 мсм/м, то получим при частоте 50 Гц и $s = 1$ параметр $\omega^* = (0,12 \dots 0,18) 10^4 r_3^2$. Следовательно, для того, чтобы достичь ω^* в пределах 10 ... 20, где ЦИН с сердечником из неферромагнитного материала работает с наибольшей величиной P^* (см. фиг. 2), нужно значительно увеличить радиус r_3 . При регулируемой частоте возможно достичь частоты свыше 50 Гц.

С увеличением полюсного деления у ЦИН с ферромагнитным сердечником, т.е. с уменьшением α^* , увеличивается $P^*_{\text{макс}}$, причем этот максимум значительно передвигается в сторону меньших значений ω^* . Например, при увеличении τ в x раз увеличивается $P^*_{\text{макс}}$ приблизительно также в x раз, а величина ω^* , при которой наступает этот максимум, уменьшается приблизительно в x^2 раз. Если принимать во внимание то, что при $\gamma_m = \text{const}$ и $f_1 = 50$ Гц величина ω^* определяется радиусом r_3 , то, очевидно, только в частных случаях можно проектировать ЦИН с оптимальными техническими и экономическими показателями для заданных значений производительности и напора. Электрические параметры индуктора (сопротивление, рассеяние и т.д.) и гидравлическое сопротивление канала с сердечником в значительной степени зависят от размеров r_3 и τ .

При регулировании производительности ЦИН в широком диапазоне при $f_1 = \text{const}$ необходимо, чтобы насос работал при минимальной производительности (т.е. со скольжением $s \approx 1$) на характеристике $P^* = f(\omega^*)$ несколько левее точки $P^*_{\text{макс}}$. При увеличении производительности скольжение s уменьшается, и, следовательно, уменьшается также величина относительной активной мощности P^* . При частотном

Характер нагрузки	$P_{эм} = P_0 = \text{const}$		$P_{эм} = \Delta p \equiv v_c^2$		Примечание
	ПИН	ЦИН	ПИН	ЦИН	
при $f_1 = \text{const}$ $U_1 = \text{var.}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{1}{K_a}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{1}{P^*}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{(f_1 - f_2)^2}{K_a}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{(f_1 - f_2)^2}{P^*}$	при $n = \text{const}$ для ПИН $\Gamma_{\text{мег}} = \frac{K_{a \text{ макс}}}{K_{a \text{ мин}}} \Gamma'_{\text{мег}}$ для ЦИН $\Gamma_{\text{мег}} = \frac{P^*_{\text{ макс}}}{P^*_{\text{ мин}}} \Gamma'_{\text{мег}}$
	$\Gamma_{\text{мег}} = \frac{K_{a \text{ макс}}}{K_{a \text{ мин}}}$	$\Gamma_{\text{мег}} = \frac{P^*_{\text{ макс}}}{P^*_{\text{ мин}}}$	$\Gamma_{\text{мег}} = n^2 \frac{K_{a \text{ макс}}}{K_{a \text{ мин}}}$	$\Gamma_{\text{мег}} = n^2 \frac{P^*_{\text{ макс}}}{P^*_{\text{ мин}}}$	
при $f_1 = \text{var.}$ $U_1 = \text{var.}$	$\Delta P_{\text{мег}} = \text{const}$	$\Delta P_{\text{мег}} = \text{const}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{(f_1^* - f_2^*)^2}{K_a}$	$\Delta P_{\text{мег}} \equiv \frac{(f_1^* - f_2^*)^2}{P^*}$	
	$\Gamma'_{\text{мег}} = 1$	$\Gamma'_{\text{мег}} = 1$	$\Gamma'_{\text{мег}} = n^2$	$\Gamma'_{\text{мег}} = n^2$	
при $f_1 = \text{const}$ $U_1 = \text{var.}$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv f_2$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv f_2$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv (f_1 - f_2)^2 f_2$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv (f_1 - f_2)^2 f_2$	
	$\Gamma_{\text{ж.м.}} = \frac{f_2 \text{ макс}}{f_2 \text{ мин}}$	$\Gamma_{\text{ж.м.}} = \frac{f_2 \text{ макс}}{f_2 \text{ мин}}$	$\Gamma_{\text{ж.м.}} = n^2 \frac{f_2 \text{ мин}}{f_2 \text{ макс}}$	$\Gamma_{\text{ж.м.}} = n^2 \frac{f_2 \text{ мин}}{f_2 \text{ макс}}$	
при $f_1 = \text{var.}$ $U_1 = \text{var.}$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv \frac{f_2^*}{f_1^*}$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv \frac{f_2^*}{f_1^*}$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv (f_1^* - f_2^*) f_2^*$	$\Delta P_{\text{ж.м.}} \equiv (f_1^* - f_2^*) f_2^*$	$\Gamma'_{\text{ж.м.}} = n^2 \frac{f_2 \text{ мин} f_1 \text{ мин}}{f_2 \text{ макс} f_1 \text{ макс}}$
	$\Gamma'_{\text{ж.м.}} = \frac{f_2 \text{ макс} f_1 \text{ макс}}{f_2 \text{ мин} f_1 \text{ мин}}$	$\Gamma'_{\text{ж.м.}} = \frac{f_2 \text{ макс} f_1 \text{ макс}}{f_2 \text{ мин} f_1 \text{ мин}}$	$\Gamma'_{\text{ж.м.}} = n^2 \frac{f_2 \text{ мин} f_1 \text{ мин}}{f_2 \text{ макс} f_1 \text{ макс}}$	$\Gamma'_{\text{ж.м.}} = n^2 \frac{f_2 \text{ мин} f_1 \text{ мин}}{f_2 \text{ макс} f_1 \text{ макс}}$	

Потери в жидком металле

регулировании с увеличением частоты увеличивается также P^* . В зависимости от напряжения при новом значении частоты скорость жидкого металла изменяется таким образом, чтобы величина P^* оставалась постоянной или приобретала новое, для нового значения производительности оптимальное значение.

Наибольший интерес представляет характер изменения потерь в меди и в жидком металле при обоих методах регулирования производительности. Учитывая то, что коэффициенты активных мощностей K_a и P^* соответственно для ПИН и ЦИН являются функциями одних и тех же переменных f_1 и s (см. (8) и (9)) и кривые этих коэффициентов между собой тождественны (см. фиг. 1 и 2), можно в выражениях мощностей, электромагнитной силы и напора для ПИН заменить K_a на P^* . Полученные таким образом соотношения потерь для ЦИН и для ПИН приведены в сводной таблице I.

В ы в о д ы

I. Отношения $\frac{K_{a \max}}{K_a}$ и $\frac{P^*_{\max}}{P^*}$ значительно изменяются в случае регулирования производительности ИН напряжением при $f_1 = \text{const}$. При частотном управлении эти отношения во всем диапазоне либо постоянны, либо изменяются в зависимости от выбора критерия оптимизации закона частотного управления, т.е. от соотношения $U_1 = f(f_1^*; p_c)$.

2. Суммарные потери в индукционном насосе минимальны только при одном значении скольжения s , зависящего от параметров насоса. Поэтому при постоянной частоте регулирования невозможно обеспечить оптимальные рабочие режимы ИН во всем диапазоне регулирования производительности. При минимальной производительности насос недогружен по току, а при максимальной производительности насос должен работать в очень тяжелом тепловом режиме.

3. При частотном управлении ИН закон частотного управления можно выбирать таким образом, чтобы потери в меди индуктора или суммарные потери в ИН во всем диапазоне регулирования производительности были бы минимальными.

4. С точки зрения оптимального температурного режима ИН напряжением постоянной частоты целесообразно регулиро-

вать только напор, развиваемый насосом при постоянной производительности, или же стабилизировать производительность насоса около номинальной величины, которой соответствует оптимальное значение скольжения s .

5. Частотное управление индукционных МГД-приводов дает возможность построить насосы с оптимальными параметрами для любого металла, с любой производительностью и напором и регулировать их в широком диапазоне с оптимальными потерями и наилучшими рабочими характеристиками.

Л и т е р а т у р а

1. А.И. В о л ь д е к. Индукционные магнетогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Энергия, 1970.

2. Э.Г. К ю л ь м. Электромагнитные процессы в линейных цилиндрических индукционных машинах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Таллин, 1970.

3. Р.Р. И р с, Х.А. Т и й с м у с. Основные соотношения для индукционных насосов при частотном управлении, Труды ТНИ, № 336, Таллин, 1972, стр.83-100.

4. А.А. Б у л г а к о в. Частотное управление асинхронными электродвигателями. Наука, 1966.

R.Irs, E.Külm, H.Tiismus

Zur Leistungssteuerung der Induktionspumpen mit Hilfe von Veränderung der Spannung und Frequenz

Zusammenfassung

Im Beitrag wird eine vergleichende Analyse der Regelungsverfahren der Leistungsfähigkeit der Induktionspumpen gebracht, wobei in einem Fall die Spannung bei konstanter Frequenz, in dem anderen Fall aber sowohl die Spannung als auch die Frequenz gleichzeitig geregelt werden. Die beiden Regelungsmöglichkeiten sind vom Standpunkt der minimalen Verluste betrachtet worden.

УДК 621.318.38:621.3.072.9

Р.Р. Ирс, Х.А. Тийсмус

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ИНДУКЦИОННЫХ
НАСОСОВ ПРИ ЧАСТОТНОМ УПРАВЛЕНИИ

В в е д е н и е

Оптимальные технические и экономические показатели в широком диапазоне регулирования производительности индукционных насосов (ИН) достигаются в случае их частотного управления [2].

С изменением частоты изменяются индуктивное сопротивление намагничивающей цепи ИН и э.д.с., а также индуктивные сопротивления рассеяния индуктора и вторичной системы. С изменением напряжения при постоянной частоте питания также можно в широком диапазоне регулировать производительность ИН. Поэтому, при частотном управлении индукционного МГД-привода для обеспечения оптимальных рабочих режимов во всем диапазоне регулирования производительности принципиально необходимо одновременное регулирование напряжения и частоты.

В дальнейшем анализе под законом частотного управления понимаются соотношения между частотой и напряжением, подводимым к индуктору ИН, обеспечивающие соответствие характеристик насоса характеристикам металлотракта в заданном режиме. Оптимальный закон частотного управления обеспечивает, кроме того, минимальные потери в индукционном МГД-приводе в целом или в какой-то его части, например, в индукторе ИН. Конкретный вид закона частотного управления определяется характеристикой насоса и металлотракта.

Наибольший интерес при исследовании частотно-управляемых индукционных МГД-приводов представляет выявление опти-

мального закона частотного управления ИН. Однако, оптимальные законы частотного управления сложны и реализация их, очевидно, является технически очень трудной задачей. Поэтому большое значение имеет исследование характеристик ИН при реализации более простых законов частотного управления, близких к оптимальным.

В теории частотного управления асинхронных двигателей известен закон частотного управления из условия сохранения перегрузочной способности для идеализированной машины (активное сопротивление индуктора $r_1 = 0$, насыщенная магнитная цепь), установленный М.П. Костенко

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \frac{f_1}{f_{1н}} \sqrt{\frac{M}{M_{1н}}}$$

где M и $M_{1н}$ — соответственно текущее и номинальное значения электромагнитных моментов двигателя,
 f_1 и $f_{1н}$ — соответственно текущее и номинальное значения частоты питания,
 U и $U_{1н}$ — напряжения, соответствующие частотам f_1 и $f_{1н}$.

Аналогичное соотношение можно записать для ИН

$$\frac{U_1}{U_{1н}} = \frac{f_1}{f_{1н}} \sqrt{\frac{P_{эм}}{P_{эмн}}}, \quad (I)$$

где $P_{эм}$ — $P_{эмн}$ — соответственно текущее и номинальное значения электромагнитного напора, развиваемого ИН.

Используя относительные величины, выражение (I) можно записать в виде

$$u_1^* = f_1^* \sqrt{p_{эм}^*}, \quad (2)$$

где $u_1^* = \frac{U_1}{U_{1н}}$ — относительное напряжение,
 $f_1^* = \frac{f_1}{f_{1н}}$ — относительная первичная частота,
 $p_{эм}^* = \frac{P_{эм}}{P_{эмн}}$ — относительный электромагнитный напор, развиваемый ИН.

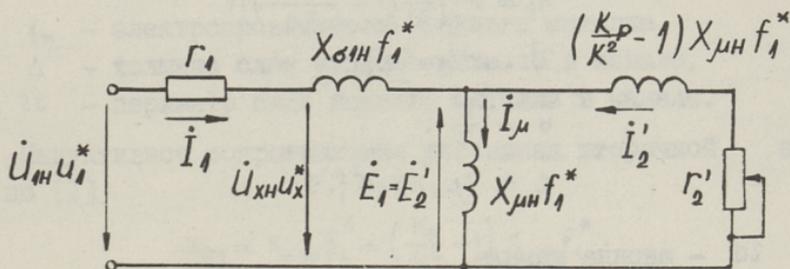
В частном случае $p_{эм} = \text{const}$ и закон частотного управления (2) приобретает более простой вид:

$$u_1^* = f_1^* \quad (3)$$

В данной работе приведены схемы замещения и основные соотношения ИН при частотном управлении. Рассматриваются рациональные критерии оптимизации при частотном управлении ИН, приводится оптимальный закон частотного управления ИН и анализируются характеристики при реализации законов частотного управления (1) и (3).

I. Схемы замещения и основные соотношения ИН при частотном управлении

Анализ характеристик ИН при частотном управлении проведен на основании Т-образной (параллельной) схемы замещения, данной на фиг. 1. Следует подчеркнуть физическую наглядность (ввиду наличия явно выраженной вторичной цепи) параллельной схемы замещения индуктивных машин. При анализе электромагнитных переходных процессов в индукционных машинах параллельные схемы замещения незаменимы [3].



Фиг. 1. Параллельная схема замещения ЦИН.

Здесь $X_{\sigma 1n}$, $X_{\sigma 2n}$, $X_{\mu n}$ — соответственно индуктивные сопротивления рассеяния и главное индуктивное сопротивление ИН при номинальной частоте.

При выводе формул основных зависимостей приняты следующие допущения:

а) напряжение питания синусоидальное и система напряжения симметричная,

б) характеристика намагничивания ИН линейная. Из-за больших немагнитных зазоров (порядка 10...50 мм и более) наличие ферромагнитных участков магнитной цепи не приводит к существенным отклонениям от линейности,

в) определяющими для ИН являются потери в меди индуктора и потери в жидком металле. Потери в стали не учитываются,

г) стенки канала неэлектропроводны.

В параллельной схеме замещения сопротивление, соответствующее вторичной цепи ИН, при частотном управлении равно

$$r_2 = \frac{K_a}{K^2} \chi_{\mu H} f_1^* \quad (4)$$

Коэффициенты K и K_a для плоских индукционных насосов (ПИИ) следующие:

$$K^2 = K_a^2 + K_p^2; \quad K_a = \varepsilon k_a; \quad K_p = \varepsilon k_p \quad (5)$$

Здесь

$$k_a = \operatorname{Re} \left[\frac{\alpha^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{\operatorname{th} \lambda a}{\lambda a} \right) \right];$$

$$k_p = \operatorname{Im} \left[\frac{\alpha^2}{\lambda^2} \left(1 - \frac{\operatorname{th} \lambda a}{\lambda a} \right) \right];$$

$$\lambda^2 = \alpha^2 (1 + j\varepsilon);$$

$$\alpha = \frac{\pi}{\tau};$$

$$\varepsilon = 2\mu_0 \pi \gamma_2 \alpha^2 f_1 s;$$

$2a$ — ширина канала,

γ_2 — электропроводимость вторичной среды ИН,

τ — полюсное деление индуктора,

s — скольжение жидкого металла в канале,

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{M}.$$

Используя относительные величины, можно при частотном управлении ИН скольжения s представить в следующем виде:

$$s = \frac{f_2}{f_1} \frac{f_{1H}}{f_{1H}} = \frac{f_2^*}{f_1^*}.$$

Магнитное число Рейнольдса при частотном управлении ИН

$$\varepsilon = 2\mu_0 \pi \gamma_2 \alpha^2 f_{1H} f_2^* \quad (6)$$

Кривые коэффициентов $K_a = f(\varepsilon)$ и $K_p = f(\varepsilon)$ даны в [1, 2].

В (4) коэффициенты для цилиндрических индукционных насосов (ЦИН) следующие:

$$K_a = \frac{\varepsilon_u}{1 + \varepsilon_u^2}, \quad (7)$$

где $\varepsilon_u = k_\varepsilon \varepsilon$;

k_ε - коэффициент, определяющий отношение значений цилиндрического и плоского ИН [1]:

$$K_p = \frac{\varepsilon_u^2}{1 + \varepsilon_u^2}; \quad (8)$$

$$K^2 = K_a^2 + K_p^2. \quad (9)$$

Учитывая (9), после преобразования из (4) получим выражение приведенного к первичной цепи сопротивления r_2' для ЦИН при частотном управлении в следующем виде:

$$r_2' = \frac{r_m'}{S} = r_m' \frac{f_1^x}{f_2^*}, \quad (10)$$

где

$$r_m' = \frac{2m_1 w_1^2 k_{об}^2}{\rho} \frac{2c}{\gamma_m \Delta \tau} \frac{1}{k_\varepsilon};$$

γ_m - электропроводимость жидкого металла,

Δ - толщина слоя жидкого металла в канале,

$2c$ - периметр слоя жидкого металла в канале.

Индуктивное сопротивление рассеяния вторичной цепи ПИН по [1]

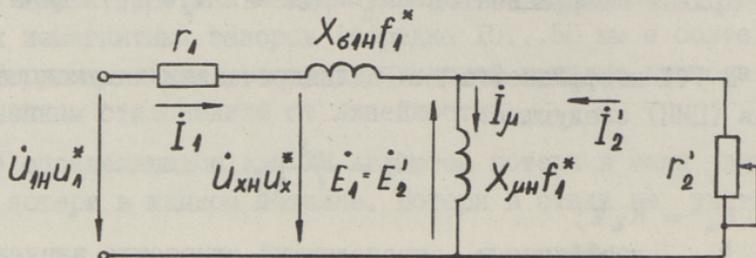
$$x_{\sigma 2} = x_{\sigma 2H} f_1^* = \left(\frac{K_p}{K^2} - 1 \right) x_{\mu H} f_1^*. \quad (11)$$

Учитывая (9), получим из (11) индуктивное сопротивление рассеяния вторичной цепи ЦИН

$$x_{\sigma 2} = 0. \quad (12)$$

Параллельная схема замещения для ЦИН при частотном управлении дана на фиг. 2.

На основе схем замещения фиг. 1 и 2 находим основные зависимости, характеризующие работу ИН:



Фиг. 2. Параллельная схема замещения ЦИН.

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{E}_1 = \dot{E}_2' &= \dot{U}_{1H} U_1^* \frac{Z_0 Z_2'}{Z_1(Z_2' + Z_0) + Z_2' Z_0}; \\
 \dot{\Phi} &= \frac{\dot{E}_1}{c_1 f_{1H} f_1^*}; \\
 \dot{i}_1 &= \dot{U}_{1H} U_1^* \frac{Z_2' + Z_0}{Z_1(Z_2' + Z_0) + Z_2' Z_0}; \\
 \dot{i}_2' &= \frac{\dot{E}_2'}{Z_2'} = \dot{U}_{1H} U_1^* \frac{Z_0}{Z_1(Z_2' + Z_0) + Z_2' Z_0}.
 \end{aligned} \right\} \quad (I3)$$

Здесь

$$Z_1 = r_1 + j X_{\sigma 1H} f_1^*;$$

$$Z_0 = j X_{\mu H} f_1^*$$

Для ПИН

$$Z_2' = \frac{K_a}{K^2} X_{\mu H} f_1^* + j X_{\sigma 2H} f_1^* = \frac{K_a}{K^2} X_{\mu H} f_1^* + j \left(\frac{K_p}{K^2} - 1 \right) X_{\mu H} f_1^*;$$

для ЦИН

$$Z_2' = r_2' \frac{f_1^*}{f_2^*}.$$

Действующие значения величин (I3) для ПИН следующие:

$$\left. \begin{aligned}
 E_1 = E_2' &= U_{1H} U_1^* \frac{X_{\mu H} \sqrt{K^2 - 2K_p + 1}}{L_n}; \\
 \Phi &= \frac{E_1}{c_1 f_1} = \frac{U_{1H}}{c_1 f_{1H}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{X_{\mu H} \sqrt{K^2 - 2K_p + 1}}{L_n};
 \end{aligned} \right\} \quad (I4)$$

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= U_{\text{ин}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{1}{L_n}; \\ I_2' &= \frac{E_1}{Z_2} = U_{\text{ин}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{K}{L_n}. \end{aligned} \right\}$$

Здесь

$$L_n = \sqrt{\left(\frac{r_1}{f_1^*} + K_a X_{\mu n} \right)^2 + (X_{\text{ин}} + K_p X_{\mu n})^2};$$

$$X_{\text{ин}} = X_{\mu n} + X_{\sigma \text{ин}}.$$

Электромагнитная мощность ПИН

$$P_{\text{эм}} = m_1 I_2'^2 r_2' = m_1 U_{\text{ин}}^2 \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right)^2 \frac{K_a X_{\mu n}}{L_n^2} f_1^*. \quad (I5)$$

Электромагнитная сила, развиваемая ПИН

$$F_{\text{эм}} = \frac{P}{2\tau f_1} = \frac{m_1}{2\tau f_{\text{ин}}} U_{\text{ин}}^2 \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right)^2 \frac{K_a X_{\mu n}}{L_n^2}. \quad (I6)$$

Электромагнитный напор, развиваемый ПИН

$$P_{\text{эм}} = \frac{m_1}{2a\Delta 2\tau f_{\text{ин}}} U_{\text{ин}}^2 \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right)^2 \frac{K_a X_{\mu n}}{L_n^2}, \quad (I7)$$

где $2a$ — ширина слоя жидкого металла в канале.

Следует отметить, что формулы (I4) при расчете коэффициентов K_a , K_p и K по (7...9) действительны также для ЦИН. Однако, учитывая (I0), получим действующие значения величин (I8) для ЦИН, которые значительно удобнее использовать в последующем анализе.

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_2' = U_{\text{ин}} U_1^* \frac{X_{\mu n}}{L_c} \frac{r_m'}{f_2^*}; \\ \Phi &= \frac{E_1}{c_1 f_1} = \frac{U_{\text{ин}}}{c_1 f_{\text{ин}}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{X_{\mu n}}{L_c} \frac{r_m'}{f_2^*}; \\ I_1 &= U_{\text{ин}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{\sqrt{X_{\mu n}^2 + \left(\frac{r_m'}{f_2^*} \right)^2}}{L_c}; \\ I_2' &= \frac{E_1}{Z_2} = U_{\text{ин}} \left(\frac{U_1^*}{f_1^*} \right) \frac{X_{\mu n}}{L_c}. \end{aligned} \right\} \quad (I8)$$

Здесь

$$L_{\text{ц}} = \sqrt{\left[\left(\frac{r'_m}{f_2^*} \right) \left(\frac{r_1}{f_1^*} \right) - X_{\mu\text{н}} X_{\sigma\text{н}} \right]^2 + \left[\left(\frac{r_1}{f_1^*} \right) X_{\mu\text{н}} + \left(\frac{r'_m}{f_2^*} \right) X_{\sigma\text{н}} \right]^2}.$$

Электромагнитная мощность ЦИН

$$P_{\text{эм}} = m_1 I_2'^2 r_2' = m_1 U_{1\text{н}}^2 \left(\frac{U_1'}{f_1^*} \right)^2 \frac{X_{\mu\text{н}}^2}{L_{\text{ц}}^2} \frac{r'_m}{f_2^*} f_1^*. \quad (19)$$

Электромагнитная сила, развиваемая ЦИН

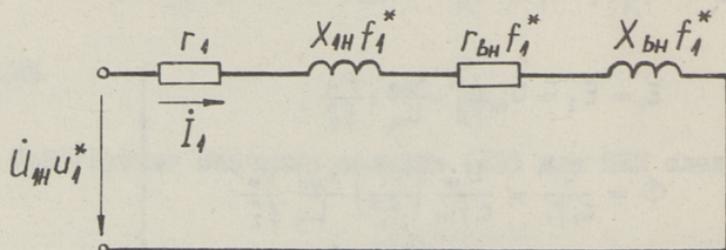
$$F_{\text{эм}} = \frac{P_{\text{эм}}}{2\tau f_1} = \frac{m_1}{2\tau f_{1\text{н}}} U_{1\text{н}}^2 \left(\frac{U_1'}{f_1^*} \right)^2 \frac{X_{\mu\text{н}}^2}{L_{\text{ц}}^2} \frac{r'_m}{f_2^*}. \quad (20)$$

Электромагнитный напор, развиваемый ЦИН

$$P_{\text{эм}} = \frac{m_1}{2\tau \pi (R_3^2 - R_2^2) f_{1\text{н}}} U_{1\text{н}} \left(\frac{U_1'}{f_1^*} \right)^2 \frac{X_{\mu\text{н}}^2}{L_{\text{ц}}^2} \frac{r'_m}{f_2^*}, \quad (21)$$

где R_3 и R_2 — соответственно внутренний радиус канала и радиус ферромагнитного сердечника ЦИН.

При определении параметров индукционных МГД-машин оправдано применение последовательной схемы замещения [5]. Определить параметры последовательной схемы замещения, приведенной на фиг. 3, из опытов холостого хода ($s=0$) и короткого замыкания ($s=1$) очень просто.



Фиг. 3. Последовательная схема замещения.

Здесь $\Gamma_{\text{вн}}$, $X_{\text{вн}}$ — соответственно номинальное индуктивное и активное вносимые сопротивления.

Для последовательной схемы замещения ИН, приведенной на фиг. 3, параметры при частотном управлении определяются следующими формулами:

$$r_b = K_a \chi_{\mu n} f_1^* \quad (22)$$

$$\chi_b = -K_p \chi_{\mu n} f_1^* \quad (23)$$

Определение коэффициентов K_a и K_p , а также сопротивления $\chi_{\mu n}$ для ИН расчетным путем — весьма трудоемкая работа, получаемые результаты, очевидно, значительно отличаются от действительных значений. Сравнительно просто и более точно опытным путем можно найти вносимые сопротивления r_b и χ_b для любого значения ε при питании ИН от преобразователя регулируемой частоты. Как известно, K_a и K_p являются функциями безразмерного параметра ε (6). При $\chi_M = \text{const}$ значение ε зависит от частоты тока f_2 во вторичной среде. При скольжении $s = 1$ получим $f_2 = f_1$. Следовательно, регулируя при $\chi_M = \text{const}$ и $s = 1$ в широком диапазоне частоту f_1 , получим характеристики $r_b = K_a \chi_{\mu n} = f(f_2)$ и $\chi_b = K_p \chi_{\mu n} = f(f_2)$ (или $r_b = f(f_2^*)$ и $\chi_b = f(f_2^*)$). В случае $f_1 = \text{const}$ вносимые сопротивления r_b и χ_b являются функциями скольжения, т.е. $r_b = f(s)$ и $\chi_b = f(s)$. Таким образом получим весьма точные значения параметров r_b и χ_b , необходимые для определения мощности, электромагнитной силы и напора данного ИН в широком диапазоне регулирования производительности.

2. Оптимальные законы частотного управления ИН

Основной проблемой частотного управления является выяснение рационального соотношения между действующим значением и частотой напряжения, питающего ИН в процессе управления. Значение этого соотношения определяется тем, что от него зависят магнитный поток и потери в ИН. Если считать, что конструктивные параметры ИН определены оптимальным образом для одного частного случая (например, для номинальных значений напряжения и частоты), то от управления достаточно потребовать, чтобы номинальный режим возможно лучше сохранялся во всем диапазоне регулирования ИН.

Из (17) и (21) следует, что напор, развиваемый насосом, является функцией трех параметров — f_1^* , f_2^* и u_1^* . Параметр f_1^* при регулировании задается, а f_2^* определяется напором

жидкого металла в металлотракте при данном u_1^* . Однако, для достижения оптимальных рабочих режимов ИН, т.е. для достижения оптимального параметра f_2^* величина u_1^* также зависит от напора. Для общего случая управления, когда напряжение регулируется не только в функции частоты, но и в функции напора в металлотракте, можно принять, что f_2^* определяется напором, а u_1^* есть функция f_1^* и f_2^* .

Оптимальным для индукционного МГД-привода, как известно, принято считать режим, реализация которого дает минимальные суммарные потери в ИН при данной производительности и напоре.

Суммарные потери в ИН равны

$$\begin{aligned} \sum \Delta P &= \Delta P_{\text{мед}} + \Delta P_{\text{м}} + \Delta P_{\text{с}} = \\ &= m_1 U_{\text{ин}}^2 \left(\frac{u_1^*}{f_1^*} \right)^2 \frac{1}{L_{\text{п}}^2} \left[(r_1 + K_{\text{а}} \chi_{\text{мн}} f_1^*) + \frac{(K^2 - 2K_{\text{р}} + 1) \chi_{\text{мн}}^2}{m_1 c_1 f_{\text{ин}}} f_1^* (k_{\text{г}} + k_{\text{вт}} f_{\text{ин}} f_1^*) \right], \end{aligned}$$

где $\Delta P_{\text{мед}}$ — потери в меди индуктора,

$\Delta P_{\text{м}}$ — потери в жидком металле,

$\Delta P_{\text{с}}$ — потери в стали,

$k_{\text{г}}, k_{\text{вт}}$ — коэффициент потерь на гистерезис и вихревые токи.

Взяв производную от суммарных потерь по параметру f_2^* и приравняв ее к нулю, можно обычным путем определить оптимальное f_2^* , при котором суммарные потери в ИН являются минимальными.

$$\frac{d}{df_2^*} \sum \Delta P = 0.$$

Выражение для $f_{2\text{опт}}^*$ значительно усложняется, если учитывать потери еще и в преобразователе частоты и в системе питания. Следовательно, аналитическое исследование оптимального режима, как некоторого экстремума, приводит к сложным функциям многих переменных, реализация которых потребовала бы настолько сложных средств автоматики и вычислительной техники, что они свели бы к нулю всю достигнутую "оптимальность". Оптимальный аналитический закон управления следует считать только тогда технически оптимальным, когда он достаточно просто реализуется.

Оптимизация по минимуму суммарных потерь в электроприборах с вращающимися электрическими машинами вполне оправдана. Именно суммарными потерями определяется температурный режим двигателя.

У ИИ индуктор работает в очень тяжелых температурных условиях. Активное сопротивление обмоток индуктора и потери в меди индуктора значительны. Всякое уменьшение потерь в индукторе позволяет снизить рабочую температуру индуктора, и тем самым упрощается система охлаждения ИИ, а также можно применить более дешевые обмоточные материалы.

Потери в стали индуктора составляют малую долю от потерь в меди. Потери в жидком металле превращаются в тепловую энергию. Однако это тепло постоянно удаляется с потоком жидкого металла и, следовательно, оно не влияет на тепловой режим ИИ. Тепло, создаваемое потерями в жидком металле, иногда даже необходимо для предотвращения остывания металла в трубопроводе, т.е. дает полезный эффект.

Таким образом, с точки зрения оптимальных размеров индуктора и теплового режима ИИ, а также простоты системы автоматического регулирования (САР), оптимальным следует считать частотное управление ИИ с минимальными потерями в меди обмоток индуктора. Поэтому в дальнейшем анализе частотного управления критерием оптимизации приняты минимальные потери в меди индуктора ИИ.

На основе выражения $p_{эм} \equiv K_d I_1^2$ нетрудно убедиться, что ток I_1 является минимальным при данной $p_{эм}$ в том случае, когда коэффициент K_d выбран наибольшим. При $\gamma_m = \text{const}$ K_d зависит только от параметра f_2^* . Приняв отношение $\frac{K_{d \text{ макс}}}{K_{d \text{ опт}}} > 1$ во всем диапазоне регулирования производительности постоянным, причем в частном случае $K_{d \text{ опт}} = K_{d \text{ и}}$ (здесь $K_{d \text{ и}}$ — оптимальное по минимуму суммарных потерь в ИИ значение K_d при номинальной производительности и напряжении), можно прийти к выводу, что потери в меди обмоток индуктора минимальны во всем диапазоне регулирования при постоянстве K_d , или, что то же самое, при $f_2^* = f_{2 \text{ опт}}^* = \text{const}$.

Электромагнитный напор, развиваемый насосом, равен напору жидкого металла в канале p_c т.е. сумме статического напора p_0 и напора Δp , необходимого для преодоления гидравлического сопротивления металлотракта.

$$p_{эм} = p_c = p_0 + \Delta p.$$

При скорости, равной нулю $f_1 = f_{2\text{опт}}$ и $p_{эм} = p_0$. Для обеспечения напора p_0 индуктор необходимо включить на напряжение

$$U_{10} = f_{2\text{опт}}^* \sqrt{p_0 \frac{2\alpha \Delta v_{сн}}{m_1 K_a \chi_{\mu н}} \left[\left(\frac{r_1}{f_{2\text{опт}}^*} + K_a \chi_{\mu н} \right)^2 + (\chi_{1н} + K_p \chi_{\mu н})^2 \right]}, \quad (24)$$

где $v_{сн}$ — синхронная скорость течения жидкого металла при номинальной частоте напряжения питания.

Напор Δp весьма точно выражен формулой

$$\Delta p = \xi \frac{\gamma}{2} v_c^2, \quad (25)$$

где ξ — коэффициент гидравлического сопротивления металлотректа,

γ — плотность перекачиваемого металла,

v_c — средняя скорость течения жидкого металла в канале ИН.

$$v_c = v_{сн} (f_1^* - f_2^*). \quad (26)$$

Напору Δp соответствует напряжение

$$U_{1v} = f_1^* \sqrt{\Delta p \frac{2\alpha \Delta v_{сн}}{m_1 K_a \chi_{\mu н}}} L_n = f_1^* (f_1^* - f_{2\text{опт}}^*) \sqrt{\Delta p_n \frac{2\alpha \Delta v_{сн}}{m_1 K_a \chi_{\mu н}}} L_n, \quad (27)$$

где Δp_n — потери напора в металлотректе при номинальной синхронной скорости течения жидкого металла.

Оптимальное напряжение, которое необходимо подключить к индуктору при данной частоте и производительности ИН, т.е. при данной $f_{2\text{опт}}^*$, равно:

$$U_{1\text{опт}} = U_{10} + U_{1v}. \quad (28)$$

Выражения (24)...(28) действительны также для ЦИН, если заменить поперечное сечение канала ПИН $2\alpha\Delta$ поперечным сечением канала ЦИН $\pi(R_3^2 - R_2^2)$.

Значительно проще выражение для закона оптимального управления получим из (26)

$$v_c^* = f_1^* - f_{2\text{опт}}^*, \quad (27)$$

где $v_c^* = \frac{v_c}{v_{сн}}$ — относительная скорость течения жидкого металла в канале.

При любом заданном значении частоты f_1 САР регулирует напряжение питания U_1 таким образом, что сигнал обратной связи, который пропорционален скорости жидкого металла в канале, равнялся бы сигналу данной величины, который пропорционален разности параметров f_1^* и f_{2opt}^* .

3. Частотное управление ЦИН по закону $u_1 = f_1^*$

Так как нас интересуют характеристики ИН в зависимости от f_2^* , то в дальнейшем анализе целесообразно использовать формулы (18)...(21) для ЦИН.

Основные соотношения для ЦИН при частотном управлении по закону $u_1 = f_1^*$ следующие:

а) магнитный поток

$$\Phi = \frac{U_{1H}}{c_1 f_{1H}} \frac{\chi_{\mu H}}{L_{\psi}} \frac{r'_M}{f_2^*}; \quad (28)$$

б) активная электромагнитная мощность

$$P_{эм} = m_1 U_{1H}^2 \frac{\chi_{\mu H}^2}{L_{\psi}^2} f_1^* \frac{r'_M}{f_2^*}; \quad (29)$$

в) электромагнитный напор

$$P_{эм} = \frac{m_1 p}{2\pi(R_3^2 - R_2^2)\tau f_{1H}} U_{1H}^2 \frac{\chi_{\mu H}^2}{L_{\psi}^2} \frac{r'_M}{f_2^*}. \quad (30)$$

При скольжении, соответствующем f_{2k}^* , ЦИН развивает максимальный или критический электромагнитный напор. Взяв производную по параметру f_2^* от $P_{эм}$ (30) и приравняв ее к нулю, найдем критическую частоту f_{2k}^* тока в жидком металле:

$$f_{2k}^* = \pm \frac{r'_M}{\chi_{\mu H}} \sqrt{\frac{\left(\frac{r_1}{f_1^*}\right)^2 + \chi_{\mu H}^2}{\left(\frac{r_1}{f_1^*}\right)^2 + \chi_{\sigma 1H}^2}}. \quad (31)$$

Нетрудно заметить, что с уменьшением f_1^* уменьшается также f_{2k}^* . Подставив f_{2k}^* из (31) в выражение электромагнитного напора $P_{эм}$ (30), получим для $P_{эмк}$:

$$P_{эмк} = \frac{m_1 p}{2\pi(R_3^2 - R_2^2)\tau f_{1H}} \frac{U_{1H}^2 \chi_{\mu H}}{\sqrt{\left[\left(\frac{r_1}{f_1^*}\right)^2 + \chi_{1H}^2\right] \left[\left(\frac{r_1}{f_1^*}\right)^2 + \chi_{\sigma 1H}^2\right] + \left(\frac{r_1}{f_1^*}\right) \chi_{\mu H}}}. \quad (32)$$

С уменьшением f_1^* $r_{эмк}$ также уменьшается, Снижение критической электромагнитной силы особенно резко проявляется при малых значениях f_1^* .

Для ИН основные соотношения параметров схемы замещения следующие [3]:

$$\sigma = \frac{\chi_\sigma}{\chi_1} = 0,5 \dots 0,7; \quad \alpha_1 = \frac{r_1}{\chi_\sigma} = 0,08 \dots 0,15; \quad \alpha_2 = \frac{r_2}{\sigma \chi_2} = 2 \dots 14. \quad (33)$$

Учитывая (33), найдем из (32) значения $r_{эмк}$ для некоторых значений f_1^* . Например, при $f_1^* = 0,7$ $r_{эмк}^* \approx 0,95$, при $f_1^* = 0,5$ $r_{эмк}^* \approx 0,9$, при $f_1^* = 0,2$ $r_{эмк}^* \approx 0,5$ и при $f_1^* = 0,1$ $r_{эмк}^* \approx 0,2$. Здесь $r_{эмк}^*$ — относительный критический электромагнитный напор.

Если учесть, что в ИН минимальное значение скольжения s не ниже $0,5 \dots 0,6$ то минимальная частота $f_1^* \approx 0,5$ (из условия $f_2^* = \text{const}$). При двукратном уменьшении частоты f_1 и при пропорциональном ей регулировании напряжения U_1 величина $r_{эмк}$ уменьшается всего на 10%. Следовательно, частотное управление по закону $u_1^* = f_1^*$ является целесообразным в том случае, когда зависимость напора от скорости жидкого металла в трубопроводе незначительна.

В случае $r_{эм} = \Delta p \equiv v_c^2$ получим из (2I)

$$U_1 = f_1^* \sqrt{\Delta p} \cdot f(f_1^*).$$

Следовательно, закон регулирования U_1 имеет весьма сложный характер и мало пригоден для практической реализации. Более простым является закон управления

$$u_1^* = f_1^* \sqrt{\Delta p^*}.$$

Однако в этом случае необходимо учитывать увеличение доли падения напряжения на r_1 .

Влияние активного сопротивления индуктора на характеристики ЦИН при частотном управлении

Рассмотрим причину уменьшения критического значения электромагнитного напора при частотном управлении по закону $u_1^* = f_1^*$. Величина насоса определяется током I_2 , потоком Φ и коэффициентом $\cos \varphi_2$. Для ЦИН $\cos \varphi_2 \approx 1$.

Ток I_2 зависит при любой частоте от потока и скольжения:

$$I_2 \equiv \Phi f_2^*$$

Критический электромагнитный напор

$$p_{эмк} \equiv \Phi^2 f_2^{*2}$$

Следовательно, одной из причин уменьшения $p_{эмк}$ при частотном управлении является уменьшение параметра $f_{2к}^*$ в зависимости от f_1^* . Но это не единственная причина уменьшения $p_{эмк}$.

Немалую роль в уменьшении $p_{эмк}$ играет убывание потока Φ . Для наглядности приведем для части схемы замещения фиг. 2 (цепь намагничивания и вторичной системы) эквивалентное сопротивление, которое равно:

$$Z_{э2} = \frac{r_m' \frac{f_1^*}{f_2^{*2}} \cdot jx_{\mu n} f_1^*}{r_m' \frac{f_1^*}{f_2^*} + jx_{\mu n} f_1^*} = f_1^* Z(f_2^*)$$

Сопротивление $Z_{э2}$ при снижении частоты уменьшается пропорционально f_1^* ; в то же время сопротивление первичной цепи $Z_1 = r_1 + jx_{1н} f_1^*$ при снижении частоты уменьшается не пропорционально f_1^* , стремясь к значению $Z_1 = r_1$ при $f_1^* = 0$. Следовательно, по мере снижения частоты все большая часть приложенного напряжения падает на активное сопротивление индуктора r_1 и все меньшая часть остается на долю э.д.с. ИИ, т.е. на создание потока ИИ и тока вторичной системы.

Степень влияния падения напряжения в активном сопротивлении индуктора на характеристики насоса зависит от его параметров, и от вида закона частотного управления. Влияние активного сопротивления индуктора наиболее сильно проявляется в том случае, когда напряжение регулируется только в функции f_1^* и не зависит от f_2^* .

Одной из возможностей устранения недостатков закона управления $u_1^* = f_1^*$ является компенсация падения напряжения от тока нагрузки на r_1 . Метод измерения падения напряжения на активном сопротивлении весьма прост и, следовательно, целесообразно рассмотреть законы частотного управления ИИ при $r_1 = 0$.

4. Частотное управление ЦИН с компенсацией падения напряжения на активном сопротивлении индуктора

Рассмотрим закон частотного управления

$$\frac{U_x}{f_1} = \text{const} \quad \text{или} \quad u_x^* = f_1^*,$$

где

$$\begin{aligned} \dot{U}_x &= \dot{U}_1 - r_1 I_1; \\ u_x^* &= \frac{U_x}{U_{xH}}. \end{aligned}$$

Отношение действующих значений E_1 и U_x т.е.

$$\frac{E_1}{U_x} = \frac{r'_m x_{\mu H}}{f_2^* \sqrt{x_{1H}^2 \left(\frac{r'_m}{f_2^*}\right)^2 - x_{\mu H}^2 x_{\sigma 1H}^2}}, \quad (34)$$

зависит только от f_2^* и не зависит от частоты f_1 .

Магнитный поток равен

$$\Phi = \frac{1}{C_1 f_{1H}} U_{xH} \frac{r'_m x_{\mu H}}{f_2^* \sqrt{x_{1H}^2 \left(\frac{r'_m}{f_2^*}\right)^2 - x_{\mu H}^2 x_{\sigma 1H}^2}}. \quad (35)$$

Активная электромагнитная мощность равна

$$P_{эм} = m_1 U_{xH}^2 \frac{r'_m x_{\mu H}^2}{f_2^* \left[x_{1H}^2 \left(\frac{r'_m}{f_2^*}\right)^2 - x_{\mu H}^2 x_{\sigma 1H}^2 \right]}. \quad (36)$$

Электромагнитный напор, развиваемый насосом, равен

$$p_{эм} = \frac{m_1 p}{2\pi(R_3^2 - R_2^2) \tau f_{1H}} U_{xH}^2 \frac{r'_m x_{\mu H}^2}{f_2^* \left[x_{1H}^2 \left(\frac{r'_m}{f_2^*}\right)^2 - x_{\mu H}^2 x_{\sigma 1H}^2 \right]}. \quad (37)$$

При управлении по закону $u_x^* = f_1^*$ магнитный поток, активная электромагнитная мощность, а также первичный и вторичный токи и электромагнитный напор не зависят от частоты f_1 , а определяются лишь нагрузкой, т.е. параметром f_2^* .

При $p_{эм} = p_0 = \text{const}$ получим из (37) $f_2^* = \text{const}$. Следовательно, при $p_{эм} = \text{const}$ соотношение

$$u_x^* = f_1^* \quad (38)$$

является законом оптимального (по минимуму потерь в меди) управления ИН.

В случае $p_{эм} = \Delta p \equiv v_c^2 \equiv (f_1^* - f_2^*)$ получим из (37), что при управлении по закону $u_x^* = f_1^* f_2^* = f(f_1^*)$.

Из (21) получим при $p_{эм} = \Delta p$ закон оптимального управления в следующем виде:

$$u_x^* = f_1^* \sqrt{\Delta p^*} = f_1^* \sqrt{\frac{f_1^* - f_{2\text{опт}}^*}{1 - f_{2\text{опт}}^*}}. \quad (39)$$

При управлении по закону (39) магнитный поток равен:

$$\Phi \equiv \sqrt{f_1^* - f_{2\text{опт}}^*} \equiv \sqrt{v_c^*}.$$

Влияние активного сопротивления индуктора на характеристики ПИН такого же характера, что и для ЦИН. Следовательно, законы частотного управления (38) и (39) являются оптимальными также и для ПИН.

Выводы

1. При частотном управлении индукционного МГД-привода целесообразна оптимизация управления по минимуму потерь в меди индуктора ИН. Следовательно, условием оптимального частотного управления ИН во всем диапазоне регулирования производительности является $f_2^* = \text{const}$.

2. Оптимальный режим работы ИН при любом характере изменения напора в металлотракте обеспечен в случае реализации закона частотного управления $v_c^* = f_1^* - f_{2\text{опт}}^*$.

3. В случае, когда напор в металлотракте изменяется незначительно в зависимости от скорости течения, целесообразно частотное управление вести по закону $u_x^* = f_1^*$. В случае $p_{эм} = \Delta p$ наиболее приемлемым является закон управления $u_x^* = f_1^* \sqrt{\Delta p^*}$. В обоих случаях $f_2^* = f(f_1^*)$ и, следовательно, эти законы частотного управления не обеспечивают оптимального режима работы индуктора ИН.

4. При компенсации падения напряжения на активном сопротивлении индуктора от тока нагрузки в случае $p_{эм} = \text{const}$ оптимальным является управление по закону $u_x^* = f_1^*$. В случае $p_{эм} \equiv v_c^2$ оптимально управление ИН по закону $u_x^* = f_1^* \sqrt{\Delta p^*}$.

Л и т е р а т у р а

1. А.И. В о л ь д е к. Индукционные магнетогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Энергия, 1970.
2. Р.Р. И р с, Э.Г. К ю л ь м, Х.А. Т и й с м у с. О регулировании индукционного МГД-привода путем изменения частоты и напряжения питания. Труды ТПИ, № 336, Таллин, 1972.
3. Э.М. Р и с т х е й н. О методике расчета электромагнитных переходных процессов в индукционных устройствах перемещения жидких металлов. Труды ТПИ, серия А, № 266. Таллин, 1968.
4. В.Л. Г р у з о в, Ю.А. С а б и н и н. Асинхронные маломощные приводы со статическими преобразователями. Энергия, 1970.
5. Х.И. Я н е с. Учет влияния вторичной системы в линейной плоской МГД-машине. Труды ТПИ, серия А, № 197, Таллин, 1962.

R.Irs, H.Tiismus

Grundverhältnisse für Induktionspumpen bei Frequenzsteuerung

Zusammenfassung

Es werden eine T-förmige und eine Reihenersatzschaltung für die Induktionspumpen bei Frequenzsteuerung gebracht. Es wird gezeigt, dass die dem Gesamtverlustminimum entsprechenden Verhältnisse zwischen Spannung und Frequenz bei der Frequenzsteuerung kompliziert sind. Als Kriterium zur Optimierung der Frequenzsteuerungsverhältnisse sind die minimalen Kupferverluste des Induktors. Es werden optimale sowie auch die beinahe optimalen Frequenzsteuerungsverhältnisse der Induktionspumpe gebracht.

УДК 621.314.26:621.318.38

Р.Р.Ирс, Х.А.Тийсмус, Я.Я.Томсон, К.Ю.Шильф

ТИРИСТОРНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ ДЛЯ МГД-ПРИВОДОВ

Тиристорный привод в настоящее время является единственным перспективным видом частотно-управляемого асинхронного привода, в том числе и МГД-привода. Для частотно-управляемых асинхронных приводов разработано множество схем тиристорных преобразователей частоты (ТПЧ), которые применимы также для питания различных МГД-устройств.

Многие схемы ТПЧ, опубликованные в литературе, представляют чисто теоретический интерес или даны со значительными упрощениями и поэтому непригодны для практического применения. Выбор серийно выпускаемых ТПЧ весьма ограничен и далеко не удовлетворяет спрос.

В настоящей статье приведен краткий обзор различных схем ТПЧ и даны некоторые силовые схемы и схемы управления ТПЧ, которые в течение длительных испытаний при питании индукционных насосов МГД-устройств в лаборатории ТПИ работали безотказно.

Существующие ТПЧ подразделяются на две основные группы:

- а) преобразователи с непосредственной связью,
- б) преобразователи с промежуточным звеном постоянного тока.

ТПЧ с непосредственной связью позволяют получить выходное напряжение регулируемой частоты путем непосредственного преобразования напряжения сетевой частоты. Коммутация тиристоров естественная, без применения коммутирующих конденсаторов. Максимальная выходная частота составляет примерно одну треть от частоты питающей сети. Применение

ние многофазных силовых схем позволяет расширить диапазон регулирования частот до 50 Гц. Некоторые положительные качества ТПЧ с непосредственной связью (например, двухсторонний обмен мощности и возможность формирования выходного напряжения, близкого по форме к синусоидальному) не имеют при питании индукционных МГД-устройств существенного значения.

ТПЧ с непосредственной связью потребляют из сети значительную реактивную мощность и схемы управления их весьма сложны. Применение подобных ТПЧ наиболее целесообразно для питания вращателей и перемешивателей жидкого металла, где частота выходного напряжения преобразователя лежит в пределах 0...2 Гц.

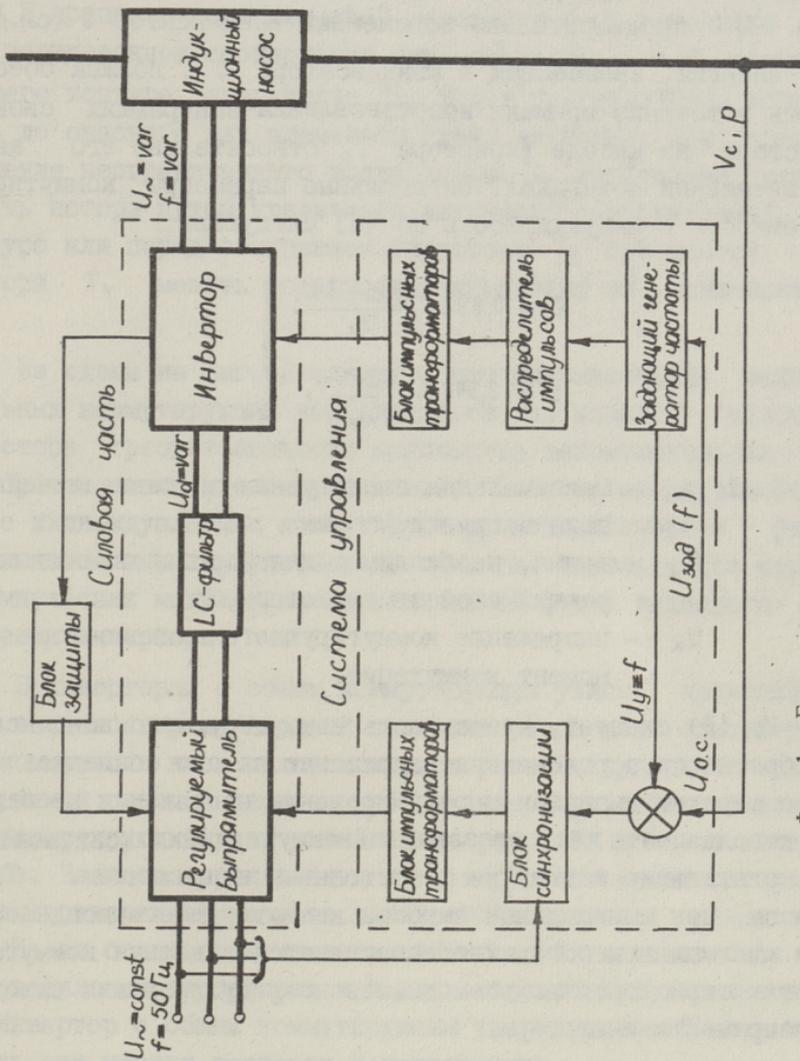
В преобразователях с промежуточным звеном постоянного тока переменное напряжение питающей сети выпрямляется и подается на автономный инвертор, преобразующий постоянное напряжение в переменное регулируемой частоты. Напряжение на выходе преобразователя регулируется путем изменения напряжения регулируемого выпрямителя. Число фаз и схема выпрямителя выбираются независимо от схемы инвертора. Выходная частота преобразователя может регулироваться в широком диапазоне как вверх, так и вниз от частоты питающей сети. Блок-схема ТПЧ с промежуточным звеном постоянного тока дана на фиг. 1.

Достоинствами ТПЧ с промежуточным звеном являются практически неограниченные диапазоны регулирования выходного напряжения преобразователя (от 0 ... нескольких киловольт) и частоты от (0 ... нескольких килогерц), высокий к.п.д., что позволяет применять их для питания и регулирования МГД-приводов самых различных конструкций и назначений (вращатели, перемешиватели, плоские и цилиндрические индукционные насосы, насосы с винтовым каналом и т.д.).

1. Коммутация силовых тиристоров

Основной проблемой ТПЧ с промежуточным звеном постоянного тока является принудительная коммутация силовых тиристоров в инверторе.

Существует множество различных схем и способов коммутации силовых тиристоров, однако, принцип работы всех схем



Фиг. 1. Блок-схема тиристорного частотно-управляемого МПД-привода.

Один и тот же: для запираания и для восстановления запирающих свойств тиристора включают через индуктивность параллельно с коммутируемым тиристором T_c при помощи тиристора T_1 предварительно заряженный конденсатор C (см. фиг.2)

Энергия, запасенная в конденсаторе C , должна обеспечивать в течение времени восстановления запирающих свойств тиристора на катоде тиристора T_c относительно его анода положительный потенциал. Оптимальные параметры коммутирующей емкости и индуктивности по [4] следующие:

$$\left. \begin{aligned} C &= 0,893 \frac{I_{н\max} t_k}{U_k}; \\ L &= 0,397 \frac{U_k t_k}{I_{н\max}}, \end{aligned} \right\} \quad (I)$$

где $I_{н\max}$ — максимальное амплитудное значение линейного тока нагрузки,
 t_k — время, необходимое для восстановления запирающих свойств тиристора,
 U_k — напряжение коммутирующего конденсатора в момент коммутации.

Из (I) следует, что емкость коммутирующего конденсатора обратно пропорциональна напряжению на его обкладках. В ТПЧ с широким диапазоном регулирования напряжения необходимо использовать для перезарядки коммутирующих конденсаторов вспомогательные источники с постоянным напряжением. Таким образом, при минимальной емкости коммутирующего конденсатора и минимальных потерях обеспечивается надежная коммутация силовых тиристорov во всем диапазоне регулирования выходного напряжения инвертора.

В конце коммутации силового тиристора T_c , в результате колебательного процесса в коммутирующем LC-контуре, напряжение на конденсаторе C меняет знак и из-за потерь в коммутационном контуре значение напряжения U_c меньше его начального значения.

Следовательно, до начала последующей коммутации тиристора T_c необходимо снова менять полярность конденсатора C и увеличивать напряжение U_c до требуемого начального зна-

чения. Роль тиристорсов T_1 и T_2 могут выполнять силовые тиристоры в остальных фазах инвертора или вспомогательные тиристоры, управляемые независимо от силовых тиристорсов.

В процессе периодической перезарядки от источника U_k при определенном соотношении параметров R, L и C коммутирующего контура, напряжение U_c может неограниченно возрастать до опасного для элементов схемы значения. Для предотвращения неограниченного возрастания U_c необходимо увеличивать потери путем увеличения активного сопротивления R контура или перед отпиранием тиристора T_2 при помощи тиристора T_3 менять полярность напряжения на конденсаторе C .

Из схемы на фиг. 2 следует, что использование индивидуальных коммутирующих конденсаторов для каждого силового тиристора требует большого количества вспомогательных тиристорсов и сложных схем управления. Поэтому схемы инверторов с индивидуальными коммутирующими конденсаторами редко применяются и в первую очередь там, где используется широтно-импульсная модуляция синусоидальной формы выходного напряжения инвертора.

В инверторах с общим коммутирующим узлом применяется один конденсатор на входной цепи инвертора для одновременной коммутации всех силовых тиристорсов. Не приводя здесь конкретной схемы и анализа работы инвертора, можно сказать, что коммутирующий узел такой схемы работает в очень тяжелом режиме. Частота переключения коммутирующего конденсатора равна шестикратной частоте выходного напряжения инвертора.

Из-за большого количества коммутаций увеличиваются потери в силовых тиристорсах и диодах обратного моста инвертора. Инвертор с общим коммутирующим узлом целесообразно применять при низких частотах и напряжениях.

2. Инвертор с пофазными коммутирующими конденсаторами

Наиболее хорошими свойствами обладают инверторы с групповыми и пофазными коммутирующими конденсаторами. На фиг. 3 дана силовая схема инвертора с пофазными коммутирующими кон-

денсаторами, разработанная и исследованная в лаборатории электропривода ТПИ.

Надежная коммутация силовых тиристоров $T_1 \dots T_6$ в широком диапазоне регулирования выходной частоты инвертора обеспечивается питанием коммутирующих конденсаторов C_A , C_B и C_C от дополнительных выпрямителей с напряжением постоянной величины $U_{K1} = U_{K2} = U_K$. Выбирая $U_K \geq U_{d \text{ макс}}$ во всем диапазоне регулирования напряжения U_d , обеспечивается практически постоянное амплитудное значение напряжения на коммутирующих конденсаторах.

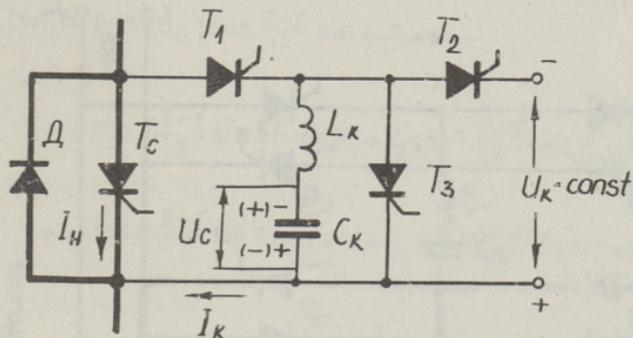
Кривые фазного напряжения значительно зависят от угла управляемости λ тиристоров и от схемы включения обмоток индуктора МГД-устройства. При угле управляемости 180° одновременно отпираются три силовых тиристора, причем каждый тиристор находится в открытом состоянии $3 \times 60^\circ$. В таблице I дана диаграмма работы силовых тиристоров в случае $\lambda = 180^\circ$, а также порядок включения коммутирующих тиристоров $T_{1к} \dots T_{6к}$ и вспомогательных тиристоров $T'_{1к} \dots T'_{6к}$.

Таблица 1

0	60°	120°	180°	240°	300°	360°
T_1	T_2	T_1	T_4	T_4	T_4	T_1
T_5	T_2	T_2	T_2	T_5	T_5	T_5
T_6	T_6	T_3	T_3	T_3	T_6	T_6
	$T_{5к}$	$T_{6к}$	$T_{1к}$	$T_{2к}$	$T_{3к}$	$T_{4к}$
$T'_{5к}$	$T'_{6к}$	$T'_{1к}$	$T'_{2к}$	$T'_{3к}$	$T'_{4к}$	$T'_{5к}$

Таблица 2

0	60°	120°	180°	240°	300°	360°
T_1	T_1	T_3	T_3	T_5	T_5	T_1
T_6	T_2	T_2	T_4	T_4	T_6	T_6
	$T_{6к}$	$T_{1к}$	$T_{2к}$	$T_{3к}$	$T_{4к}$	$T_{5к}$
$T'_{6к}$	$T'_{1к}$	$T'_{2к}$	$T'_{3к}$	$T'_{4к}$	$T'_{5к}$	$T'_{6к}$



Фиг. 2. Узел коммутации силового тиристора.

В таблице I дана диаграмма работы тиристоров схемы в случае $\lambda = 120^\circ$.

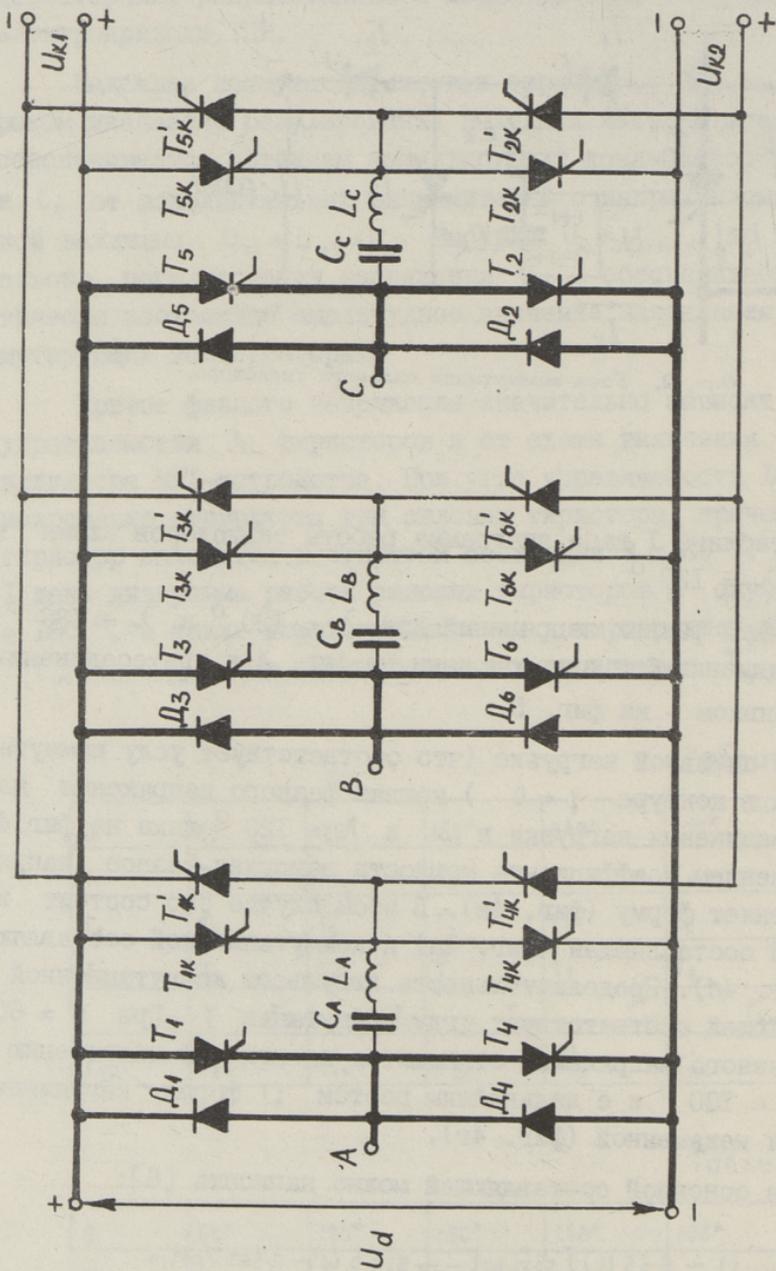
Кривые фазных напряжений для $\lambda = 120^\circ$ и $\lambda = 180^\circ$ при соединении фаз звездой даны на фиг. 4 и при соединении треугольником - на фиг. 5.

При активной нагрузке (что соответствует углу коммутации тока в контуре $\gamma = 0$) кривая фазного напряжения для схемы соединения нагрузки в λ и $\lambda = 120^\circ$ дана на фиг. 4а. С уменьшением коэффициента мощности нагрузки фазное напряжение меняет форму (фиг. 4в). В этом случае оно состоит из основной составляющей (фиг. 4а) и коммутационной составляющей (фиг. 4б). Продолжительность импульсов коммутационной составляющей соответствует углу коммутации γ . При $\gamma = 60^\circ$ форма фазного напряжения становится идентичной напряжению при $\lambda = 180^\circ$ и с дальнейшим ростом γ форма напряжения остается неизменной (фиг. 4г).

Для основной составляющей можно написать [6]:

$$u_1(\omega t) \approx 0,55 U_d \left[\sin \omega t - \frac{1}{5} \sin 5 \omega t - \frac{1}{7} \sin 7 \omega t + \frac{1}{11} \sin 11 \omega t + \frac{1}{13} \sin 13 \omega t + \dots \right]. \quad (2)$$

Соответственно, коммутационная составляющая:



Фиг. 3. Силовая схема инвертора с фазными коммутациями и емкостными нагрузками.

$$\begin{aligned}
 u_k(\omega t) \approx & 0,637 U_d \left[\cos \frac{\pi-\gamma}{2} \sin(\omega t + \alpha) + \right. \\
 & + \frac{1}{5} \cos 5 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 5(\omega t + \alpha) + \frac{1}{7} \cos 7 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 7(\omega t + \alpha) + \\
 & \left. + \frac{1}{11} \cos 11 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 11(\omega t + \alpha) + \frac{1}{13} \cos 13 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 13(\omega t + \alpha) \dots \right], \quad (3)
 \end{aligned}$$

где
$$\alpha = \frac{2}{3}\pi - \frac{\gamma}{2}.$$

$$u_z(\omega t) = u_1(\omega t) + u_k(\omega t) = f(\gamma). \quad (4)$$

На фиг. 5а показано напряжение на фазе нагрузки при соединении ее треугольником, $\lambda = 120^\circ$ и $\gamma = 0$. С ростом угла коммутации в пределах $0 < \gamma < 60^\circ$ за счет регенерации реактивной энергии в коммутирующей фазе на основную составляющую накладывается коммутационная (фиг. 5б) и форма кривой фазного напряжения меняется (фиг. 5в).

При $\gamma \geq 60^\circ$ напряжение становится таким же, как и при $\lambda = 180^\circ$ (фиг. 5г).

Для основной составляющей напряжения (фиг. 5а) можем написать:

$$\begin{aligned}
 u_1(\omega t) \approx & 0,955 U_d \left(\sin \omega t + \frac{1}{5} \sin 5 \omega t + \frac{1}{7} \sin 7 \omega t + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{11} \sin 11 \omega t + \frac{1}{13} \sin 13 \omega t + \dots \right). \quad (5)
 \end{aligned}$$

Для коммутационной составляющей будем иметь:

$$\begin{aligned}
 u_k(\omega t) \approx & 1,1 U_d \left[\cos \frac{\pi-\gamma}{2} \sin(\omega t + \alpha) + \right. \\
 & + \frac{1}{5} \cos 5 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 5(\omega t + \alpha) + \frac{1}{7} \cos 7 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 7(\omega t + \alpha) + \\
 & \left. + \frac{1}{11} \cos 11 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 11(\omega t + \alpha) + \frac{1}{13} \cos 13 \frac{\pi-\gamma}{2} \sin 13(\omega t + \alpha) + \dots \right]. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Величина угла коммутации γ может быть определена по формуле [7]

$$\gamma = \tau \ln \frac{5 - 4 e^{-\frac{1}{64\tau}}}{2 - e^{-\frac{1}{64\tau}}}, \quad (7)$$

где $\tau = \frac{L}{r}$ - постоянная времени фазы;

r - активное сопротивление фазы индуктора.

Кривые гармонических составляющих фазного напряжения при соединении нагрузки в Δ и λ в случае $\lambda = 120^\circ$ и изменении угла γ в пределах $0 \dots 60^\circ$, даны в [6]. На основе этих кривых, а также формул (2) ... (6) можно сделать следующие выводы:

1. Независимо от схемы соединения нагрузки и значения γ фазное напряжение при обоих значениях λ не содержит гармоник, кратных трем.

2. При $\lambda = 120^\circ$ с изменением γ в пределах $0 \dots 60^\circ$ меняются не только амплитуды, но и фазы гармоник. Амплитуда пятой гармоники достигает 35 % от амплитуды первой гармоники, что приводит к заметному увеличению потерь в индукторе. Постоянное соотношение $\frac{U_{m1}}{U_d}$ (где U_{m1} - амплитуда первой гармоники фазного напряжения) нарушается и становится зависимым от γ . Характеристика вход - выход по напряжению существенно нелинейна, что затрудняет использование инвертора в системах автоматического регулирования. Амплитуда первой гармоники может меняться в пределах 20 %. Изменение напряжения на выходе инвертора не соответствует изменению амплитуды первой гармоники при $\gamma = \text{var}$. Источник питания при соединении нагрузки звездой используется плохо и для получения необходимого фазного напряжения приходится использовать вентили высокого класса.

3. При $\lambda = 180^\circ$ и соединении нагрузки звездой амплитуда первой гармоники не меняется и имеет максимально возможное значение. Амплитуды высших гармоник также остаются неизменными.

Следовательно, наиболее целесообразными являются длительность открытия силовых тиристорov инвертора $\lambda = 180^\circ$ и соединения фаз нагрузки звездой.

Рассмотрим работу тиристорov в фазе А при $\lambda = 180^\circ$. В момент времени $\omega t = 0$ подается управляющий импульс на

тиристор T_1 . Схема управления инвертора должна обеспечить управляющие импульсы длиной $t_{и} > \alpha \tau \cos \varphi$. В момент времени $I20^\circ$ коротким импульсом отпирается вспомогательный тиристор $T'_{1к}$ и конденсатор C_A заряжается через цепь $+U_{к2} - T_1 - L_A - C_A - T'_{1к} - (-U_{к2})$. После окончания зарядки на правой обкладке C_A относительно точки A установится отрицательный потенциал и $T'_{1к}$ запирается. При $I80^\circ - t'_к$ (где $t'_к$ - время, необходимое для коммутации и для восстановления запирающих свойств тиристора T_1) подается управляющий импульс на $T'_{1к}$. $T'_{1к}$ отпирается и колебательный процесс в цепи $C_A - L_A - T'_{1к} - A$ обеспечивает в течение времени $t_к = 0,267 \pi \sqrt{LC}$ [4] положительный потенциал на катоде тиристора T_1 относительно его анода. T_1 запирается.

Через время, равное периоду колебания $L_A C_A$ -контура, правая обкладка C_A относительно точки A имеет положительный потенциал, ток в контуре меняет знак и $T'_{1к}$ запирается.

При $I80^\circ$ управляющим импульсом длиной $t_{и}$ отпирается тиристор T_4 . Фазное напряжение U_A меняет знак. При 300° отпирается $T'_{4к}$ и, так как из-за потерь при коммутации T_4 напряжение $U_c < U_k$, то происходит дополнительная зарядка конденсатора C_A . Минимальное значение напряжения на C_A равно на U_k и не зависит от входного напряжения инвертора.

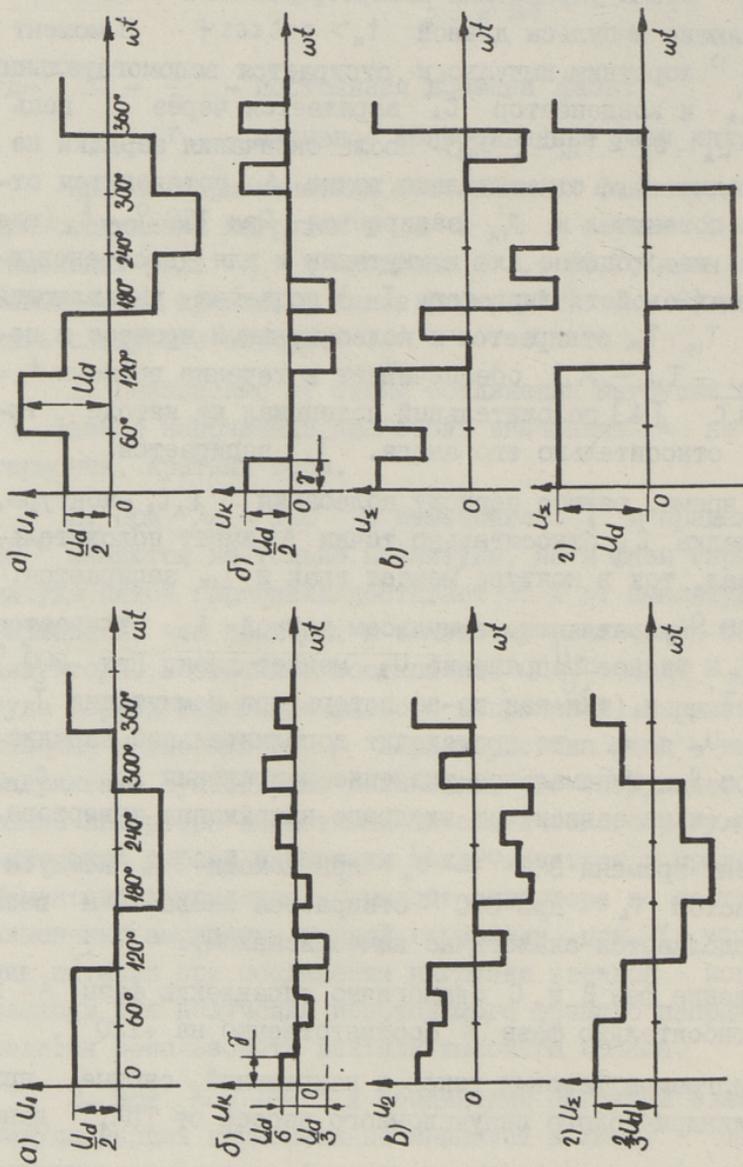
В момент времени $360^\circ - t'_к$ при помощи $T'_{4к}$ коммутируется тиристор T_4 . При 360° отпирается снова T_1 и весь процесс продолжается аналогично вышеописанному.

Управление фаз B и C аналогично управлению фазы A и сдвинуто относительно фазы A соответственно на $\pm I20^\circ$.

Осциллограммы фазовых токов и напряжений, снятые при питании цилиндрического индукционного насоса от ТПЧ, даны на фиг. 6.

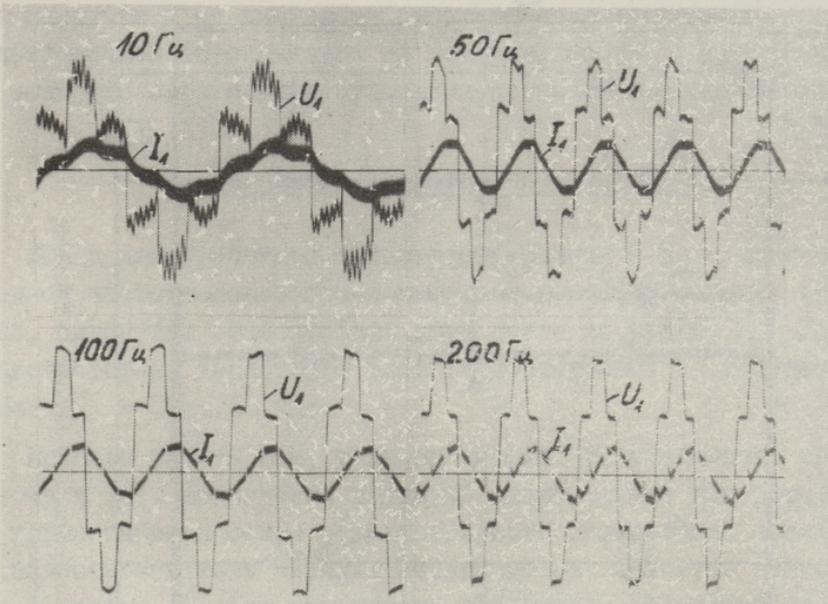
Количество вспомогательных тириستоров в силовой схеме уменьшится значительно, если включить коммутирующие тиристоры по схеме на фиг. 7.

Здесь коммутация и дополнительная зарядка коммутирующих конденсаторов происходит при помощи одних и тех же тиристоров $T'_{1к} \dots T'_{6к}$. Коммутирующие цепи разделены от источников $U_{к1}$ и $U_{к2}$ тиристорами T_{E1} и T_{E2} . Процесс работы схемы аналогичен с работой схемы на фиг. 3, описанной выше.



Фиг. 4. Кривые фазных напряжений для $\lambda = 120^\circ$ и $\lambda = 180^\circ$ при соединении фаз звездой.

Фиг. 5. Кривые фазных напряжений для $\lambda = 120^\circ$ и $\lambda = 180^\circ$ при соединении фаз треугольником.



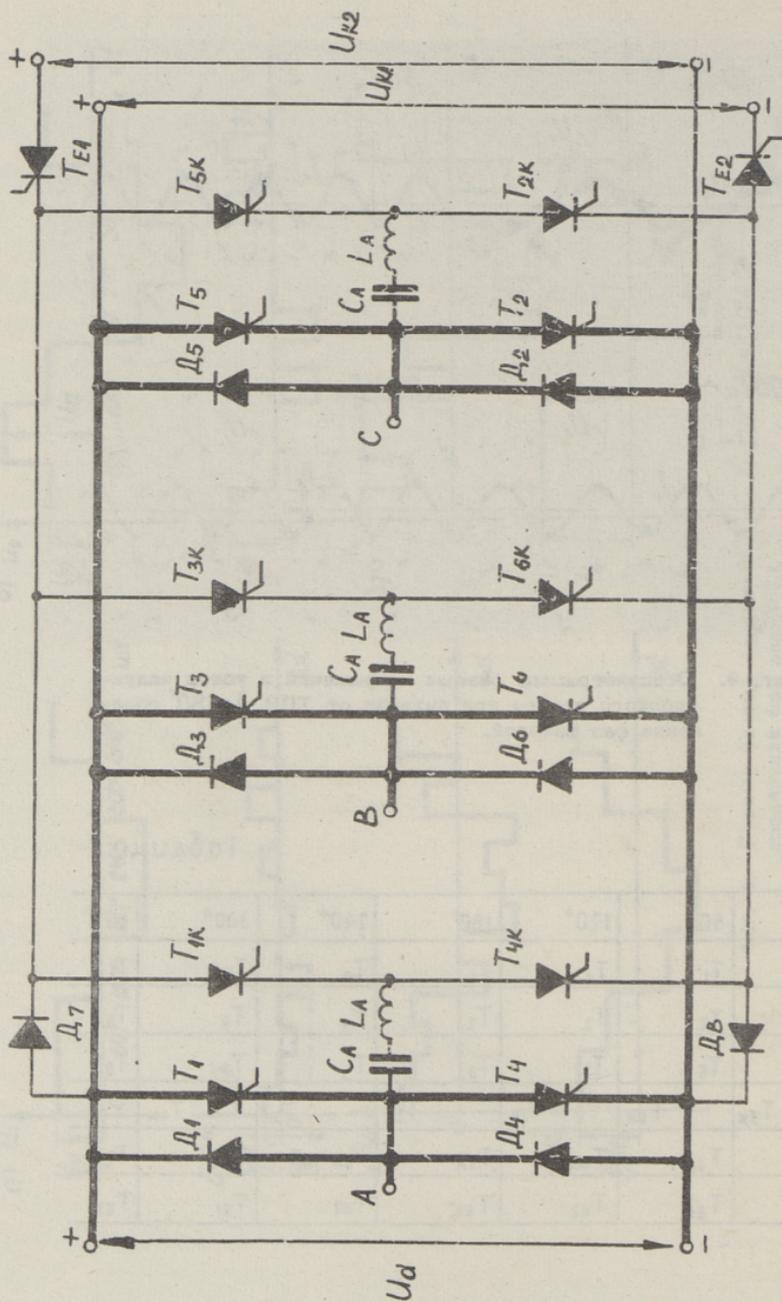
Фиг. 6. Осциллограммы фазных напряжений и токов индукционного насоса при питании от ТПЧ. $\lambda = 180^\circ$ соединение фаз звездой.

Таблица 3

0	60°	120°	180°	240°	300°	360°
T_1	T_1	T_1	T_4	T_4	T_4	T_1
T_5	T_2	T_2	T_2	T_5	T_5	T_5
T_6	T_6	T_3	T_3	T_3	T_6	T_6
	$T_{5к}$	$T_{6к}$	$T_{1к}$	$T_{2к}$	$T_{3к}$	$T_{4к}$
$T_{2к}$	$T_{3к}$	$T_{4к}$	$T_{5к}$	$T_{6к}$	$T_{1к}$	$T_{2к}$
T_{E2}	T_{E1}	T_{E2}	T_{E1}	T_{E2}	T_{E1}	T_{E2}

Диаграмма включения тиристоров при $\lambda = 180^\circ$ дана в таблице 3.

При анализе силовой схемы ТПЧ нет необходимости рассматривать работы различных схем выпрямителей. Схемы тиристорных выпрямителей хорошо разработаны и выпускаются серийно.



Фиг. 7. Силовая схема инвертора с пофазными коммутациями конденсаторами.

Параметры LC-фильтра на входе инвертора зависят от тока нагрузки и от диапазона регулирования напряжения. LC-фильтр должен обеспечивать во всем диапазоне регулирования заданное ограничение пульсации постоянного напряжения.

3. Задающий генератор частоты (ЗГЧ)

ЗГЧ должен работать с частотой, равной 6-й кратной выходной частоте инвертора и импульсы должны поступать попарно, сдвинутые относительно друг друга на время t'_k . Для высокочастотных тиристоров типа ТЧ достаточно выбирать время $t'_k = 30 \dots 50$ мкс.

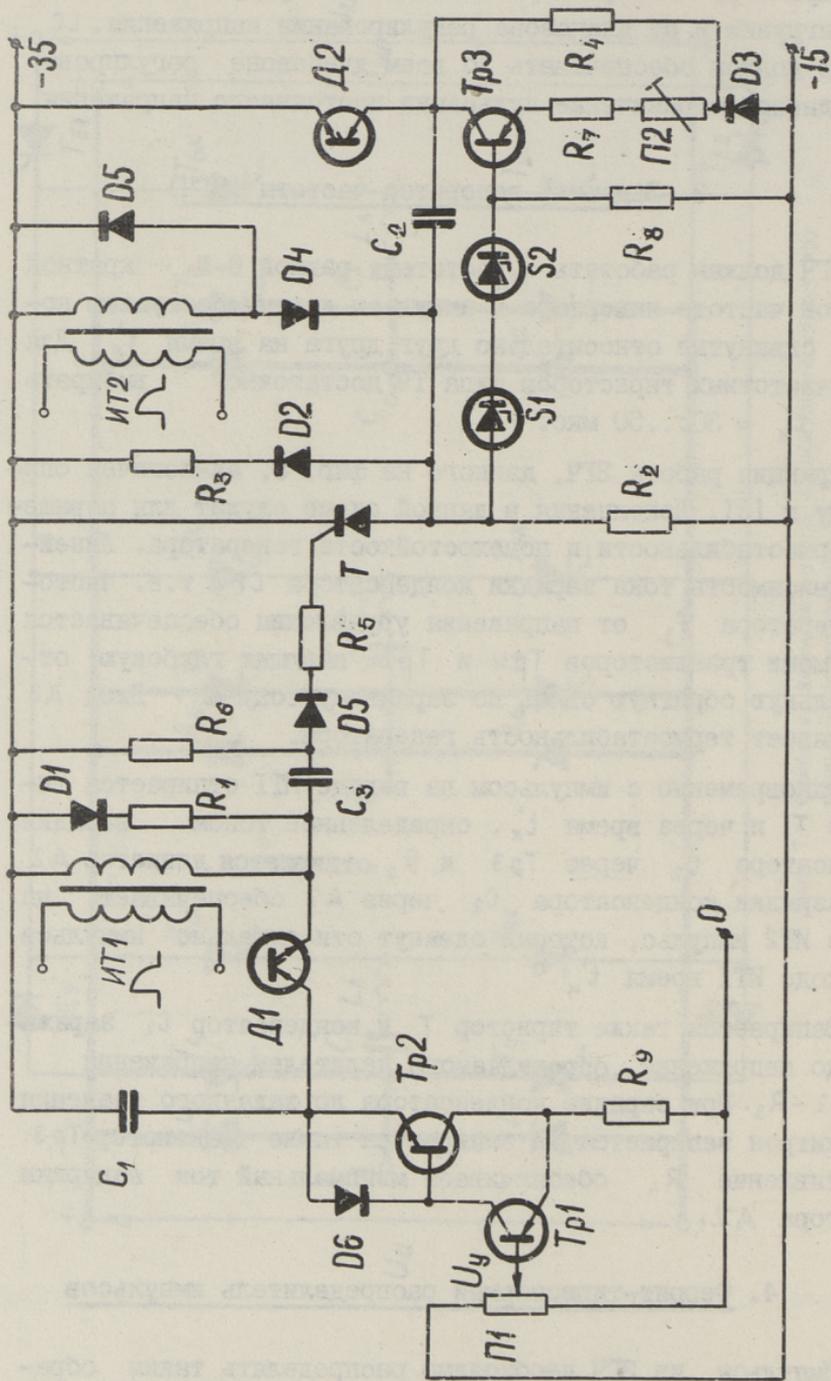
Принцип работы ЗГЧ, данного на фиг. 8, аналогичен описанному в [3]. Дополнения в данной схеме служат для повышения термостабильности и помехостойкости генератора. Линейная зависимость тока зарядки конденсатора C_1 , т.е. частоты генератора f_3 от напряжения управления обеспечивается при помощи транзисторов $Tr1$ и $Tr2$, имеющих глубокую отрицательную обратную связь по зарядному току C_1 . Диод $D6$ увеличивает термостабильность генератора.

Одновременно с импульсом на выходе ИТ1 отпирается тиристор T и через время t'_k , определенное током зарядки конденсатора C_2 через $Tr3$ и R_4 отпирается динистор $D2$. Ток разрядки конденсатора C_2 через $D2$ обеспечивает на выходе ИТ2 импульс, который сдвинут относительно импульса на выходе ИТ1 время t'_k .

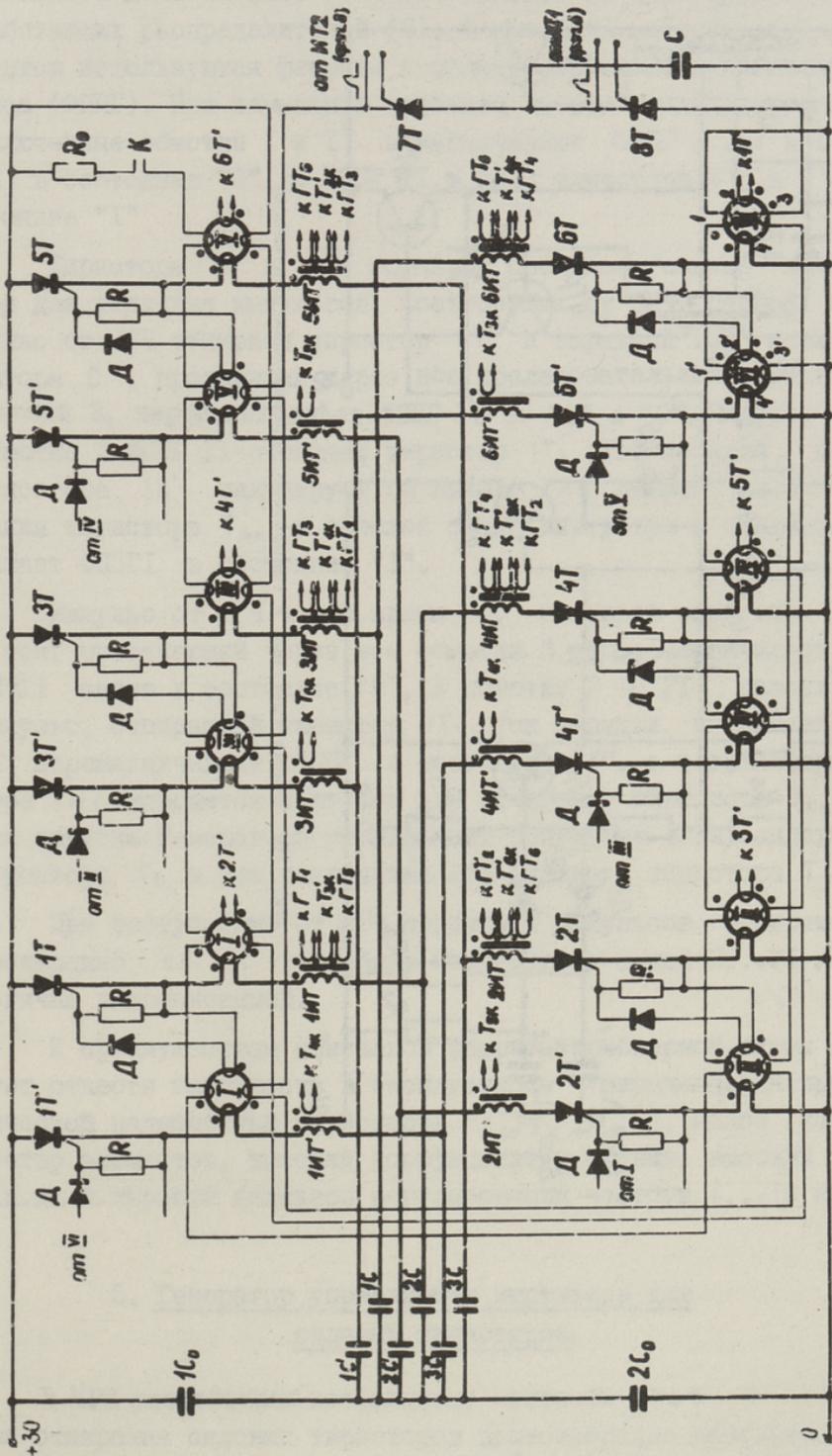
Запирается также тиристор T и конденсатор C_2 заряжается до напряжения, определяемого делителем напряжения $R_2 - D2 - R_3$. При зарядке конденсатора до заданного значения стабилитрон запирается, и запирается также транзистор $Tr3$. Сопротивление R_4 обеспечивает минимальный ток задержки динистора $D2$.

4. Феррит-тиристорный распределитель импульсов

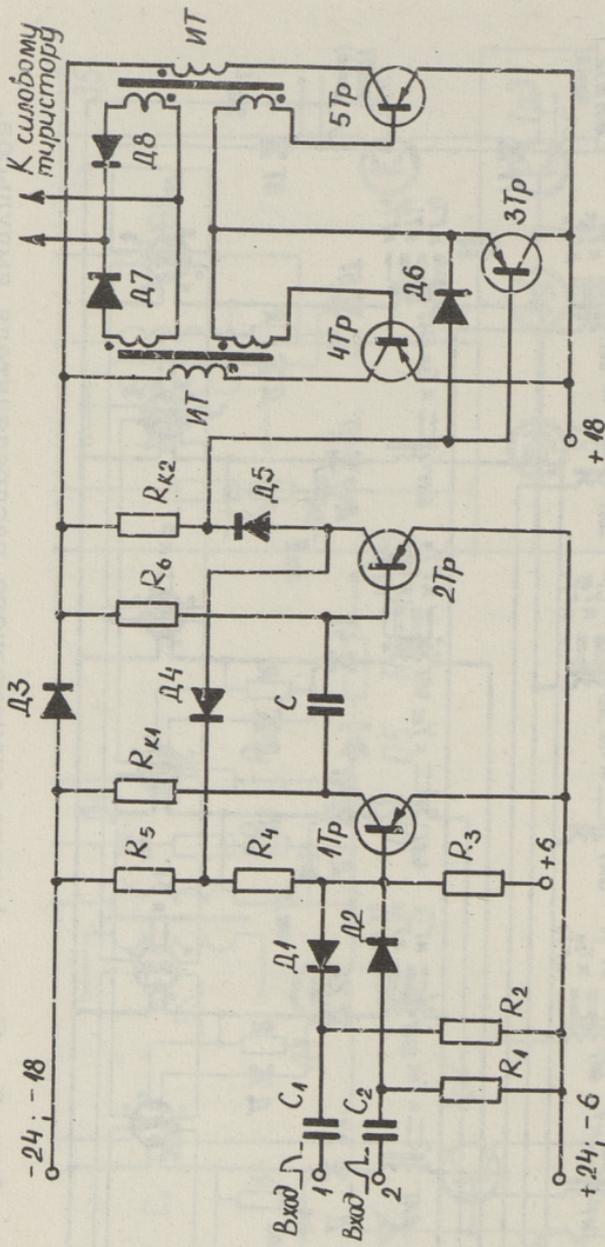
Импульсы из ЗГЧ необходимо распределять таким образом, чтобы обеспечивалось строго по заданной программе симметричное управление тиристоров инвертора. Одна из схем распределителя, собранная на базе т.н. феррит-тиристорных



Фиг. 8. Схема задающего генератора частоты.



Фиг. 9. Схема феррит-тиристорного распределителя импульсов.



Фиг. 10. Схема триггера и генератора управляющих импульсов.

элементов дана на фиг. 9. Схема состоит из двух параллельно работающих распределителей [5]. В качестве запасающих элементов используются ферриты с прямоугольной петлей гистерезиса (ФППГ). При замыкании контакта К все последовательно включенные обмотки I и I' намагничивают ФППГ I...У и I...УI в состояние "0", а ФППГ УI в цепи тиристора 6Т в состояние "I"

Тиристоры 7Т и 8Т образуют последовательный инвертор для усиления импульсов, поступающих от ЗГЧ. Первый импульс от ЗГЧ отпирает тиристор 8Т и зарядный ток конденсатора С, проходящий через все последовательно включенные обмотки 3, перемагничивает ФППГ УI от "I" в "0". Импульс в обмотке 2 ФППГ УI отпирает тиристор 1Т. Ток зарядки конденсатора 3С' индуцирует на выходе 1ИТ' импульс для отпирания тиристора Т'4к в силовой схеме инвертора и перемагничивает ФППГ I в состояние "I".

Импульс от ЗГЧ через время t'_k отпирает тиристор 7Т и ток, протекающий через все обмотки 3', перемагничивает ФППГ I снова в состояние "0". В обмотке 2 ФППГ I наводится импульс, отпирающий тиристор 1Т. Ток зарядки конденсатора 2С перемагничивает ФППГ в состояние "I", а в трансформаторе 1ИТ наводятся импульсы для отпирания тиристора Т5к, для запуска генератора управляющих импульсов (ГУИ) силового тиристора Т1 и для выключения ГУИ силового тиристора Т5.

При поступлении от ЗГЧ следующих импульсов отпираются поочередно 8Т, 7Т и работа последующих цепей П...УI аналогична вышеописанной.

К преимуществам описанной феррит-тиристорной схемы следует отнести надежность в эксплуатации (определяется практической надежностью тиристоров 1Т ... 6Т'), малое количество элементов, высокий коэффициент усиления, высокий к.п.д. и широкий диапазон регулирования частоты (...10 кГц).

5. Генератор управляющих импульсов для силовых тиристоров

В МГД-устройствах коэффициент мощности $\cos \varphi = 0,1 \dots 0,5$. Для отпирания силовых тиристоров целесообразно использовать управляющие импульсы длиной $2 \times 60^\circ = 120^\circ$, что соответ-

ствует при широком диапазоне регулирования частот времени от нескольких десятков миллисекунд до нескольких секунд.

Управляющие импульсы различной продолжительности модулируются из серии коротких импульсов, генерируемых ГУИ частотой 4...5 кГц. Правая часть на фиг. 10 представляет генератор Ройера, управляемый при помощи транзистора 3Тр. При насыщении 3Тр генератор запускается.

Во многих случаях из распределителя импульсов (например, из феррит-тиристорного распределителя) через каждые 60° получаемые импульсы короткие (в пределах 10...50 мкс). Поэтому для обеспечения насыщения 3Тр в течение 120° необходимо использовать промежуточный запоминающий элемент. В качестве запоминающего элемента в схеме (фиг. 10) использован триггер с одним устойчивым состоянием и с двумя входами. В исходном состоянии 1Тр заперт и 2Тр насыщен, транзисторы 3Тр...5Тр заперты напряжением питания триггера. При отрицательном импульсе на входе I 1Тр насыщается и 2Тр запирается. Транзистор 3Тр насыщается и ГУИ включается. Через время 120° при положительном импульсе на входе II 1Тр запирается, 2Тр переходит в насыщенное состояние, 3Тр...5Тр запирается и ГУИ выключается. В случае выключения ЗГЧ или распределителя импульсов через время, равное $t_u \geq 120^\circ$ при $f_{\text{мин}}$ триггер переключается в исходное положение без положительного импульса на входе II. Такой возврат триггера необходим для предотвращения выхода из строя соответствующего силового тиристора вследствие продолжительного импульса на его управляющем электроде.

По схемам, данным на фиг. 3, 8, 9 и 10, собран и исследован ТПЧ со следующими параметрами:

Диапазон регулирования частоты I ... 500 Гц.

Фазное напряжение при соединении нагрузки звездой 0... 220 В,

Максимальный линейный ток ... 150 А.

Максимальный к.п.д. 0,95...0,97.

В качестве силовых тириستоров использовались высокочастотные тиристоры типа ТЧ с временем запираения 10...15 мкс. В цепях коммутации и в качестве вспомогательных тиристоров использовались тиристоры типа ТЛ.

Л и т е р а т у р а

1. И.А. Г л е б о в и др. Вентильные преобразователи в цепях электрических машин. Наука, Л., 1971.

2. Т.А. Г л а з е н к о, Р.Б. Г о н ч а р е н к о. Полупроводниковые преобразователи частоты в электроприводах. Энергия, Л., 1969.

3. К.Ю. Ш и л ь ф. Блокннг-генератор и узел с емкостно-динисторным запаздыванием. Труды ТПИ, серия А, № 286, Таллин, 1970.

4. Б. Б е д ф о р д, Р. Х о ф ф т, Теория автономных инверторов. Энергия, М., 1969.

5. М.В. Г е л ь м а н. Феррит-тиристорная система управления. Сб. тезисов докладов к конференции "Тиристорный управляемый асинхронный электропривод". Свердловск, 1968.

6. В.Л. Г р у з о в, О.Н. Н а й д е н о в а. Электромагнитные процессы в мостовом трехфазном инверторе при работе на асинхронный двигатель. Сб. "Электромагнитные процессы в приводах с частотным управлением". Наука, Л., 1972.

7. Г.И. Н о в и к о в а. Потери мощности в коммутирующих элементах инвертора. "Электропривод и системы управления", Наука, 1966.

Ein Thyristor-Frequenzumformer
zur Speisung der MHD-Antriebe

Zusammenfassung

Es wird die Schaltung eines autonomen Thyristor-Wechselrichters mit gruppenweise kommutierenden Kondensatoren gebracht, wobei diese Kondensatoren von einer Gleichspannungsquelle mit konstanter Spannung gespeist werden, die von dem Netz elektrisch getrennt ist. Es werden die Schaltungen für den Ferrit-Thyristor-Impulsverteiler und für einen Sollwert-Frequenzgenerator gegeben. Es wurde eine Schaltung des gesteuerten Royer-Generators bearbeitet, die die Breite des Steuerimpulses von 120° garantiert. Die gegebenen Schaltungen sind im Frequenzbereich von 1...500 Hz, im Phasenspannungsbereich von 0...220 V und im Strombereich von 0...150 A experimentell untersucht worden.

УДК 621.318.38

И.П.Афонин, Т.В.Лехтла, Х.А.Тийсмус

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ
(МГД) ДОЗАТОР ЖИДКОГО МЕТАЛЛА С ДОЗИРОВАНИЕМ
ПО ИНТЕГРАЛУ РАСХОДА

Постановка задачи

Автоматизация литейных процессов позволяет коренным образом улучшить технологию, снизить травматизм и повысить производительность труда. Создание надежных и простых в управлении дозаторов жидкого металла является одной из весьма важных проблем литейного производства. На основе электромагнитных насосов, как наиболее гибких средств перемещения жидких металлов к настоящему времени разработаны многочисленные виды дозаторов [1]. В зависимости от системы управления все дозаторы можно разделить на две группы:

- 1) дозаторы с разомкнутой системой управления,
- 2) дозаторы с замкнутой системой управления.

К первой группе относятся дозаторы, где доза определяется напряжением U_{ϕ} , временем включения t_p и параметрами насоса, а также параметрами гидравлической системы (диаметром трубопровода S_T , коэффициентом гидравлического сопротивления K_T и статическим напором p_c). На точность дозирования влияют возмущения (ΔU_{ϕ} , Δt_p , Δp_c , ΔK_T , ΔS_T). Напряжение питания и время включения можно просто стабилизировать, но для удовлетворительной стабилизации параметров гидравлической системы нет эффективных средств. С целью уменьшения погрешностей можно использовать дозатор с довольно короткой проточной частью, насос плавающего типа и пр., но так как это налагает дополнительные условия на применение таких дозаторов без устранения значительной погреш-

ности, то принципиально лучшие результаты в области порционного дозирования надо ожидать от дозаторов с замкнутой системой управления.

В замкнутых системах управления дозаторами осуществляется контроль за выходной величиной. Контролируемой величиной может быть вес чушки [2], уровень в изложнице [3], уровень в промежуточном резервуаре [4], объем мерного ковша [5] или расход жидкого металла.

Все эти методы применимы в литейном производстве, однако громоздкость конструкции гидравлической системы или небольшая точность датчиков уровня (особенно при малых значениях высоты столба жидкого металла) ограничивают применение дозаторов, дозирующих по весу, уровню или объему.

Существуют работоспособные датчики расхода жидкого металла, выдерживающие длительную эксплуатацию в заводских условиях. Имея сигнал расхода, можно:

1) стабилизировать расход и обеспечить постоянную дозу при неизменном времени включения насоса,

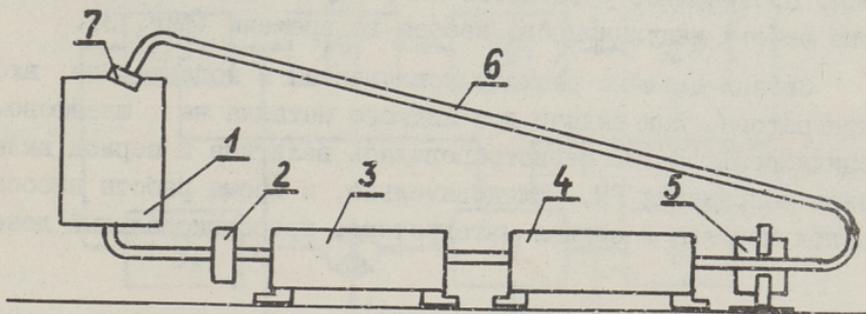
2) учитывая, что доза $D = \int Q dt$, интегрировать сигнал расхода и задающим напряжением $U_{зад}$ (соответственно желаемой дозе) обеспечить (при $U_{и} = U_{зад}$) своевременное отключение насоса. Кроме того сигнал интегратора $U_{и}$ можно использовать для регистрации величины дозы.

Настоящая работа посвящена исследованию МГД-дозаторов, где контроль за выходной величиной (доза металла) осуществляется при помощи датчика расхода и интегратора. Интегратор используется для регистрации величины доз, а также в системе автоматического управления (САУ).

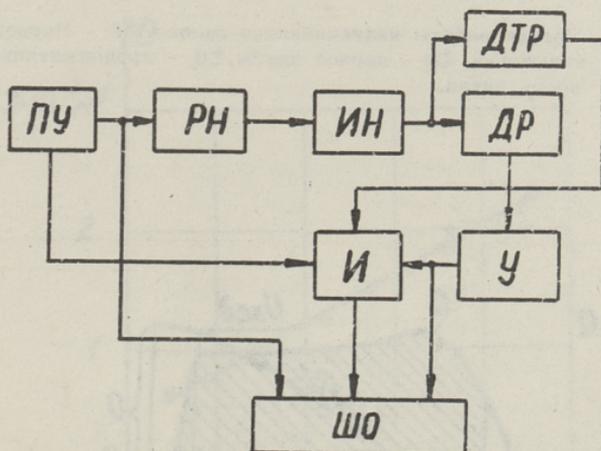
Экспериментальная установка и методика проведения эксперимента

С точки зрения принципиальной возможности осуществления самого процесса дозирования жидкого металла в электромагнитных дозаторах могут быть использованы любые электромагнитные насосы и любые типы расходомеров, пригодные для данного металла. В конкретном случае мы использовали плоские индукционные насосы и кондукционный датчик расхода (фиг.

1)



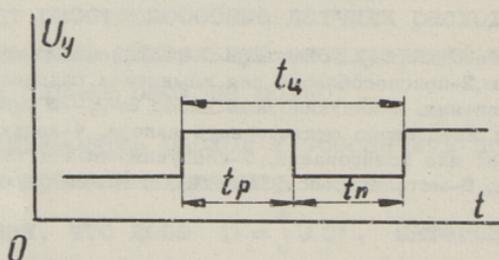
Фиг. 1. Схема лабораторной установки. 1-расходный резервуар с ртутью, 2-приспособление для изменения гидравлического сопротивления, 3-индукционный насос ЭМН-7м для изменения начального статического напора, 4-индукционный насос для дозирования, 5-кондукционный датчик скорости, 6-металлопровод, 7-датчик течения ртути.



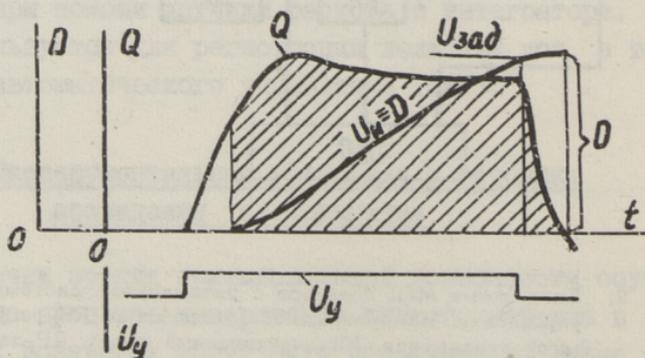
Фиг. 2. Блок-схема МГД дозатора с разомкнутой системой управления. ПУ-программное устройство, РН-регулятор напряжения, ИН-индукционный насос, ДР-датчик расхода, ДТР-датчик течения ртути, И-интегратор, У-усилитель, ШО-шлейфовый осциллограф.

Источником питания (РН) является тиристорный регулятор напряжения (ТРН) (фиг. 2), который обеспечивает питание насоса. Программное устройство (ПУ) служит для создания графика работы индукционного насоса во времени (фиг. 3).

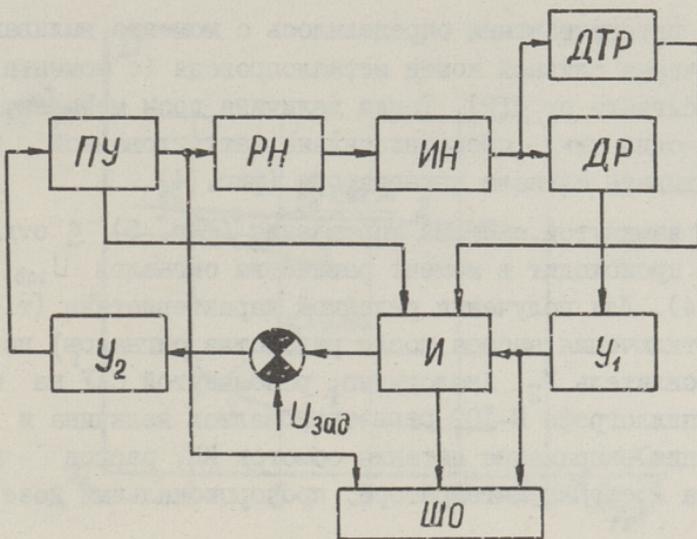
Сигнал датчика расхода усиливается и подается на вход интегратора. При выдаче доз жидкого металла на шлейфовом осциллографе Н-102 регистрировалась величина и период включения напряжения РН, следовательно, и время работы насоса, расход металла и сигнал интегратора, пропорциональный дозе.



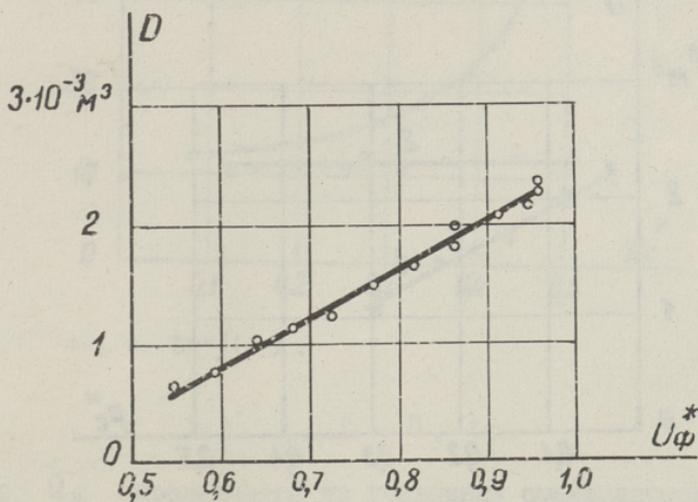
Фиг. 3. График работы индукционного насоса. t_p - Период включения, t_n - период паузы, t_u - продолжительность цикла.



Фиг. 4. Изменение напряжения управления U_y , расхода Q и $\int Q dt$ по времени.



Фиг. 5. Блок-схема МГД-дозатора с замкнутой системой управления.



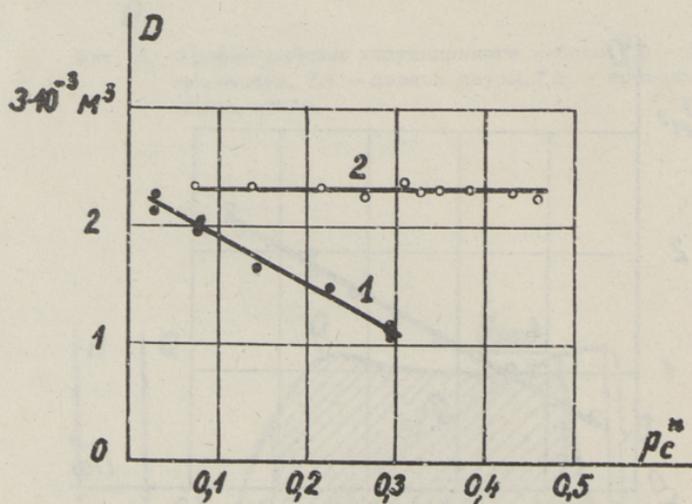
Фиг. 6. $D=f(U_{\phi}^*)$ (разомкнутая САУ).

Начало интегрирования определялось с момента выливания металла через сливной конец металлопровода (с момента получения сигнала от ДТР). Тогда величина дозы металла, выданная за один цикл, пропорциональна заштрихованной площади или ординате сигнала интегратора (фиг. 4)

В замкнутой системе управления (фиг. 5) отключение насоса происходит в момент равенства сигналов $U_{зад}$ и $U_{и}$ (фиг. 4). Для получения релейной характеристики (т.е. резкого отключения насоса после равенства сигналов) используется усилитель U_2 . Аналогично разомкнутой САУ на шлейфовом осциллографе Н-102 регистрировались величина и период включения напряжения питания обмоток ИН, расход жидкого металла и сигнал интегратора, пропорциональный дозе (фиг. 4).

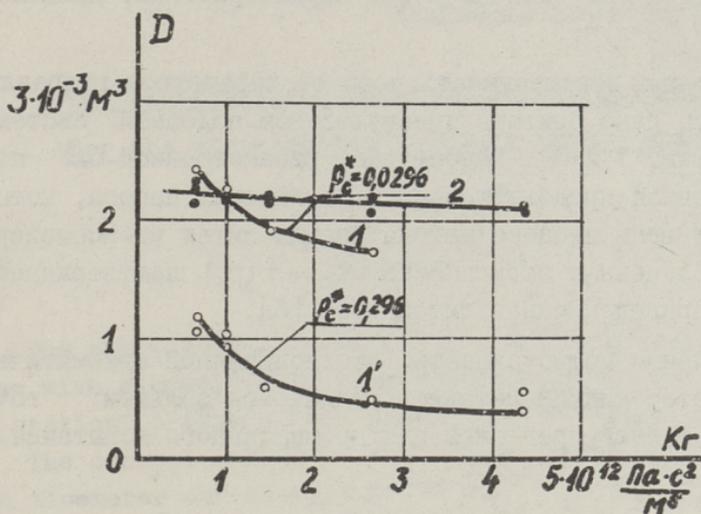
Результаты опытов

При испытании разомкнутой САУ был получен ряд зависимостей, которые приведены на фиг. 6, 7 и 8.

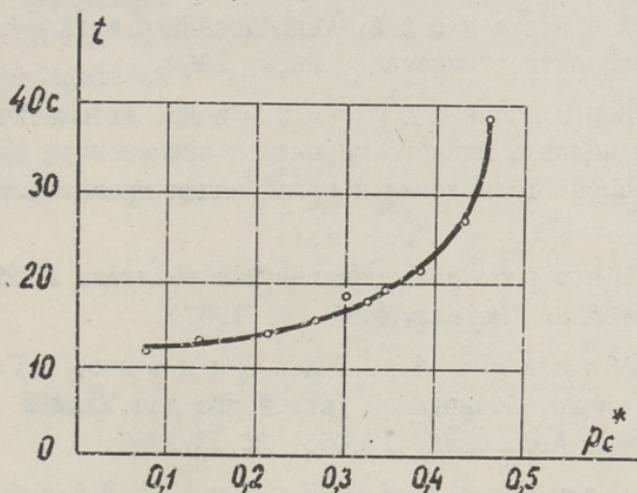


Фиг. 7. $D=f(p_c^*)$ 1-разомкнутая САУ, 2- замкнутая САУ.

Основным недостатком разомкнутой САУ МГД-дозатора является невысокая точность поддержания величины дозы из-за наличия возмущений. Если пренебречь переходными процессами (это возможно, если $t_{пер} \ll t_p$) то доза пропорциональна установленному расходу и периоду включения ИН.



Фиг. 8. $D=f(K_r)$ 1-разомкнутая САУ, 2-замкнутая САУ.



Фиг. 9. $tp=f(p_c)$.

$$D = Q_y \cdot tp, \quad (I)$$

где Q_y определяется из уравнения стационарного течения.

$$K_r Q_y^2 = p_0 U_\Phi^2 - p_c, \quad (2)$$

откуда

$$Q_y = \sqrt{\frac{1}{K_r} (p_0 U_\Phi^2 - p_c)}, \quad (3)$$

где p_0 - единичный напор при скольжении $s = 1$.

В замкнутой САУ были получены характеристики, приведенные на фиг. 7, 8 и 9.

Почти полная независимость дозы от параметров гидравлической системы надо считать преимуществом подобной системы управления (фиг. 7 и 8). Недостатком рассмотренной САУ является переменная продолжительность включения насоса, которая усложняет весь процесс автоматизации литья на конвейер (фиг. 9). Полученная зависимость $t_p = f(p_c)$ подтверждается данными, приведенными в литературе [6].

В заключении можно сказать, что испытанный автоматический МГД-дозатор жидких металлов отличается большой точностью и может быть предложен для промышленного испытания.

Л и т е р а т у р а

1. О.А. Л и е л а у с и с. Гидродинамика жидкометаллических МГД-устройств. "Зинатне", Рига, 1967.
2. О.М. К р ы ж а н о в с к и й и др. Автоматическое дозирование и заливка жидкого металла с применением электромагнитного насоса. "Технология и организация производства", № 3, 1967.
3. Л.А. В е р т е. Электромагнитная разливка и обработка жидкого металла. "Металлургия", М. 1967.
4. Н.В. М о ш к о в, Я.А. В и л ь н и т и с, П.Г. Г р и г о р ь е в и др. Дозирующее устройство для жидких токопроводящих сред. Авт. свид. 178063, 21.II.1966.
5. Я.И. С о к о л и н, Е.М. И д л и с, М.И. А з б е л ь, И.М. К и р к о, Я.Я. Л и е л п е т е р. Способ дозирования жидкого металла. Авт. свид. 129307.
6. Г.Г. Б р а н о в е р, О.А. Л и е л а у с и с, Е.Ю. Ш е х т е р. Гидравлические принципы определения параметров дозаторов жидкого металла с постоянным давлением на входе. Магнитная гидродинамика, № I, 1966.

The Experimental Closed Loop Control System
for the Magneto-hydrodynamical (MHD) Dosage
Device

Summary

The experimental characteristics of the dosage device (dose with respect to pump voltage, hydraulical resistance and statical pressure) are given in this paper.

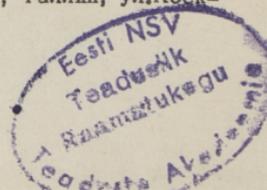
The control system for MHD dosage device, with conduction flowmeter and integrator in the feedback loop has been worked out.

The advantages of the closed loop control system with respect to the open loop have been established by experimental investigation.

С о д е р ж а н и е

1. В.Ф. Кескюла, Э.М. Ристхейн. Магнитное поле и параметры индукционных вращателей без ферромагнитного магнитопровода	3
2. В.Ф. Кескюла. Учет влияния вторичной системы в индукционных вращателях без ферромагнитного магнитопровода	17
3. Р.Л. Юргенсон, Х.И. Янес. О влиянии пульсирующего магнитного потока немагнитного зазора плоских линейных индукционных МГД-машин на магнитные потери	31
4. Л.Х. Ранну. Некоторые результаты исследования плоских обмоток линейных индукционных машин....	43
5. Л.В. Валдур, Х.И. Янес. Определение электромагнитного поля плоского линейного двустороннего индуктора на модели с одномерным чередованием индукторов с учетом длины вылета лобовых частей обмотки	55
6. Р.Р. Ирс, Э.Г. Кюльм, Х.А. Тийсмус. Регулирование производительности индукционных насосов путем изменения частоты и напряжения	67
7. Р.Р. Ирс, Х.А. Тийсмус. Основные соотношения для индукционных насосов при частотном управлении..	83
8. Р.Р. Ирс, Х.А. Тийсмус, Я.Я. Томсон, К.Ю. Шильф. Тиристорный преобразователь частоты для МГД-приводов	101
9. И.П. Афонин, Т.В. Лехтла, Х.А. Тийсмус. Экспериментальный магнитогидродинамический (МГД) дозатор жидкого металла с дозированием по интегралу расхода	123

ИССЛЕДОВАНИЕ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СРЕДСТВ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ЖИДКИХ МЕТАЛЛОВ. Сборник трудов Х. Таллинский политехнический институт. Редактор Э. Пуусеп. Технический редактор Е. Ракеев. Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 29/У1 1972. Подписано к печати 23/II 1973. Бумага 60x90/16. Печ. л. 8,25+0,25 прилож. Уч.-изд. л. 6,5. Тираж 350. МВ-03407. Зак. №179. Ротапринт ТПИ, Таллин, ул.Коск-ла, 2/9. Ц е н а 65 к о п.



Цена 65 коп.

11