

Ер. 6.7
264

TALLINNA POLÜTEHNILISE
INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
СЕРИЯ А № 264

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА I

ТАЛЛИН 1968

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED
ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
СЕРИЯ А № 264 1968

УДК 621

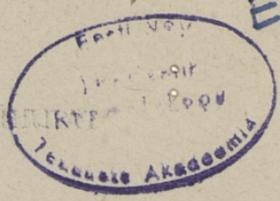
ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА I

ТАЛЛИН 1968

1958

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

I



Sp. 8676

1958

УДК 621.313.333

Р. Х. Вырк

ОПТИМАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ ЗУБЦОВОЙ ЗОНЫ МНОГОПОЛЮСНЫХ АСИНХРОННЫХ МИКРОДВИГАТЕЛЕЙ

В связи с увеличением надежности электроприводов в ряде автономных устройств, где применяется повышенная частота источника напряжения ($f \geq 400$ гц), встает проблема создания тихоходных безредукторных электродвигателей с электромагнитной редукцией скорости вращения [1]. Одним из возможных способов создания подобных асинхронных микродвигателей является увеличение числа пар полюсов с применением дробных обмоток с числом пазов на полюс и фазу меньше единицы ($q < 1$). Применимость дробных обмоток с $1 > q > \frac{1}{m}$ (m — число фаз) в двух- и трехфазных асинхронных микродвигателях рассматривалась в [2].

В настоящей статье рассматривается определение оптимальных соотношений геометрии зубцовой зоны в многополюсных асинхронных микродвигателях. Основой анализа являются параметры двигателя, которые определены с учетом особенностей подобных машин [3]. При этом рассматриваются только двигатели с симметричной двухслойной обмоткой, имеющие максимальное распределение.

Рассматриваемый вопрос имеет весьма важное значение, так как индуктивное сопротивление намагничивающей цепи точной Г-образной схемы замещения x_m и индуктивное сопротивление рассеяния обмоток статора x_s и ротора x'_R одного порядка и поэтому энергетические показатели многополюсных двигателей относительно низки. Однако открытие пазов существенно влияет на параметры машины, а реальные значения отношений $\frac{a}{t}$ и $\frac{t}{\delta}$ можно изменять в широких пределах:

$$\frac{a}{t} = 0,05 \dots 0,6,$$

а

$$\frac{t}{\delta} = 2 \dots 200,$$

где

- a — открытие паза,
- t — зубцовое деление,
- δ — ширина воздушного зазора.

Величину воздушного зазора δ целесообразно выбрать как можно меньшую, чтобы обеспечить максимальную степень использования главного магнитного потока в машине, так как x_m , индуктивное сопротивление дифференциального рассеяния обмотки статора $x_{\partial S}$ и ротора $x_{\partial R}$ уменьшаются в зависимости от δ в одинаковой мере. Действительно, согласно [3] x_m , $x_{\partial S}$ и $x_{\partial R}$ обратно пропорциональны δ или

$$x_m \sim \frac{1}{\delta}$$

и

$$x_{\partial S, R} \sim \frac{1}{\delta},$$

где « \sim » — знак пропорциональности.

Проанализуем этот вопрос во первых для статора, т. е. найдем зависимости

$$x_{mS}; x_S = f\left(\frac{a_S}{t_S}; \frac{t_S}{\delta}\right).$$

Для индуктивного сопротивления главной гармоники магнитного поля

$$x_{mS} \sim \frac{k_{\partial P}^2}{k_{\delta}}, \quad (1)$$

где коэффициент открытия паза для главной гармоники [3]

$$k_{\partial P} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$$

и коэффициент воздушного зазора

$$k_{\delta} = f(a_S; t_S; a_R; t_R; \delta).$$

Индуктивное сопротивление рассеяния обмотки статора

$$x_S = x_{\partial S} + x_{\text{ПС}} + x_{\text{ЛС}},$$

причем индуктивное сопротивление лобового рассеяния $x_{\text{ЛС}}$ не зависит от геометрических размеров зубцовой зоны.

Индуктивное сопротивление дифференциального рассеяния [3]

$$x_{\partial S} \sim \frac{k_{n\partial S}}{k_{\delta}},$$

где поправочный коэффициент к коэффициенту дифференциального рассеяния

$$k_{n\partial S} = f\left(\frac{a_S}{t_S}; \alpha\right).$$

Здесь α — угол между соседними пазами по главной волне магнитного поля в звезде пазовых э.д.с. [2].

Кроме того, индуктивное сопротивление пазового рассеяния статора

$$x_{nS} \sim \lambda_{nS},$$

где коэффициент магнитной проводимости пазового рассеяния обмотки статора

$$\lambda_{nS} = f\left(a_S; \frac{h_{nS}}{t_S}; \frac{b_n}{b_3}; \beta\right),$$

причем в двигателях с $q < 1$ относительный шаг обмотки β , отношения $\frac{h_{nS}}{t_S}$ и $\frac{b_n}{b_3}$ (h_{nS} — глубина паза, b_n — ширина паза и b_3 — ширина зубца) не подвергаются широкой вариации и, следовательно, главным образом

$$\lambda_{nS} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right).$$

Индуктивное сопротивление рассеяния обмотки статора зависит от геометрических размеров зубцовой зоны воздушного зазора следующим образом:

$$x_S \sim \frac{k_{n\partial S}}{k_{\delta}} + \lambda_{nS}. \quad (2)$$

Вопрос состоит в том, чтобы найти относительное значение $\frac{a_S}{t_S}$, которое обеспечивает максимальное значение для K_S :

$$K_S = \frac{x_{mS}}{x_S} = \max. \quad (3)$$

Подставляя в (3) величины $\frac{k_{\partial P}^2}{k_{\delta}^2}$ и $\frac{k_{n\partial S}}{k_{\delta}} + \lambda_{nS}$, которые по (1) и (2) соответственно пропорциональны величинам x_{mS} и x_S , получим K'_S , который пропорционален K_S , т. е.

$$K'_S = \frac{\frac{k_{\rho\rho}^2}{k_\delta}}{\frac{k_{\pi\partial S}}{k_\delta} + \lambda_{\pi S}} \sim K_S, \quad (4)$$

причем максимальные значения K_S и K'_S имеют место при значении $\left(\frac{a_S}{t_S}\right)_{\text{опт}}$.

Однако математическое выражение (4) ведет к достаточно сложным зависимостям и поэтому целесообразно пользоваться рассмотренным ниже графоаналитическим методом, причем сделаны следующие допущения:

- 1) коэффициент открытия паза главной гармоники можно принимать равным единице, так как $k_{\rho\rho} \approx 1$;
- 2) коэффициент воздушного зазора $k_\delta = k_{\delta S} k_{\delta R}$; поскольку природа явления одинакова для статора и ротора, то принимаем, что $k_\delta = k_{\delta S}^2$.

С учетом сделанных допущений необходимо определить

$$K'_S = \frac{1}{\lambda_{\pi S} k_{\delta S}^2 + k_{\pi\partial S}} = \max. \quad (5)$$

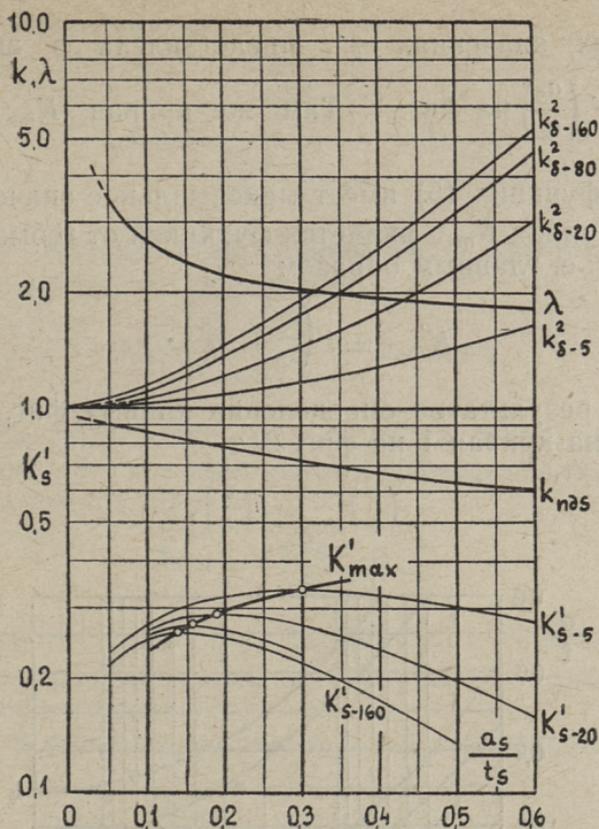
Очевидно, для $K'_S = \max$ все величины в знаменателе (5) должны иметь минимальные значения.

Поправочный коэффициент $k_{\pi\partial S} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$ имеет минимальное значение при $\frac{a_S}{t_S} = 0,66$, коэффициент магнитной проводимости $\lambda_{\pi S} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$ при $\frac{a_S}{t_S} = \max$, а $k_{\delta S}^2 = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$ минимально при $\frac{a_S}{t_S} = 0$.

Таким образом можно заключить, что компромиссное оптимальное значение для относительного открытия паза находится в области $\frac{a_S}{t_S} \approx 0,2 \dots 0,3$, где коэффициент $k_{\pi\partial S}$ практически не зависит от величины α .

Результаты расчета K'_S по (5) приведены на фиг. 1, где предельными значениями коэффициента воздушного зазора являются кривые

$$k_{\delta - \frac{t_S}{\delta}}^2 = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$$



Фиг. 1. Расчет коэффициента K'_S

при значениях $\frac{t_S}{\delta} = 5$ и 160. При расчете воспользуемся еще промежуточными значениями коэффициента воздушного зазора, а именно: при $\frac{t_S}{\delta} = 20$ и 80.

Коэффициент магнитной проводимости пазового рассеяния $\lambda_{nS} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$ выбран для случая $\frac{h_{nS}}{t_S} = 3$ ($\frac{b_n}{b_3} = 1,5$ и $\beta = \frac{5}{6}$) трапецидального паза.

На фиг. 1 приведены средние значения ($\alpha = 130^\circ$) кривых поправочного коэффициента $k_{n\delta S} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right)$.

Величина

$$K'_S = \frac{1}{\lambda_{nS} k_{\delta S}^2 + k_{n\delta S}} = f\left(\frac{a_S}{t_S}\right), \quad (6)$$

при разных значениях $\frac{t_s}{\delta}$, представлена в виде кривых

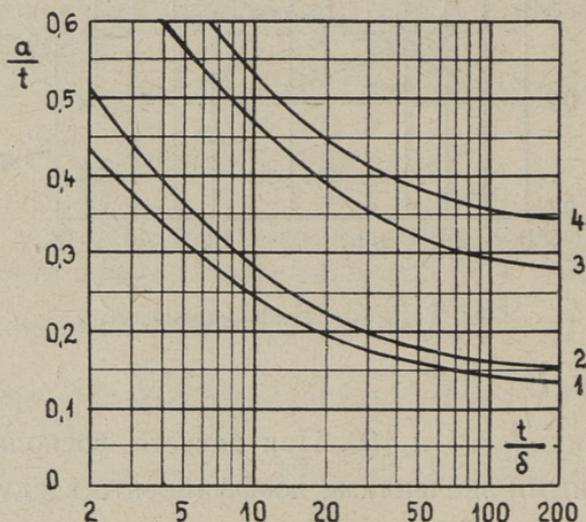
$K'_{\left(s - \frac{t_s}{\delta}\right)} = f\left(\frac{a_s}{t_s}\right)$ на фиг. 1. Там же кривая K'_{\max} соединяет

точки, где функция (5) имеет максимальное значение. Следовательно, кривая K'_{\max} является функцией от геометрии зубцовой зоны, т. е. главным образом

$$K'_{\max} = f\left(\frac{a_s}{t_s}; \frac{t_s}{\delta}\right). \quad (7)$$

На основе результатов определения кривых фиг. 1 по (6) и (7) получена кривая 1 на фиг. 2, т. е.

$$\left(\frac{a}{t}\right)_{\text{опт}} = j\left(\frac{t}{\delta}\right).$$



Фиг. 2. Оптимальные значения открытия паза

Там же изображена кривая 2 для трапецеидального паза с $\frac{h_{пс}}{t_s} = 2\left(\frac{b_{п}}{b_3} = 1,5 \text{ и } \beta = \frac{5}{6}\right)$.

Со стороны ротора, аналогично (3), нужно найти относительное значение $\frac{a_R}{t_R}$, которое обеспечивает максимальное значение для

$$K_R = \frac{x_{mR}}{x_R} = \max,$$

что ведет к определению

$$K'_R = \frac{\frac{k_{\rho\rho R}^2}{k_\delta}}{\frac{k_{\pi\partial R}}{k_\delta} + \lambda_{\pi R}} \sim K_R$$

С учетом сделанных допущений (т. е. принимая $k_{\rho\rho R} = 1$ и $k_\delta = k_{\delta R}^2$) необходимо определить

$$K'_R = \frac{1}{\lambda_{\pi R} k_{\delta R}^2 + k_{\pi\partial R}} = \max.$$

Расчет K'_R происходит аналогично на фиг. 1, причем значение поправочного коэффициента дифференциального рассеяния обмотки ротора [3]

$$k_{\pi\partial R} = f\left(\frac{a_R}{t_R}; \beta_{\text{ск}}\right),$$

где $\beta_{\text{ск}}$ — относительный скос пазов ротора. Однако, как показывают расчеты, максимальное значение K'_R практически не зависит от скоса пазов.

На фиг. 2 приведены кривые 3 и 4; вычисленные автором для ротора

$$\left(\frac{a}{t}\right)_{\text{опт}} = f\left(\frac{t}{\delta}\right),$$

где кривая 3 для круглого паза с $\frac{d}{b_3} = 1,5$ (d — диаметр паза) и $\frac{h_{\pi R}}{t_R} = 0,8$, а кривая 4 для прямоугольного открытого паза с $\frac{h_{\pi R}}{t_R} = 1,5$.

На основе фиг. 2 можно выбрать оптимальные соотношения геометрии зубцовой зоны, учитывая сделанные допущения и сечения стандартных обмоточных проводов.

1. Р. Х. В ы р к, П. Ю. Ка а з и к, А. А. П у х о в, М. А. Ш а к и р о в. Способы создания тихоходных безредукторных микродвигателей. Сб. «Электрические машины и электропривод малой мощности». «Наука», 1966.
2. Р. Х. В ы р к. Анализ применимости дробных обмоток с $q < 1$ в двух- и трехфазных асинхронных микродвигателях. Труды ЛПИ, № 241, 1964.
3. Р. Х. В ы р к. Параметры многополюсных асинхронных микродвигателей. Труды Таллинского политехнического института. серия А, № 220, 1965.

R. Vörk

The Optimum Geometric Dimensions of the Air Gap Zone of the Multi-Polar Small Asynchronous Motors

Summary

The present article deals with the problem of determination of the optimum geometric dimensions of the air gap zone in the multi-polar small asynchronous motors with fractional-slot winding, the number of slots per pole per phase of which is less than one. The analysis is based on the parameters of the motor. As a result we got curves for the determination of the optimum relative slot opening at the air gap as a function of the ratio of the tooth pitch to the length of the air gap.

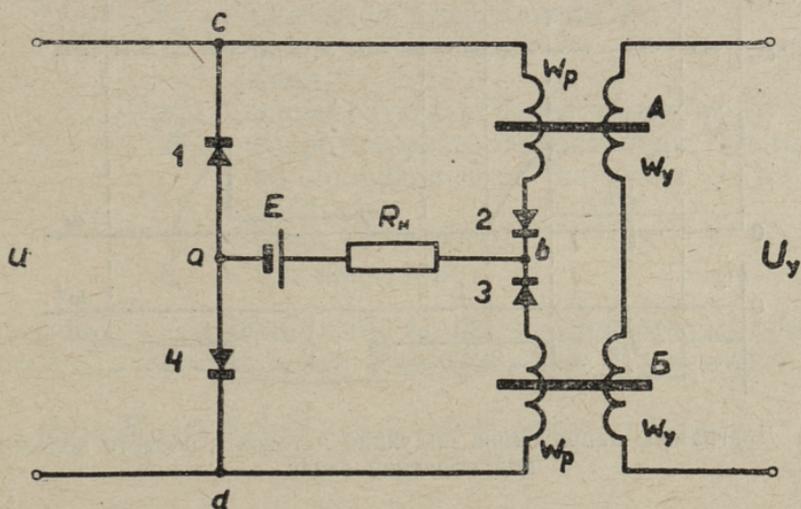
УДК 621.375.3

И. В. Давыдов

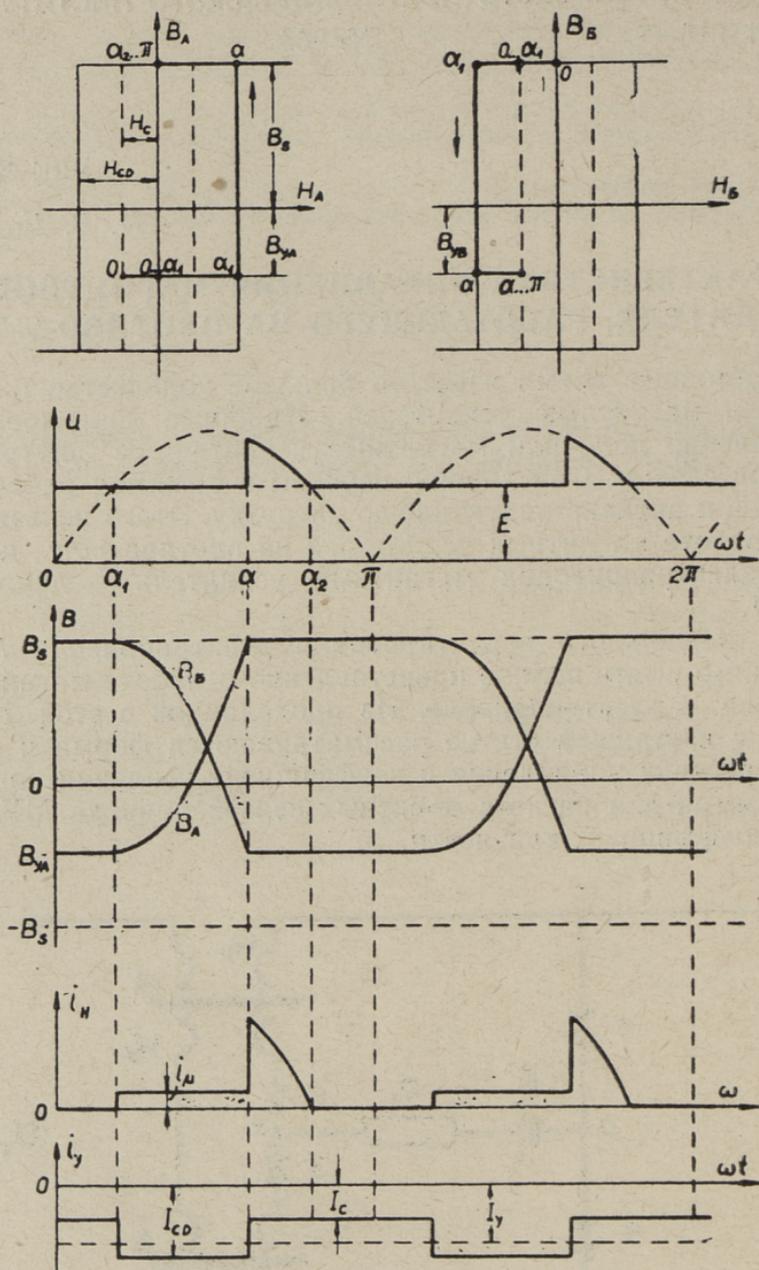
ХАРАКТЕРИСТИКА УПРАВЛЕНИЯ МАГНИТНОГО УСИЛИТЕЛЯ, РАБОТАЮЩЕГО НА ПРОТИВО-Э.Д.С.

В настоящее время известно большое количество различных схем магнитных усилителей. Наиболее широкое распространение получили магнитные усилители с внутренней обратной связью. Они хорошо изучены в режимах работы на активную и активно-индуктивную нагрузку. Этого нельзя сказать о работе магнитных усилителей на противо-э.д.с., например в электроприводах магнитный усилитель — двигатель (МУ-Д).

Для правильного проектирования электропривода МУ-Д необходимо иметь полное представление о работе магнитного усилителя в электроприводе. Из проделанной с этой целью работы в настоящей статье рассматриваются форма и сдвиг характеристики управления и коэффициент усиления по току, необходимые для расчета обратных связей привода МУ-Д, а также коэффициент кратности.



Фиг. 1. Схема



Фиг. 2. Диаграммы напряжений, индукций и токов в области положительной обратной связи

Нижепроведенный анализ выполнен при следующих допущениях: 1) петля гистерезиса прямоугольная, 2) вентили идеальные, 3) сопротивление цепи управления малое. Магнитный усилитель однофазный, двухполупериодный, с внутренней обратной связью. Кроме э.д.с. E нагрузка обладает активным сопротивлением R_n (фиг. 1).

В полупериод, когда полярность точки c выше полярности точки d , проводящей является только цепь $c-b-a-d$, содержащая э.д.с. E . Но и эта цепь может быть проводящей лишь в ту часть полупериода, когда мгновенное значение прикладываемого напряжения $u > E$, т. е. начиная с момента $t_1 = \frac{\alpha_1}{\omega}$, где $\alpha_1 = \arcsin \frac{E}{U_m}$ (фиг. 2). В интервале $0 \leq t \leq t_1$ ни одна рабочая обмотка не обтекается током. Значит, не происходит изменения магнитного состояния сердечников и наведения э.д.с. в обмотке управления. В магнитном усилителе никаких процессов не происходит. Все сказанное относится и к интервалу $t_2 \leq t \leq \frac{\pi}{\omega}$, где $t_2 = \frac{\alpha_2}{\omega}$. Интервал $t_1 - t_2$ является рабочим для сердечника A и управляющим для сердечника B . В обоих сердечниках процессы взаимосвязаны и происходят одновременно.

В рабочем интервале для цепи справедливо следующее дифференциальное уравнение:

$$\omega_p S \frac{dB_A}{dt} + R i_n = u - E = U_m \sin \omega t - E, \quad (1)$$

где $u = U_m \sin \omega t$ — питающее напряжение,
 B_A — индукция в сердечнике A ,
 S — площадь поперечного сечения сердечника,
 ω_p — число витков рабочей обмотки,
 R — сопротивление рабочей цепи, состоящее из сопротивлений нагрузки и рабочей обмотки,
 ω — угловая частота,
 i_n — ток нагрузки.

До насыщения сердечника ток i_n мал и, пренебрегая произведением $R i_n$, можно получить для уравнения (1) решение:

$$B_A = B_{yA} + B_m \left[\frac{E}{U_m} (\alpha_1 - \omega t) + \cos \alpha_1 - \cos \omega t \right], \quad (2)$$

где $B_m = \frac{U_m}{\omega \omega_p S}$,

B_{yA} — индукция в момент t_1 (начальная индукция).

Весь дальнейший разбор работы усилителя будет проводиться для случая $B_m = B_s$.

Для цепи управления можно написать:

$$\omega_y S \frac{dB_A}{dt} + \omega_y S \frac{dB_B}{dt} + R_y i_y = E_y, \quad (3)$$

где B_B — индукция в сердечнике B ,

R_y — сопротивление цепи управления,

E_y — э.д.с., действующая в цепи управления,

i_y — ток управления,

ω_y — число витков обмотки управления.

В интервале $\alpha_1 < \omega t < \alpha$ при принятом допущении $R_y \approx 0$ уравнение (3) упрощается и принимает вид:

$$\frac{dB_A}{dt} + \frac{dB_B}{dt} = 0.$$

Решив это уравнение с учетом (2) и приняв во внимание равенство $B_B = B_s$ при $t = t_1$, получим:

$$B_B = B_s - B_m \left[\frac{E}{U_m} (\alpha_1 - \omega t) + \cos \alpha_1 - \cos \omega t \right]. \quad (4)$$

Уравнения (2) и (4) являются общими, определяя также изменение магнитной индукции в сердечниках магнитного усилителя, работающего на активную нагрузку. Если при отсутствии противо-э.д.с. индукция изменяется по косинусоиде, то в случае наличия противо-э.д.с. функции $B_A = f(\omega t)$ и $B_B = f(\omega t)$ оказываются сложными.

Теперь приступим к рассмотрению работы магнитного усилителя в области положительной обратной связи.

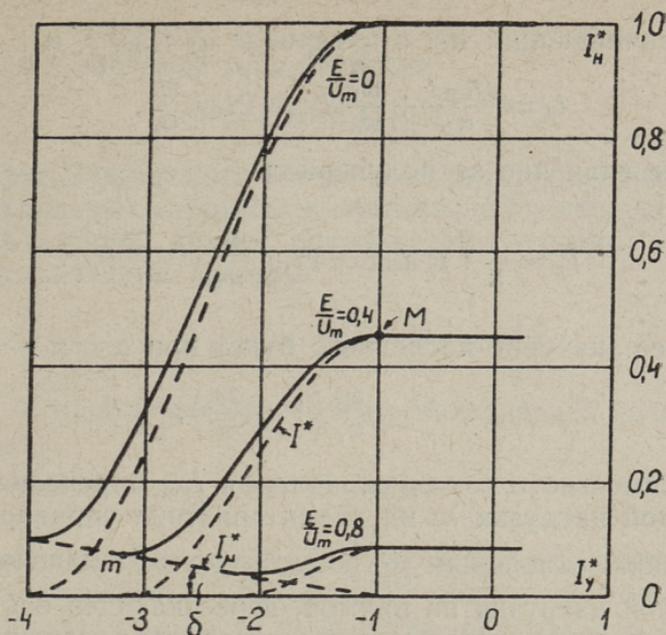
Когда мгновенное значение питающего напряжения $u \leq E$, то ток через рабочую обмотку сердечника A не проходит, в цепи управления э.д.с. не наводится и не происходит перемагничивания сердечника B (фиг. 2). В таком случае среднее значение тока управления за полупериод:

$$I_y = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} i_y d\omega t = \frac{1}{\pi} \left(\int_0^{\alpha_1} \frac{H_C l}{\omega_y} d\omega t + \int_{\alpha_1}^{\alpha} \frac{H_{CD} l}{\omega_y} d\omega t + \int_{\alpha}^{\pi} \frac{H_C l}{\omega_y} d\omega t \right) \quad (5)$$

где l — длина средней магнитной линии.

Решение этого уравнения с учетом

$$I_{CD} = \frac{H_{CD} l}{\omega_y} \quad \text{и} \quad I_C = \frac{H_C l}{\omega_y}$$



Фиг. 3. Расчетные характеристики управления в области положительной обратной связи

дает:

$$I_y = -I_C \left[1 + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{H_{CD}}{H_C} - 1 \right) - \frac{\alpha_1}{\pi} \left(\frac{H_{CD}}{H_C} - 1 \right) \right]. \quad (6)$$

Когда противо-э.д.с. отсутствует, правый член в квадратных скобках отпадает. Можно сделать вывод, что для получения требуемого угла насыщения α , ток управления при наличии противо-э.д.с. будет меньше.

Точке минимальной нагрузки m на характеристике управления (фиг. 3) соответствующий ток управления (в области положительной обратной связи по абсолютному значению наибольший)

$$I_{ym} = -I_C \left[1 + \left(\frac{H_{CD}}{H_C} - 1 \right) \left(1 - \frac{2\alpha_1}{\pi} \right) \right] \quad (7)$$

имеет место при $\alpha = \pi - \alpha_1$.

Точке максимальной нагрузки M соответствующий ток управления (при $\alpha = \alpha_1$)

$$I_{yM} = -I_C. \quad (8)$$

Уравнения (7) и (8) получены из (6). Если ток I_{ym} от противо-э.д.с. зависит, уменьшаясь с увеличением последнего, то ток I_{yM} от противо-э.д.с. не зависит.

Намагничивающий ток в интервале $\alpha_1 < \omega t < \alpha$

$$i_{\mu} = \frac{H_{CD} l}{\omega_p} + \frac{\omega_y}{\omega_p} |i_y| = 2I_{CD} \frac{\omega_y}{\omega_p},$$

его среднее значение за полупериод

$$I_{\mu} = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha} i_{\mu} d\omega t = 2I_{CD} \frac{\omega_y}{\omega_p} \cdot \frac{\alpha - \alpha_1}{\pi}. \quad (9)$$

Наибольшее значение последнего будет при $\alpha = \pi - \alpha_1$

$$I_{\mu.m} = 2I_{CD} \frac{\omega_y}{\omega_p} \left(1 - \frac{2\alpha_1}{\pi}\right), \quad (10)$$

которое совместно с током управления I_{ym} определяет точку минимальной нагрузки m на характеристике управления.

Изменению отношения $\frac{E}{U_m}$ сопутствует перемещение точки минимальной нагрузки по прямой, пересекающей ось абсцисс при $I_y = -I_C$. Этот вывод можно сделать из следующего:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{I_{\mu.m}}{I_{ym} - I_C} = 2 \frac{\omega_y}{\omega_p} \cdot \frac{I_{CD}}{I_{CD} - 1},$$

как видно, не зависит от значения противо-э.д.с.

Мгновенное значение составляющей насыщения тока нагрузки в интервале $\alpha \leq \omega t \leq \alpha_2$

$$i = \frac{U_m \sin \omega t - E}{R}, \quad (11)$$

среднее значение ее

$$I = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha}^{\pi - \alpha_1} i d\omega t = \frac{U_m}{\pi R} \left[\cos \alpha_1 + \cos \alpha - \frac{E}{U_m} (\pi - \alpha_1 - \alpha) \right]. \quad (12)$$

При полном насыщении сердечников ($\alpha = \alpha_1$) получим наибольшее значение составляющей насыщения

$$I_M = \frac{U_m}{R} \left[\frac{2}{\pi} \cos \alpha_1 - \frac{E}{U_m} \left(1 - \frac{2\alpha_1}{\pi}\right) \right]. \quad (13)$$

Ток I_M совместно с током управления I_{ym} определяет точку максимальной нагрузки M на характеристике управления. Первый из этих токов зависит от противо-э.д.с. и поэтому изменение противо-э.д.с. вызывает перемещение точки M по вертикали, пересекающей ось абсцисс при $I_y = -I_C$.

Среднее значение тока нагрузки

$$I_n = I_\mu + I.$$

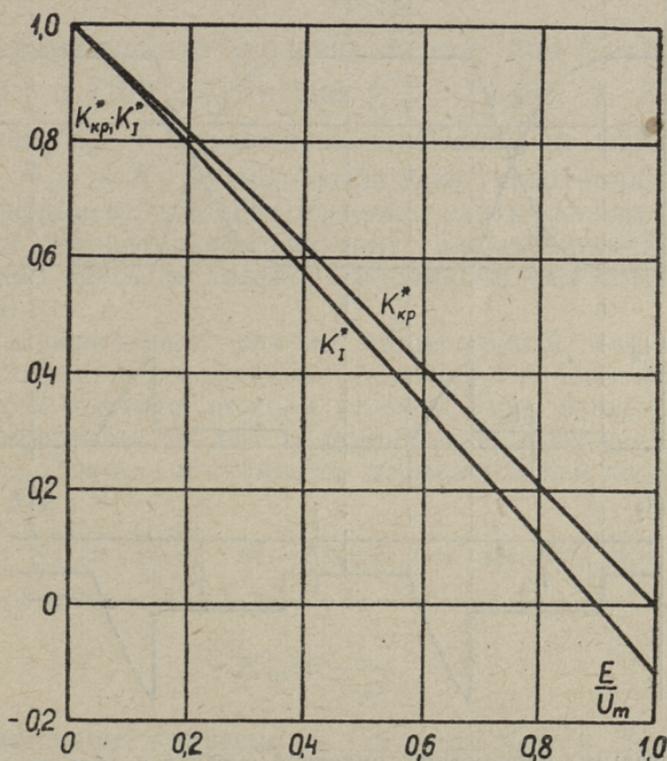
На фиг. 3 приведены расчетные характеристики управления в относительных единицах в области положительной обратной связи. Сплошной линией показан ток нагрузки, а пунктиром его составляющие. Притом

$$I_n^* = I_\mu^* + I^* = \frac{I_\mu}{I_{M0}} + \frac{I}{I_{M0}},$$

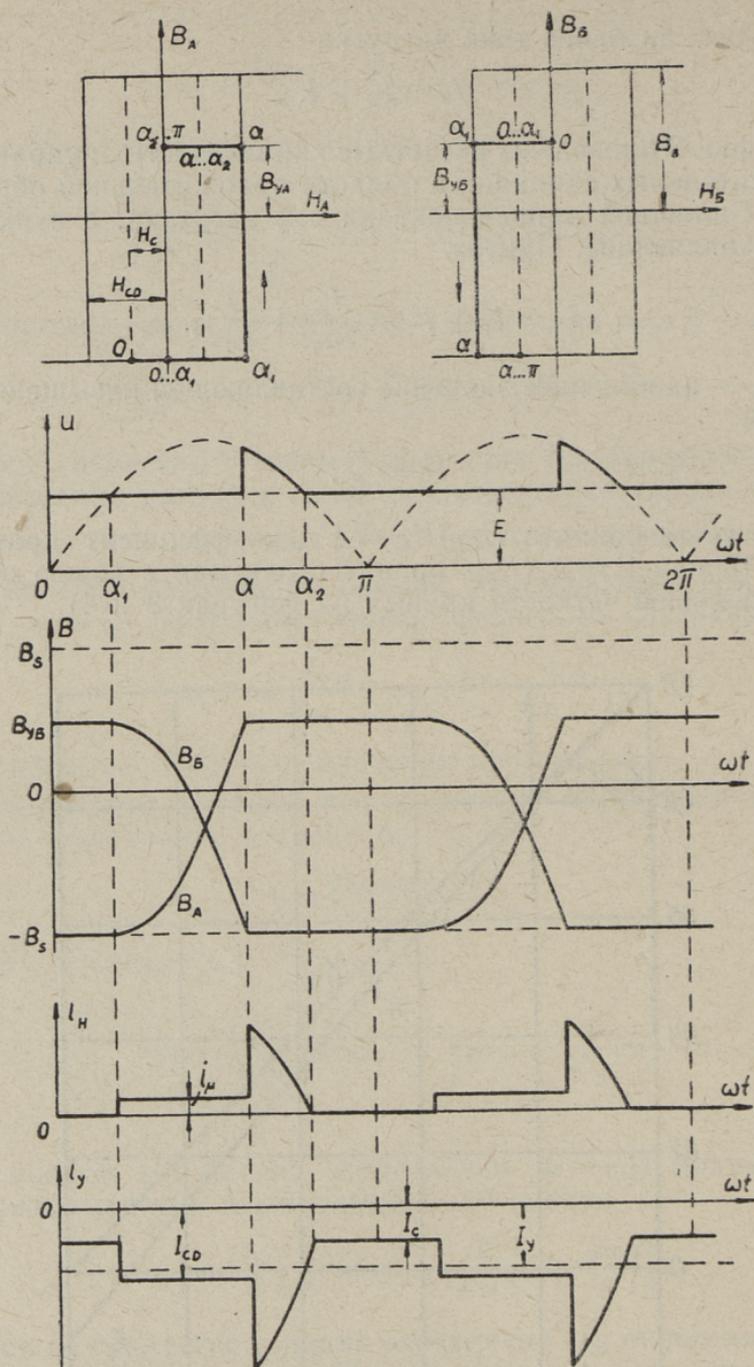
где I_{M0} — наибольшее значение составляющей насыщения при $E = 0$ и

$$I_y^* = \frac{I_y}{I_c}.$$

В расчете принято $H_{CD}/H_C = 4$ и коэффициент кратности $K_{кр0} = 10$ при $E = 0$ ($K_{кр0}$ принят столь мал с целью обеспечения большей четкости кривых на фигурах 3 и 4).



Фиг. 4. Зависимость коэффициентов кратности и усиления по току от противо-э.д.с.



Фиг. 5. Диаграммы напряжений, индукций и токов в области отрицательной обратной связи

Коэффициент кратности магнитного усилителя

$$K_{кр} = \frac{I_M}{I_{\mu м}} = \frac{U_m}{2R I_{CD}} \left(\frac{2 \cos \alpha_1}{\pi - 2\alpha_1} - \frac{E}{U_m} \right) \frac{\omega_p}{\omega_y}, \quad (14)$$

за в относительных единицах

$$K_{кр}^* = \frac{K_{кр}}{K_{кр0}} = \frac{\pi}{2} \left(\frac{2 \cos \alpha_1}{\pi - 2\alpha_1} - \frac{E}{U_m} \right), \quad (14')$$

где $K_{кр0}$ — коэффициент кратности при $E = 0$

Коэффициент усиления по току (средний)

$$K_I = \frac{I_M - I_{\mu м}}{I_{yM} - I_{ym}} = \frac{U_m \left(\frac{2 \cos \alpha_1}{\pi - 2\alpha_1} - \frac{E}{U_m} \right) - 2I_{CD} \frac{\omega_y}{\omega_p}}{I_{CD} - I_C}, \quad (15)$$

что получено с учетом (7), (8), (10) и (13).

Коэффициент усиления по току в относительных единицах

$$K_I^* = \frac{K_I}{K_{I0}} = \frac{K_{кр0} K_{кр}^* - 1}{K_{кр0} - 1}, \quad (15')$$

где K_{I0} — коэффициент усиления по току при $E = 0$.

По (14') и (15') рассчитаны $K_{кр}^* = f\left(\frac{E}{U_m}\right)$ и $K_I^* = f\left(\frac{E}{U_m}\right)$ (для случая $K_{кр0} = 10$), которые приведены на фиг. 4. Коэффициенты $K_{кр}$ и K_I уменьшаются при увеличении противо-э.д.с. Коэффициент усиления K_I может стать равным нулю или приобрести отрицательное значение. Характеристика управления может быть не только восходящей, как обычно, но и падающей.

Как максимальный, так и минимальный ток нагрузки уменьшаются при увеличении противо-э.д.с. Притом первый уменьшается быстрее, нежели второй. При очень большом значении противо-э.д.с. ток I_M приобретает меньшее значение, чем ток $I_{\mu м}$. Этим и объясняется отрицательный коэффициент усиления K_I .

Кривая $K_I^* = f\left(\frac{E}{U_m}\right)$ пересекает ось абсцисс при коэффициенте кратности

$$K_{кр}^* = \frac{1}{K_{кр0}}.$$

Это выражение получено из (15') для $K_I^* = 0$. Таким образом получается, что у магнитных усилителей с большим коэффициентом кратности $K_{кр0}$ режим работы с $K_I < 0$ наступает при более высоком значении противо-э.д.с. E .

Для области отрицательной обратной связи диаграммы напряжений, индукций и токов приведены на фиг. 5. Среднее значение тока управления

$$I_y = -\frac{1}{\pi} \left[\int_0^{\alpha_1} \frac{H_C l}{\omega_y} d\omega t + \int_{\alpha_1}^{\alpha} \frac{H_{CD} l}{\omega_y} d\omega t + \int_{\alpha}^{\alpha_2} i_y d\omega t + \int_{\alpha_2}^{\pi} \frac{H_C l}{\omega_y} d\omega t \right]. \quad (16)$$

Среднее значение тока нагрузки

$$I_n = \frac{1}{\pi} \left[\int_{\alpha_1}^{\alpha} i_{\mu} d\omega t + \int_{\alpha}^{\alpha_2} i d\omega t \right]. \quad (17)$$

На базе уравнений (16) и (17) выведено уравнение характеристики управления магнитного усилителя для области отрицательной обратной связи. При этом использованы следующие соотношения:

1) составляющая намагничивания тока нагрузки

$$i_{\mu} = \frac{2H_{CD} l}{\omega_p},$$

2) составляющая насыщения тока нагрузки

$$i = \frac{U_m \sin \omega t - E}{R + R_y \left(\frac{\omega_y}{\omega_p} \right)^2},$$

3) в интервале $\alpha \leq \omega t \leq \alpha_2$ справедливо уравнение

$$\frac{i \omega_p}{l} + \frac{i_y \omega_y}{l} = H_C.$$

Ток нагрузки магнитного усилителя в области отрицательной обратной связи:

$$I_n = \left[\frac{\alpha}{\pi} (I_{CD} - I_C) + I_C - I_y \right] \frac{\omega_y}{\omega_p} - \frac{\alpha_1}{\pi} (I_{CD} + 3I_C) \frac{\omega_y}{\omega_p}. \quad (18)$$

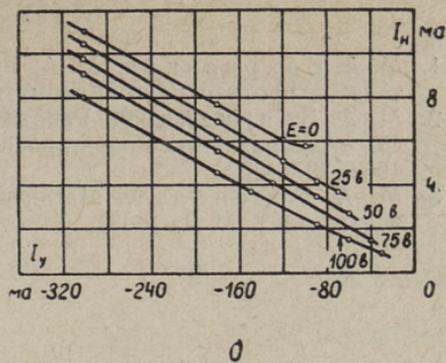
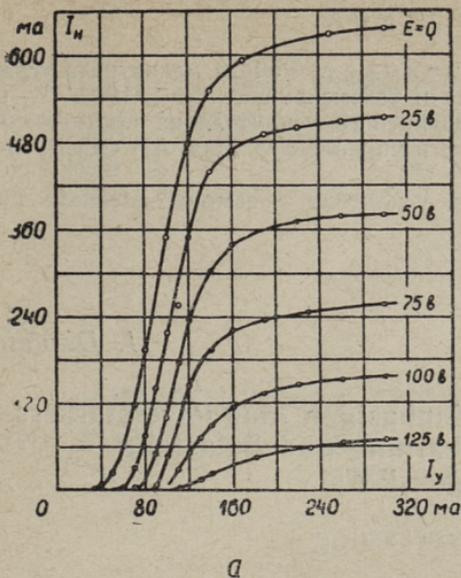
Когда противо-э.д.с. $E = 0$, то

$$I_{n0} = \left[\frac{\alpha}{\pi} (I_{CD} - I_C) + I_C - I_y \right] \frac{\omega_y}{\omega_p}$$

и

$$I_n = I_{n0} - \frac{\alpha_1}{\pi} (I_{CD} + 3I_C) \frac{\omega_y}{\omega_p}. \quad (19)$$

Из последнего уравнения видно:



Фиг. 6. Экспериментальные характеристики управления магнитного усилителя ТУМ-А4-11: а — область положительной обратной связи ($I_{cm} \neq 0$), б — область отрицательной обратной связи ($I_{cm} = 0$)

1) Характеристика управления при наличии противо-э.д.с. проходит ниже характеристики без противо-э.д.с.

2) Все характеристики управления в области отрицательной обратной связи прямые и параллельны.

На фиг. 6 приведены экспериментальные характеристики управления магнитного усилителя типа ТУМ-А4-11 отдельно для областей положительной и отрицательной обратной связи. В первом случае ампервитки смещения $I_{cm} \omega_{cm} = 8,25 a$, во втором $I_{cm} \omega_{cm} = 0$. В обоих случаях $\omega_y = 65$, вентили типа Д7Ж. Противо-э.д.с. создавалась машиной постоянного тока П-12М, скорость вращения и ток возбуждения которой поддерживались постоянными.

Полученные характеристики полностью подтверждают в теоретическом анализе сделанные выводы. Лишь при больших значениях противо-э.д.с. намечается смещение колена в области положительной обратной связи.

В результате исследования можно отметить:

1) Увеличение противо-э.д.с. причиняет смещение характеристики управления магнитного усилителя вправо в области положительной обратной связи, и вниз в области отрицательной обратной связи.

2) Коэффициент усиления по току уменьшается примерно пропорционально увеличению противо-э.д.с. При больших значениях противо-э.д.с. коэффициент усиления приобретает отрицательное значение.

3) Коэффициент кратности уменьшается примерно пропорционально увеличению противо-э.д.с.

1. М. А. Боярченков, М. А. Розенблат. Работа магнитного усилителя на противо-э.д.с. «Автоматика и телемеханика», № 1, 1962, 77—90.
2. М. А. Боярченков. Работа магнитного усилителя на противо-э.д.с. Сб. «Автоматическое регулирование и управление». Изд. АН СССР, М-Л 1962, 297—302.
3. М. А. Розенблат. Магнитные усилители с самонасыщением. Госэнергоиздат, М-Л 1963.

I. Davõdov

Das Betriebsverhalten des einphasigen Magnetverstärkers in Selbstsättigungsschaltung und Belastung mit Gegen-EMK

Zusammenfassung

In der Arbeit wird das Betriebsverhalten des einphasigen Magnetverstärkers in Selbstsättigungsschaltung und Belastung mit Gegen-EMK betrachtet. Bei den üblichen Annahmen erhält man Gleichungen zur Berechnung von Steuerkennlinie und Verstärkungsfaktor. Es ergibt sich, daß mit Vergrößerung der Gegen-EMK die Steuerkennlinie sich im Gebiet positiver Rückkopplung nach rechts und im Gebiet negativer Rückkopplung nach unten verschiebt. Dabei verringert sich der Verstärkungsfaktor.

УДК 621.34

И. В. Давыдов

ДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ДВИГАТЕЛЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА НА АКТИВНО-ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

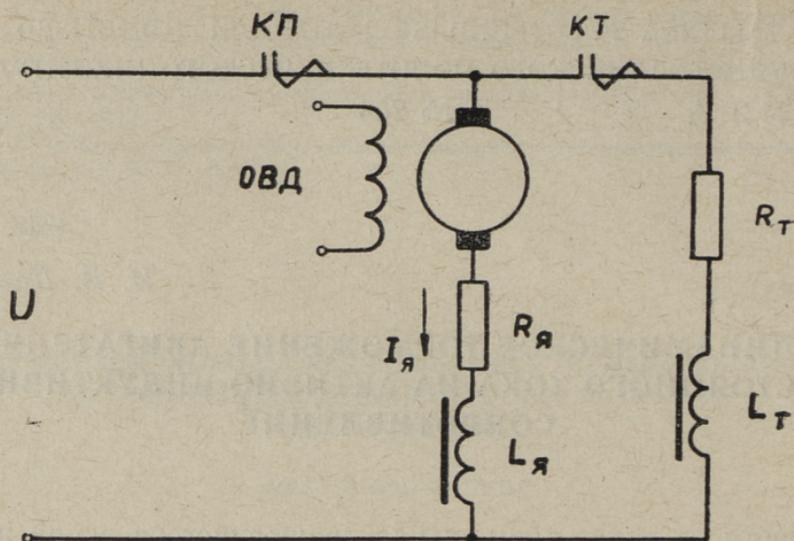
Одним из видов торможения вращающегося якоря и связанной с ним рабочей машины является динамическое торможение. Теории и практике электропривода известно динамическое торможение на активное сопротивление. Тормозной момент в таком случае пропорционален скорости вращения. Уменьшение активного сопротивления в процессе торможения увеличивает тормозной эффект, но схема управления усложняется. Включение же последовательно или параллельно с активным сопротивлением значительной по величине индуктивности позволяет сократить время торможения, не усложняя при том схемы управления.

С целью выявления эффекта динамического торможения на активно-индуктивное сопротивление и определения величины необходимой индуктивности, был проделан приведенный в настоящей статье анализ. Производится теоретическое и экспериментальное сравнение с динамическим торможением на активное сопротивление. Рассматривается процесс торможения двигателя постоянного тока независимого возбуждения без учета статистического момента, потерь и реакции якоря и при $L = \text{const}$.

На фиг. 1 изображена принципиальная схема. После отключения контактора КП и включения КТ переходный процесс описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} 0 &= I_{\text{я}} R + L \frac{dI_{\text{я}}}{dt} + C \omega, \\ C I_{\text{я}} &= J \frac{d\omega}{dt}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $I_{\text{я}}$ — ток якоря,



Фиг. 1. Принципиальная схема

- $R = R_{я} + R_{т}$ — суммарное сопротивление цепи якоря,
 $L = L_{я} + L_{т}$ — суммарная индуктивность цепи якоря,
 $C = \frac{E}{\omega} = \frac{M}{I_{я}}$ — постоянная,
 ω — угловая скорость,
 J — момент инерции,
 E — э.д.с. двигателя,
 M — момент двигателя.

На фиг. 1 указанное направление тока $I_{я}$ принято за положительное.

Переходный процесс может быть аperiodическим или колебательным. Оба случая рассматриваются, притом более подробно колебательный переходный процесс, как процесс, представляющий наибольший интерес.

В критическом случае аperiodический переходный процесс имеет минимальную длительность. Ток якоря

$$I_{я} = -\frac{C \omega_0}{L} t e^{-\frac{t}{T}}, \quad (2)$$

где ω_0 — начальная угловая скорость,

$$T = \frac{2L}{R} = \frac{JR}{2C^2} — \text{постоянная.} \quad (3)$$

Максимальный ток якоря наступает в момент $t_m = T$ и имеет значение

$$I_{\text{ям}} = -\frac{C \omega_0 T}{eL} = -\frac{2C \omega_0}{eR}. \quad (4)$$

При торможении на активное сопротивление максимальный ток

$$I'_{\text{ям}} = -\frac{C \omega_0}{R'} = -\frac{J \omega_0}{C T_{\text{эм}}}, \quad (5)$$

а электромеханическая постоянная времени

$$T_{\text{эм}} \frac{J R'}{C^2}, \quad (6)$$

где R' — активное сопротивление цепи для случая $L = 0$.

Принимая во внимание (5), можно сказать, что ток $I_{\text{ям}}$ составляет $\frac{2}{e} \cdot 100 = 73,5\%$ от того значения максимального тока, который имел бы место при торможении на активное сопротивление такой же величины. При равном максимальном токе активное сопротивление цепи в случае торможения на активно-индуктивное сопротивление

$$R = \frac{2}{e} R'.$$

Теперь электромеханическая постоянная времени

$$T_{\text{эм}} = e \cdot \frac{J R}{2C^2} = eT, \quad (7)$$

что получено с учетом (3).

Из (1) угловая скорость

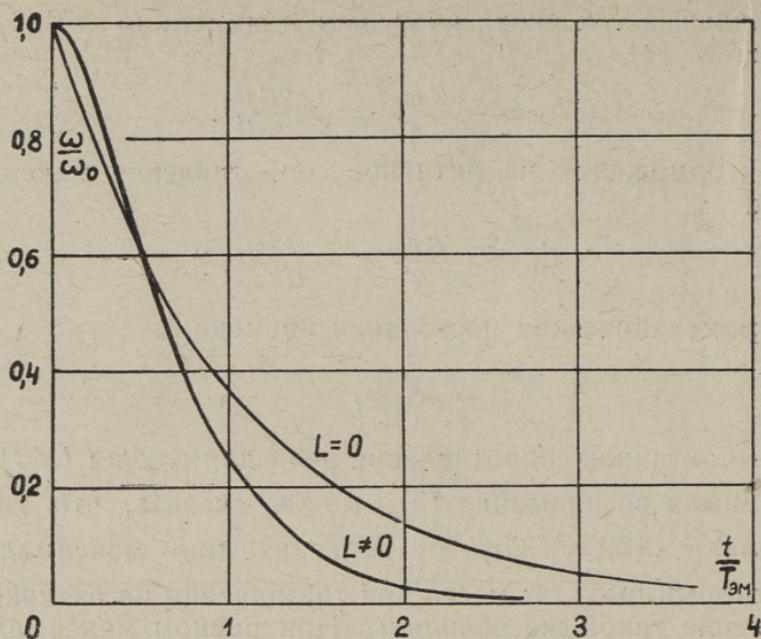
$$\omega = \omega_0 \left(\frac{t}{T} + 1 \right) e^{-\frac{t}{T}}. \quad (8)$$

Заменив T на $T_{\text{эм}}$ из (7), получим

$$\omega = \omega_0 \left(e^{\frac{t}{T_{\text{эм}}}} + 1 \right) e^{-e \frac{t}{T_{\text{эм}}}},$$

что дает возможность сравнить переходный процесс с экспоненциальным.

На фиг. 2 приведены расчетные зависимости $\frac{\omega}{\omega_0} = f\left(\frac{t}{T_{\text{эм}}}\right)$ для случая торможения двигателя на активное сопротивление ($L = 0$) и на активно-индуктивное сопротивление ($L \neq 0$). Видно, что во втором случае скорость спадает быстрее. Если



Фиг. 2. Аперодический переходный процесс

считать, что в первом случае переходный процесс закончится за время $4T_{эм}$, то во втором случае на то потребуется время $2,1T_{эм}$.

При экспоненциальном переходном процессе ток имеет большое значение лишь в начале процесса в течение относительно короткого времени. Чем больше ток, тем интенсивнее происходит превращение кинетической энергии в тепловую. Поэтому желательно иметь большой ток в течение возможно длительного промежутка времени, что достигается придачей кривой тока характера затухающей синусоиды.

Другой вид приобретает также механическая характеристика, которая в относительных единицах может быть рассчитана следующим образом.

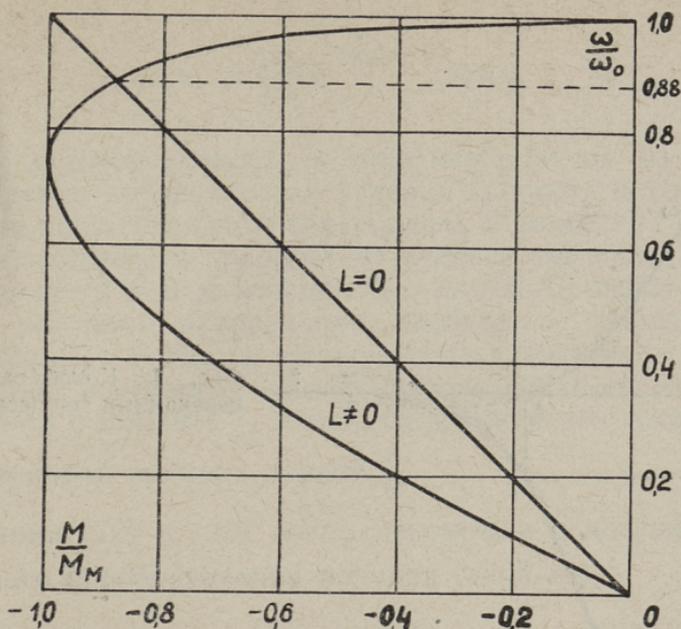
После умножения и деления (2) на T и учета (4) ток якоря

$$I_{я} = I_{ям} \frac{t}{T} e^{1 - \frac{t}{T}}$$

Для двигателя независимого возбуждения

$$\frac{M}{M_m} = \frac{I_{я}}{I_{ям}} = \frac{t}{T} e^{1 - \frac{t}{T}}$$

где M_m — максимальный момент.



Фиг. 3. Механические характеристики двигателя при аperiodическом переходном процессе

Из (8)

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \left(\frac{t}{T} + 1 \right) e^{-\frac{t}{T}}.$$

Задаваясь рядом значений $\frac{t}{T}$, рассчитаны $\frac{M}{M_m}$ и $\frac{\omega}{\omega_0}$ и построена механическая характеристика в относительных единицах (фиг. 3). На фиг. 3 нанесена также механическая характеристика для случая $L=0$. Как видно при $L \neq 0$, тормозной момент будет больше в диапазоне от $\frac{\omega}{\omega_0} = 0,88$ до остановки двигателя.

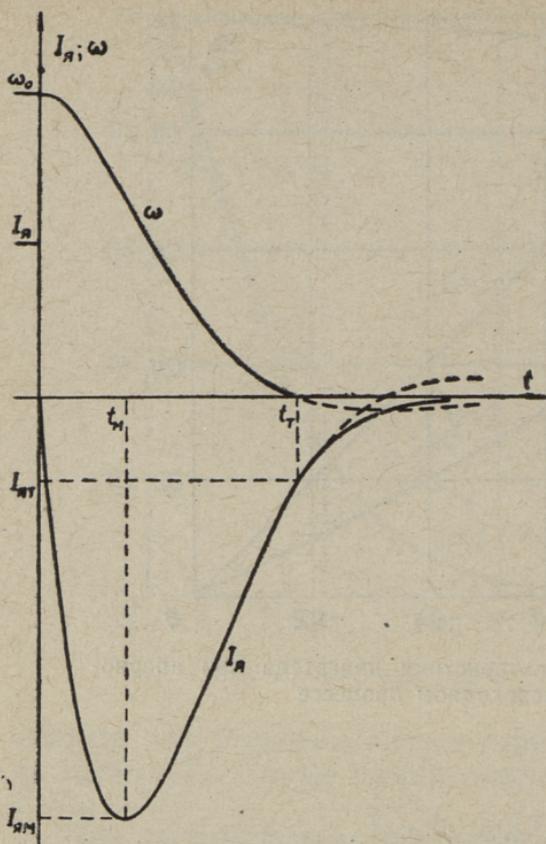
Далее рассмотрим более подробно колебательный переходный процесс, дающий большее сокращение времени торможения, чем аperiodический.

Из (1) угловая скорость при колебательном переходном процессе

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{\delta^2}{\Omega^2}} e^{-\delta t} \sin(\Omega t + \varphi), \quad (9)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\delta = \frac{R}{2L}, \quad \Omega_0 = \frac{C^2}{JL}, \quad \Omega = \sqrt{\Omega_0^2 - \delta^2} \quad \text{и} \quad \varphi = \text{arcctg} \frac{\delta}{\Omega}. \quad (9')$$



Фиг. 4. Колебательный переходный процесс

Функция $\omega(t)$ приобретает бесконечно много раз нулевое значение, но нас будет интересовать лишь первый его проход через нуль. Этому соответствует время

$$t_{\tau} = \frac{\pi - \varphi}{\Omega}. \quad (10)$$

Из (1) ток якоря при колебательном переходном процессе

$$I_{\text{я}} = -\frac{C \omega_0}{L \Omega} e^{-\delta t} \sin \Omega t. \quad (11)$$

Максимальный ток якоря наступает в момент $t_m = \frac{\varphi}{\Omega}$ и имеет значение

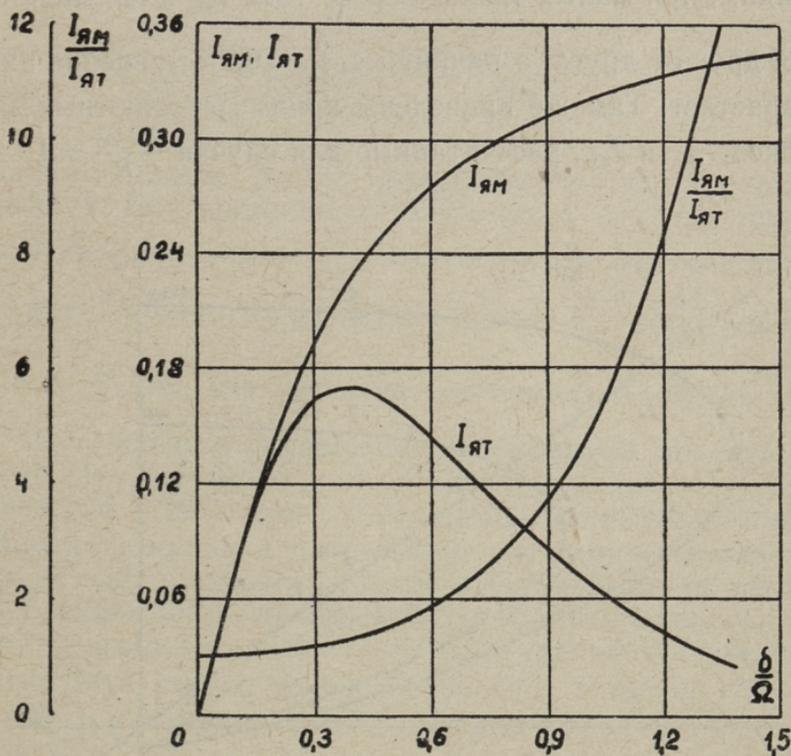
$$I_{\text{ям}} = -\frac{C \omega_0}{L \Omega} e^{-\frac{\delta}{\Omega} \varphi} \sin \varphi. \quad (12)$$

Моменту t_{τ} соответствует ток якоря

$$I_{ят} = -\frac{C \omega_0}{L \Omega} e^{-\frac{\delta}{\Omega}(\pi - \varphi)} \sin \varphi. \quad (13)$$

Кривые угловой скорости и тока изображены на фиг. 4. При отсутствии нелинейностей угловая скорость и ток якоря изменяются по затухающим синусоидам. В момент t_T угловая скорость в первый раз приобретает нулевое значение, а затем может произойти реверс машины. Но для того, чтобы развернуть ее в обратном направлении, необходимо определенное значение тока $I_{я}$. Когда $I_{ят}$ меньше этого значения, то реверса не произойдет и время t_T можно считать временем торможения. Начиная с момента t_T ток $I_{я}$ будет затухать аperiodически с постоянной времени равной $\frac{L}{R}$.

Уравнения (12) и (13) после умножения и деления на $\frac{\delta}{\Omega}$ и некоторого преобразования получают такой вид:



Фиг. 5. Зависимость $I_{ям}/I_{ят}$, $I_{ям}$ и $I_{ят}$ от $\frac{\delta}{\Omega}$

$$I_{\text{ям}} = -\frac{2C\omega_0}{R} \cdot \frac{\delta}{\Omega} e^{-\frac{\delta}{\Omega}\varphi} \sin \varphi \quad (14)$$

и

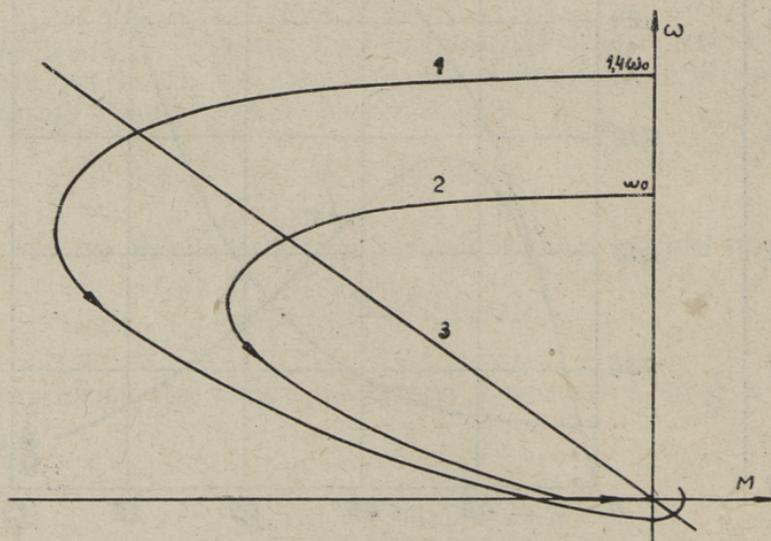
$$I_{\text{ят}} = -\frac{2C\omega_0}{R} \cdot \frac{\delta}{\Omega} e^{-\frac{\delta}{\Omega}(\pi-\varphi)} \sin \varphi. \quad (15)$$

Токи $I_{\text{ям}}$ и $I_{\text{ят}}$ при постоянных значениях величин C , ω_0 и R являются функциями от $\frac{\delta}{\Omega}$. Если и $J = \text{const}$, то токи $I_{\text{ям}}$ и $I_{\text{ят}}$ в конечном счете зависят от индуктивности L .

Отношение указанных токов

$$\frac{I_{\text{ям}}}{I_{\text{ят}}} = e^{\frac{\delta}{\Omega}(\pi-2\varphi)}$$

является функцией от $\frac{\delta}{\Omega}$. На фиг. 5 приведена эта функция. Как видим, при малых значениях $\frac{\delta}{\Omega}$ токи $I_{\text{ям}}$ и $I_{\text{ят}}$ мало отличаются друг от друга, а начиная с $\frac{\delta}{\Omega} \approx 0,7$ отношение их резко возрастает. Там же приведены кривые абсолютных значений токов $I_{\text{ям}}$ и $I_{\text{ят}}$, рассчитанные для случая $\frac{2C\omega_0}{R} = 1$.



Фиг. 6. Механические характеристики двигателя при колебательном переходном процессе

Механическая характеристика имеет вид спирали (фиг. 6), причем для каждой начальной скорости торможения будет своя спираль. Когда параметры схемы подобраны так, что реверса не произойдет, то спираль кончается на оси абсцисс, а рабочая точка будет передвигаться к началу координат.

Механическую характеристику легко построить по уравнениям (9) и (11), задаваясь рядом значений времени t и имея в виду пропорциональность момента торможения и тока.

Как уже указывалось, для получения надлежащего переходного процесса необходимо правильно подобрать параметры цепи. Задаваясь значениями тока $I_{\text{ям}}$ и отношения $\frac{\delta}{\Omega}$, из (14) сопротивление цепи якоря

$$R = \frac{2C \omega_0}{I_{\text{ям}}} \cdot \frac{\delta}{\Omega} e^{-\frac{\delta}{\Omega} \varphi} \sin \varphi. \quad (16)$$

На базе первых трех уравнений из (9') и использования (16) получим для индуктивности цепи якоря:

$$L = \frac{J \omega_0^2}{I_{\text{ям}}^2} \left(1 + \frac{\delta^2}{\Omega^2}\right) e^{-2 \frac{\delta}{\Omega} \varphi} \sin^2 \varphi. \quad (17)$$

Таким образом расчет индуктивности не представляет трудностей. При постоянных значениях J , ω_0 и $I_{\text{ям}}$ индуктивность зависит только от $\frac{\delta}{\Omega}$. Поскольку эта функция сложная,

то на фиг. 7 приведена расчетная кривая $L = f\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)$ для случая

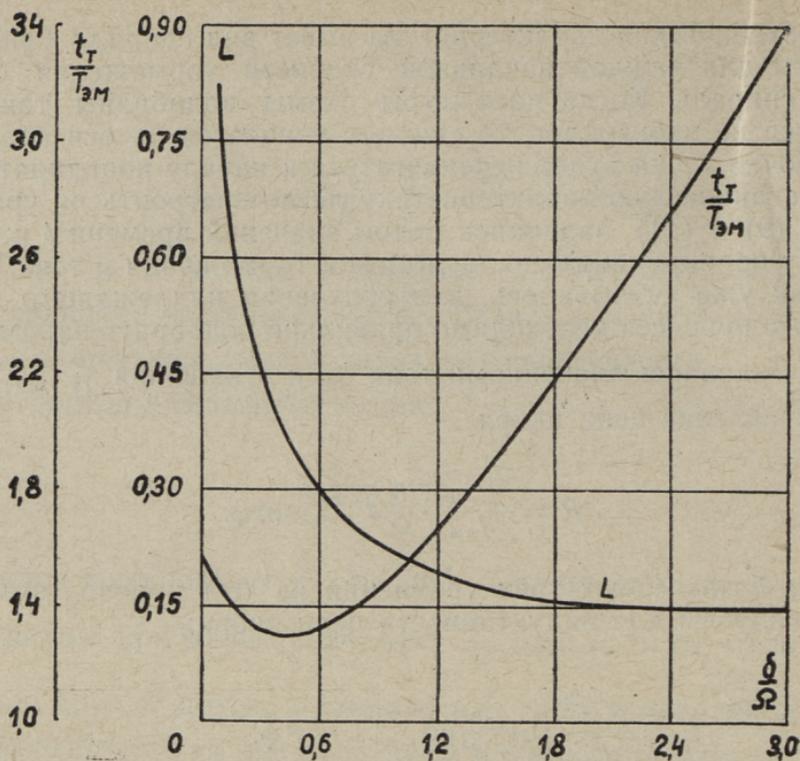
$\frac{J \omega_0^2}{I_{\text{ям}}^2} = 1$. Видно, что увеличение отношения $\frac{\delta}{\Omega}$ выше $\sim 1,5$ не

дает значительного сокращения необходимой индуктивности. Увеличивать затухание можно только с целью предотвращения реверса, а не с целью уменьшения габаритов дросселя.

Момент инерции и допустимый ток якоря примерно пропорциональны мощности двигателя. Следовательно, индуктивность L уменьшается примерно обратно пропорционально мощности тормозируемого двигателя (при заданном значении ω_0).

Используя первое уравнение из (9'), а также (16), (17), (5), (10) и учитывая $I_{\text{ям}} = I'_{\text{ям}}$, можно после преобразования получить:

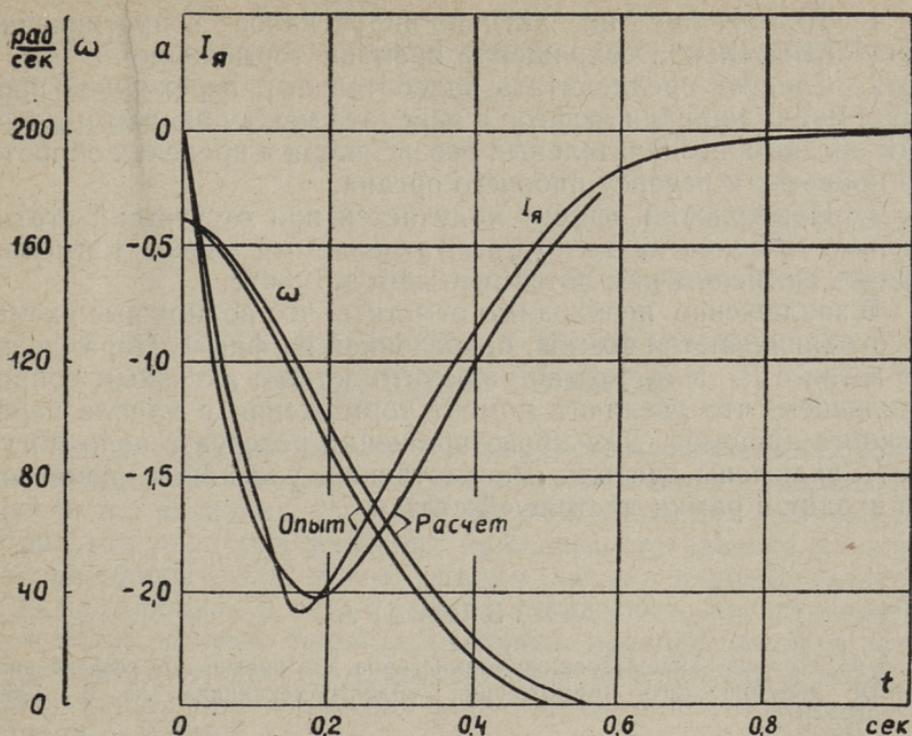
$$\frac{t_{\tau}}{T_{\text{эм}}} = (\pi - \varphi) \left(1 + \frac{\delta^2}{\Omega^2}\right) e^{-\frac{\delta}{\Omega} \varphi} \sin \varphi.$$



Фиг. 7. Зависимость L и $\frac{t_T}{T_{эм}}$ от $\frac{\delta}{\Omega}$

Функция $\frac{t_T}{T_{эм}} = f\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)$ показана на фиг. 7 и имеет минимум при $\frac{\delta}{\Omega} \approx 0,4-0,5$. При таком отношении $\frac{\delta}{\Omega}$ токи $I_{ям}$ и $I_{ят}$ весьма мало отличаются и ввиду реверса двигателя минимум функции $\frac{t_T}{T_{эм}} = f\left(\frac{\delta}{\Omega}\right)$ не может быть использован. Если же $\frac{\delta}{\Omega} > 3$, то отношение $\frac{t_T}{T_{эм}} > 3,4$ и торможение на активно-индуктивное сопротивление теряет свой смысл.

Экспериментальная проверка вышеизложенного проводилась на базе двигателя со следующими номинальными данными: $P_n = 0,15$ квт, $U_n = 220$ в, $I_n = 1,3$ а, $n_n = 2500$ об/мин, $J = 0,003$ кгм². Возбуждение независимое ($I_b = 0,33$ а), нагрузка отсутствовала. Индуктивность в цепи якоря $L = 4,25$ гн, сопротивление $R = 38,5$ ом, чем достигался переходный процесс колебательного характера. Начальная угловая скорость $\omega_0 = 167,5$ рад/сек. Расчетное время торможения $t_T = 0,545$ сек и ток $I_{ям} = 2,01$ а.



Фиг. 8. Экспериментальный и расчетный переходные процессы

Было снято несколько осциллограмм переходного процесса, из которых выяснилось, что время t_T находится в пределах 0,47—0,5 сек, а ток $I_{ям}$ в пределах 2,02—2,08 а (фиг. 8).

В одних случаях якорь останавливался без колебаний, в других же случаях якорь в течение короткого времени вращался в обратном направлении со скоростью не более $0,03\omega_0$. Угол, проделанный якорем в обратном направлении, не превышает $1,3\pi$. Расчетное время t_T больше опытного в силу неучета механических потерь двигателя.

Для сравнения тот же двигатель при тех же условиях ($I_B = 0,33$ а, $\omega_0 = 167,5$ рад/сек) тормозился на активное сопротивление ($R' = 58,7$ ом). Время торможения 0,82 сек при токе $I'_{ям} = 1,95—1,98$ а оказалось в 1,6—1,7 раз больше.

Дроссель специально не изготовлялся, а необходимая индуктивность $L = 4,25$ гн была получена путем изменения воздушного зазора имеющегося дросселя. Поскольку последний не соответствовал условию оптимальности, то вес и габариты его не приводятся.

На основе проделанной работы можно сделать следующие выводы.

1. Торможение на активно-индуктивное сопротивление дает значительное сокращение времени торможения.

2. Следует предпочитать колебательный переходный процесс. Ввиду наличия люфтов в передаче между якорем и рабочим органом, незначительный реверс якоря в пределах оборота не приведет к реверсу рабочего органа.

3. Наибольший эффект получается при отсутствии статического момента на валу. Рассматриваемый способ торможения не применим при потенциальном моменте.

В заключение необходимо отметить, что возможные схемы не ограничиваются схемой, приведенной на фиг. 1. Параллельно ветви с R_T и L_T можно включить ветвь с активным сопротивлением, что увеличит момент торможения в начале переходного процесса. Для предотвращения реверса в цепь могут быть включены вентили. Рассмотрение указанных вопросов не входит в рамки настоящей статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Бочев. Использование термисторов для повышения эффективности динамического торможения. «Электромеханика» № 9, 1966, 1019—1023.
2. В. П. Андреев, Ю. А. Сабинин. Основы электропривода. Госэнергоиздат, Москва—Ленинград 1963.

I. Davõdov

Dynamische Bremsung des Gleichstromnebenschluß- motors mit über Wirkwiderstand und Induktivität kurzgeschlossenem Anker

Zusammenfassung

In der Arbeit wird der Bremsvorgang des Gleichstromnebenschlußmotors betrachtet. Der Anker wird von der Stromquelle getrennt und an einen Stromkreis geschaltet, der aus einem Wirkwiderstand und einer großen Induktivität besteht im Vergleich zur Summe der Anker- und Wendepolinduktivitäten. Der Ausgleichsvorgang verläuft entweder periodisch oder aperiodisch. In der Arbeit werden beide Betriebsfälle untersucht und mit dem Ausgleichsvorgang ohne Induktivität verglichen. Infolge des größeren Bremsmomentes verkürzt sich die Bremszeit fast auf die Hälfte.

УДК 621.3.042.4.001.24:538.212

В. В. Лойгом, Х. А. Саккос

К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ ПРОВОДИМОСТЕЙ ВОЗДУШНЫХ ЗАЗОРОВ

При расчете магнитных проводимостей воздушных зазоров по методике Б. К. Буля [1] учитывается влияние ширины полюсов на величину удельной боковой проводимости зазора. При этом величина удельной проводимости зависит от отношения длины ребра к воздушному зазору и представляется для пользования в виде графика. Аналогично представляется семейство кривых боковых удельных проводимостей в зависимости от отношения длины боковой поверхности к воздушному зазору и от отношения величины координаты поля к воздушному зазору.

В некоторых случаях такое представление удельных проводимостей затрудняет использование данного метода, особенно в случае, когда в представленном семействе кривых не оказывается нужной и приходится интерполировать необходимую зависимость, а также при расчете магнитных цепей на ЭЦВМ.

В таких случаях более удобными являются формулы, которые с определенной точностью описывают результаты эксперимента.

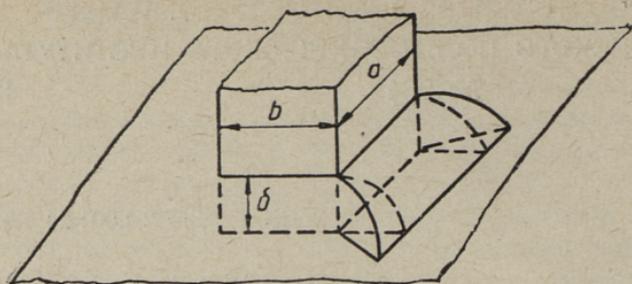
Ниже предлагаются формулы для расчета проводимостей прямоугольных полюсов. Формулы получены в результате обработки экспериментальных данных Б. К. Буля [1].

Прямоугольные полюса Формулы для случая полюс-плоскость

1. Проводимость между одним ребром a торца полюса и плоскостью (фиг. 1)

$$G_{\text{рта}} = \frac{0,4\mu_0 a}{7 \sqrt{\frac{a}{\delta}}}, \quad \text{если } \frac{a}{\delta} = 2 \dots 14, \quad (1)$$

или



Фиг. 1

$$G_{рта} = \mu_0 a \left(0,388 - 0,0125 \frac{a}{\delta} \right), \text{ если } \frac{a}{\delta} = 2 \dots 7, \quad (2)$$

или

$$G_{рта} = \mu_0 a \left(0,325 - 0,0036 \frac{a}{\delta} \right), \text{ если } \frac{a}{\delta} = 7 \dots 14. \quad (3)$$

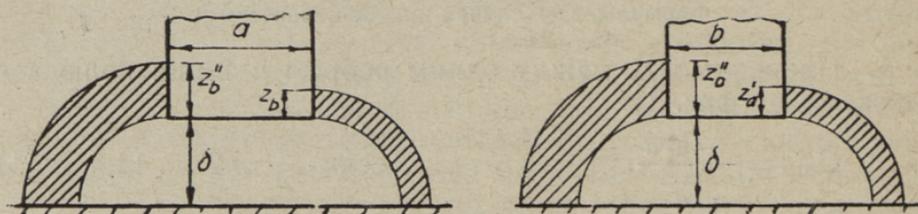
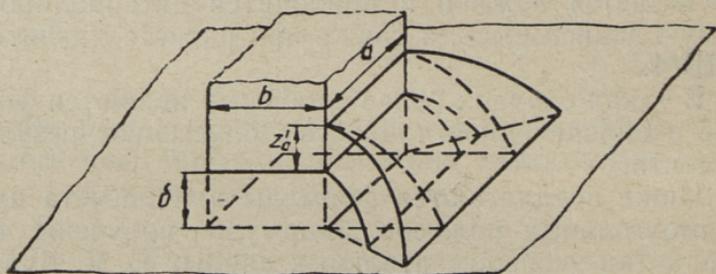
2. Проводимость между ребром b торца полюса и плоскостью рассчитывается по формулам 1, 2 или 3, подставляя в формулы длину ребра b вместо a .

3. Полная проводимость для четырех ребер полюса

$$G_{рт} = 2(G_{рта} + G_{ртb}). \quad (4)$$

4. Проводимость между боковой гранью полюса и плоскостью на высоте координаты поля z_a (фиг. 2).

Фиг. 2



Фиг. 3

$$G'_{za} = \frac{1,2\mu_0 a \sqrt{\frac{z'_a}{\delta}}}{4 \sqrt{\frac{a}{\delta}}}, \quad \text{если } \frac{a}{\delta} = 2,5 \dots 20 \quad (5)$$

и $\frac{z}{\delta}$ находится в пределах, указанных в табл. 1.

Таблица 1

a/δ	2,5	3,0	4,0	6,0	10	15	20
z/δ	0...8	0...9	0...11	0...13	0...18	0...20	0...20

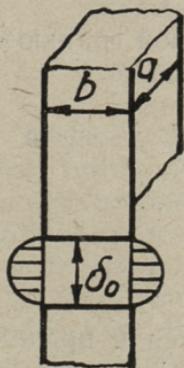
5. При расчете проводимости G''_{za} (фиг. 3), а также проводимостей G'_{zb} и G''_{zb} необходимо в формулу 5 подставить соответствующие координаты поля и длину ребра.

6. Полная проводимость между боковыми гранями по периметру полюса (для четырех граней) и плоскостью

$$G_z = G'_{za} + G''_{za} + G'_{zb} + G''_{zb}. \quad (6)$$

Формулы для случая полюс-полюс

1. Проводимость одного ребра a торцевой поверхности (фиг. 4)



Фиг. 4

$$G_{\text{прта}} = \frac{0,2\mu_0 a}{7 \sqrt{\frac{2a}{\delta_0}}}, \quad \text{если } \frac{2a}{\delta_0} = 2 \dots 14, \quad (7)$$

или

$$G_{\text{прта}} = 0,5\mu_0 a \left(0,388 - 0,0125 \frac{2a}{\delta_0} \right), \text{ если } \frac{2a}{\delta_0} = 2 \dots 7, \quad (8)$$

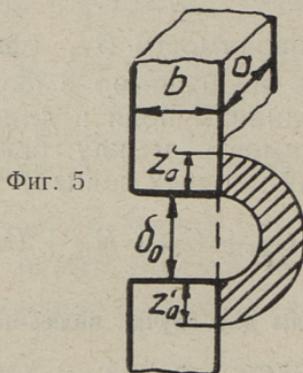
или

$$G_{\text{прта}} = 0,5\mu_0 a \left(0,325 - 0,0036 \frac{2a}{\delta_0} \right), \text{ если } \frac{2a}{\delta_0} = 7 \dots 14. \quad (9)$$

2. Проводимость между ребром b торца полюса рассчитывается по формулам 7, 8 или 9, подставляя в формулы длину ребра b вместо a .

3. Полная проводимость для четырех ребер

$$G_{\text{прт}} = 2(G_{\text{прта}} + G_{\text{пртб}}). \quad (10)$$

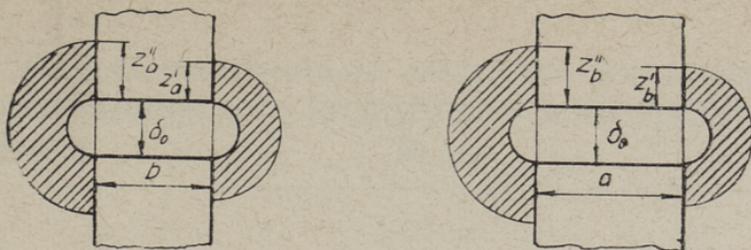


4. Проводимость между боковой гранью a на высоте координаты поля z_a' (Фиг. 5)

$$G'_{\text{пза}} = \frac{0,6\mu_0 a \sqrt{\frac{2z'_a}{\delta_0}}}{4 \sqrt{\frac{2a}{\delta_0}}}, \quad (11)$$

если $\frac{2a}{\delta_0} = 2,5 \dots 20$ и $\frac{2z'_a}{\delta_0}$ находится в пределах, указанных в таблице 1. При этом необходимо в таблице 1 заменить отношение $\frac{a}{\delta}$ на $\frac{2a}{\delta_0}$ и $\frac{z}{\delta}$ на $\frac{2z'_a}{\delta_0}$.

5. При расчете проводимостей $G''_{\text{пза}}$, $G'_{\text{пзб}}$ и $G''_{\text{пзб}}$ необходимо в формулу (11) подставить соответствующие координаты поля и длины ребер (Фиг. 6).



Фиг. 6

6. Полная проводимость между боковыми гранями двух полюсов

$$G_{nz} = G'_{nza} + G''_{nza} + G'_{nzb} + G''_{nzb}. \quad (12)$$

Предлагаемые формулы для расчета боковых проводимостей совпадают с точностью не ниже 5% с кривыми Б. К. Буля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. К. Буль. Основы теории и расчета магнитных цепей. «Энергия», Москва—Ленинград 1964.

V. Loigom, H. Sakkos

Zur Berechnung der magnetischen Leitfähigkeiten der Luftspalten

Zusammenfassung

Im gegebenen Artikel «Zur Berechnung der magnetischen Leitfähigkeiten der Luftspalten» wird eine von B. K. Bul ausgearbeitete Berechnungsmethodik der magnetischen Leitfähigkeiten des Luftspalts beschrieben. Die grafisch-analytische Berechnungsmethodik wird durch die analytischen Formeln ersetzt. Die erhaltenen Formeln ermöglichen im Vergleich zur Berechnungsmethodik von B. K. Bul die Berechnungen mit Genauigkeit bis zu 5% durchzuführen.

УДК 621.375.6

Г. К. Самолевский

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАШИННОГО УСИЛИТЕЛЯ С ПРОДОЛЬНОМ ПОЛЕМ В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

В современных системах автоматического регулирования находят широкое применение электромашинные каскадные схемы, как например ЭМУ с поперечным и продольным полем. Подобные установки во многих случаях работают в повторно-кратковременном режиме. Характерным является обстоятельство, что в этом режиме статические характеристики ЭМУ существенно зависят от температуры нагрева их цепей. [1, 2].

Следует подчеркнуть, что на динамический режим работы многоступенчатых усилителей при различных температурных состояниях их каскадов сильное влияние оказывают явления, присущие лишь отдельным каскадам или их частям. К числу подобных явлений относится влияние вихревых токов в магнитопроводе ЭМУ в динамических режимах, когда м.д.с. задающей обмотки непостоянна.

В зависимости от температурного состояния многоступенчатых усилителей воздействие вихревых токов сказывается на их динамическом режиме различным образом, однако в опубликованных до сих пор работах исследование температурной зависимости параметров ЭМУ в динамическом режиме с учетом влияния вихревых токов не проводилось.

Эта задача ставится в данной работе, причём в качестве исследуемой электромашинной каскадной схемы принимается трехступенчатый ЭМУ с продольным полем.

Схема усилителя полагается известной и в данной статье не приводится.

При анализе переходных процессов электромашинных усилителей во многих случаях влияние вихревых токов не учитывается. Если принять во внимание, что магнитопровод ЭМУ обычно шихтуется, то можно действительно допустить, что магнитные потоки, наведенные вихревыми токами в шихтованном магнитопроводе, не оказывают непосредственно существенного влияния на магнитный поток главных полюсов.

Однако в действительности в динамическом режиме, при изменении токов I_{13} , I_{24} и I_3 , в усилителе влияние вихревых токов сказывается через процесс коммутации, а именно, следующим образом. В магнитопроводе добавочных полюсов наводятся вихревые токи, воздействующие демпфирующе на коммутирующий поток добавочных полюсов. Вследствие этого при переходном процессе многоступенчатого ЭМУ коммутирующий поток добавочных полюсов меняется замедленно. Это явление существенно влияет на коммутацию усилителя, так как ослабление коммутирующего потока добавочных полюсов приводит в динамическом режиме к замедлению коммутации. В свою очередь, при замедленной коммутации намагничивающей силой коммутационных токов наводятся их магнитные потоки, направленные по оси главных полюсов (в первой ступени по оси полюсов I—III, во второй ступени по оси полюсов II—IV и в третьей ступени по оси смежных полюсов) и действующие встречно главным магнитным потокам.

Действие реакции коммутационных токов существенно зависит от температуры нагрева усилителя и особенно от температуры переходного щеточного контакта его первой и второй ступени.

Следовательно, на переходный процесс усилителя при различных температурных режимах ЭМУ оказывают воздействие совокупности влияния вихревых токов и реакции коммутационных токов.

Как известно, значение добавочного коммутационного тока определяется результирующей э.д.с. в короткозамкнутой секции и полным сопротивлением коммутируемой секции:

$$i_K = \frac{\Sigma e}{r_c}. \quad (1)$$

$$\Sigma e = e_L + e_M + e_T - e_K. \quad (2)$$

Здесь: e_L — э.д.с. самоиндукции;
 e_M — э.д.с. взаимной индукции;
 e_T — трансформаторная э.д.с.;
 e_K — коммутирующая э.д.с.

Если в установившемся режиме усилителя в рассматриваемой ступени соответствующей настройкой добавочных полюсов обеспечена прямолинейная коммутация, то в этом случае коммутирующую э.д.с. примем как номинальную $e_K = e_{KH}$.

Однако при переходном режиме, вследствие замедления коммутации и демпфирующего влияния вихревых токов $e_K < e_{KH}$, добавочный коммутационный ток имеет значение, определяемое выражением (1).

Зависимость полного сопротивления коммутируемой секции r_c от температуры имеет нелинейный характер и определяется графоаналитически способом, изложенным в [1]. Как правило, полное сопротивление коммутируемой секции уменьшается нелинейно с возрастанием температуры, в связи с нелинейным уменьшением сопротивления переходного щеточного контакта.

Следовательно, в переходных режимах с увеличением температуры нагрева увеличивается размагничивающее действие добавочного коммутационного тока, возникающего вследствие замедления коммутации под демпфирующим влиянием вихревых токов в магнитопроводе добавочных полюсов.

Для выявления температурной зависимости параметров усилителя в динамическом режиме, т. е. в случае, когда м.д.с. задающей обмотки меняется в функции времени, составим систему уравнений равновесия напряжений цепей ЭМУ, э.д.с. вращения, э.д.с. само- и взаимоиндукции, исходя из схемы усилителя с последовательной обмоткой самовозбуждения.

При этом примем следующие допущения:

- магнитная система усилителя симметрична и ненасыщена;
- остаточное намагничивание не учитывается;
- скорость вращения постоянна;
- потоки рассеяния меняются по одинаковому закону с полезным потоком;
- температура всех точек усилителя в данный момент времени принимается одинаковой;
- допускается кусочно-линейная аппроксимация кривых намагничивания каскадов.

Ввиду того, что на динамический режим трехступенчатого усилителя при различных температурных состояниях его основное влияние оказывают вихревые и коммутационные токи первой и второй ступени, задача определения температурной зависимости параметров усилителя сводится к решению упрощенной системы уравнений, описывающей зависимости скорости нарастания э.д.с. в цепи 2—4 от м.д.с. управления и параметров рассматриваемых каскадов.

С учетом сказанного и в пренебрежении постоянной времени обмотки возбуждения, система уравнений переходного процесса первых двух ступеней ЭМУ приобретает вид:

$$\left[1 + K'_d + \left(T_y - \frac{K_{24}}{K_R} T_{24} \right) p \right] \varphi_{13} - \left(K_{24} + \frac{K'_d}{K_{13}} T_{13} p \right) \varphi_{24} - \frac{K'_d}{K_{d13}} T_{d13} p \varphi_{d13} + \frac{K_{24}}{K_{d24}} T_{d24} p \varphi_{d24} = \frac{K_y U_y}{c}, \quad (3)$$

$$\left(K_{13} - \frac{K_{\partial}''}{K_{\kappa}} T_{24} p \right) \varphi_{13} - [1 + K_{\partial}'' + T_{13} p] \varphi_{24} - \\ - \frac{K_{13}}{K_{d13}} T_{d13} p \varphi_{d13} + \frac{K_{\partial}''}{K_{d24}} T_{d24} p \varphi_{d24} = 0, \quad (4)$$

$$K_d' \varphi_{13} - \frac{K_d'}{K_{13}} T_{13} p \varphi_{24} - \left(1 + \frac{K_d'}{K_{d13}} T_{d13} p \right) \varphi_{d13} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{K_d''}{K_{\kappa}} T_{24} p \varphi_{13} + K_d'' \varphi_{24} - \left(1 + \frac{K_d''}{K_{d24}} T_{d24} p \right) \varphi_{d24} = 0. \quad (6)$$

В исходных уравнениях (3) . . . (6) введены следующие обозначения:

U_y — напряжение, приложенное к задающей обмотке управления;

$\varphi_{13}; \varphi_{24}; \varphi_{d13}; \varphi_{d24}$ — магнитные потоки главных полюсов 1 и 2 ступени, добавочных полюсов 1 и 2 ступени — соответственно;

c — коэффициент пропорциональности между э.д.с. и потоком, принимаемый одинаковым для всех ступеней ЭМУ;

коэффициенты и постоянные времени:

$K_y; T_y$ — обмотки управления;

$K_{13}; T_{13}$ — цепи щеток 1—3;

$K_{24}; T_{24}$ — цепи щеток 2—4;

K_{κ} — компенсационной обмотки;

$K_{d13}; T_{d13}$ — добавочных полюсов первой ступени;

$K_{d24}; T_{d24}$ — добавочных полюсов второй ступени;

K_{∂}' ; K_{∂}'' — коэффициенты, учитывающие действия коммутационных токов первой и второй ступени;

K_d' ; K_d'' — коэффициенты, учитывающие демпфирование коммутирующего потока добавочных полюсов первой и второй ступени. Демпфирование коммутирующего потока добавочных полюсов рассчитывается по методике, изложенной в [3].

Решение системы уравнений (3) . . . (6) относительно магнитного потока $\varphi_{24}(p)$, а следовательно и э.д.с. $e_{24}(p) = c \varphi_{24}(p)$, приводит к выражению:

$$e_{24}(p) = \frac{B_0 p^2 + B_1 p + B_2}{A_0 p^3 + A_1 p^2 + A_2 p + A_3} U_y. \quad (7)$$

Коэффициенты в числителе выражения (7) имеют следующее значение:

$$B_0 = \frac{K_{\partial}'' K_d'}{K_{\kappa} K_{d13}} T_{24} T_{d13} \quad (8)$$

$$B_1 = \frac{K_y K_{13} K_d''}{K_{d24}} T_{d24} - \frac{K_y K_{\partial}''}{K_{\kappa}} T_{24}. \quad (9)$$

$$B_2 = K_y K_{13} \quad (10)$$

Коэффициенты в знаменателе выражения (7) имеют следующее значение:

$$A_0 = A_{01} + A_{02} + A_{03} \quad (11)$$

$$A_{01} = \frac{K'_d K''_d}{K_{d13} K_{d24}} T_y T_{d13} T_{d24} \quad (12)$$

$$A_{02} = \frac{K''_d}{K_{d24}} T_y T_{13} T_{d24} \quad (13)$$

$$A_{03} = \frac{K'_d K''_d K'_\partial}{K_{d13} K_{d24}} T_{13} T_{d13} T_{d24} \quad (14)$$

$$A_1 = A_{11} + A_{12} + A_{13} + A_{14} + A_{15} + A_{16} \quad (15)$$

$$A_{11} = \frac{K'_d}{K_{d13}} T_y T_{d13} \quad (16)$$

$$A_{12} = \frac{K'_d K''_\partial}{K_{d13}} T_y T_{d13} \quad (17)$$

$$A_{13} = T_y T_{13} \quad (18)$$

$$A_{14} = \frac{K''_d}{K_{d24}} T_y T_{d24} \quad (19)$$

$$A_{15} = \frac{K'_d K''_d K'_\partial K''_\partial}{K_{d13} K_{d24}} T_{d13} T_{d24} \quad (20)$$

$$A_{16} = \frac{K'_d K''_d K''_\partial}{K_{d13}} T_{d13} T_{d24} \quad (21)$$

$$A_2 = A'_{21} + A''_{21} + A'_{22} + A''_{22} + A'_{23} + A'_{24} + A''_{24} + A'''_{24} + A^{IV}_{24} + \\ + A'_{25} + A''_{25} + A'''_{25} + A^{IV}_{25} \quad (22)$$

$$A'_{21} = T_y \quad (23)$$

$$A''_{21} = K''_\partial T_y \quad (23'')$$

$$A'_{22} = T_{13} \quad (24)$$

$$A''_{22} = -\frac{K'_\partial K_d}{K_K} T_{13} \quad (25)$$

$$A_{23} = -\frac{K_{24}}{K_K} T_{24} \quad (26)$$

$$A'_{24} = \frac{K'_d}{K_{d13}} T_{d13} \quad (27)$$

$$A_{24}'' = \frac{K_d' K_\partial'}{K_{d13}} T_{d13} \quad (28)$$

$$A_{24}''' = -\frac{K_d' K_\partial''}{K_{d13}} T_{d13} \quad (29)$$

$$A_{24}^{IV} = \frac{K_d' K_\partial' K_\partial''}{K_{d13}} T_{d13} \quad (30)$$

$$A_{25}' = \frac{K_d''}{K_{d24}} T_{d24} \quad (31)$$

$$A_{25}'' = \frac{K_d'' K_\partial'}{K_{d24}} T_{d24} \quad (32)$$

$$A_{25}''' = -\frac{K_d'' K_\partial' K_d'}{K_{d13} K_{d24}} T_{d24} \quad (33)$$

$$A_{25}^{IV} = -\frac{K_d'' K_\partial' K_d' K_\partial''}{K_{d13} K_{d24}} T_{d24} \quad (34)$$

$$A_3 = A_{31} + A_{32} + A_{33} + A_{34} + A_{35} + A_{36} + A_{37} \quad (35)$$

$$A_{31} = 1 \quad (36)$$

$$A_{32} = K_\partial' \quad (37)$$

$$A_{33} = K_\partial'' \quad (38)$$

$$A_{34} = K_\partial' K_\partial'' \quad (39)$$

$$A_{35} = -\frac{K_\partial' K_d'}{K_{d13}} \quad (40)$$

$$A_{36} = -\frac{K_\partial' K_\partial'' K_d'}{K_{d13}} \quad (41)$$

$$A_{37} = -K_{13} K_{24} \quad (42)$$

Как известно, путем анализа коэффициентов характеристического уравнения $A_0 p^3 + A_1 p^2 + A_2 p + A_3 = 0$ возможно определить устойчивость данной системы третьего порядка, а переход от изображения функции $e_{24}(p)$ к ее оригиналу $e_{24}(t)$ возможен путем определения корней характеристического уравнения.

В работах, посвященных анализу переходных процессов трехступенчатых ЭМУ продольного поля, названные вопросы достаточно изучены и, в частности, показано, что в качестве причин неустойчивой работы ЭМУ являются ускоренная коммутация и перекомпенсация.

Ввиду того, что подобные причины в рассматриваемом случае отсутствуют, т. е. предполагается, что коммутация усилителя как первой, так и второй ступени в динамическом режиме замедленна, а усилитель недокомпенсирован, в анализе устойчивости ЭМУ по названным причинам нет необходимости.

Принимая таким образом режим ЭМУ при начальной температуре устойчивым, представляется целесообразным произвести анализ температурного изменения параметров усилителя с учетом демпфирования коммутирующего потока добавочных полюсов вследствие влияния вихревых токов.

Анализ показывает, что коэффициенты (11) ... (42) возможно выразить видоизмененно, выделив параметры, меняющиеся в функции температуры.

В число параметров, меняющихся с изменением температуры, входят:

1) Сопротивления цепей управления, цепей 1—3 и 2—4, соответственно r_y , r_{13} и r_{24} .

Зависимость их от температуры τ выражается известным образом:

$$\begin{aligned} r_y &= r_{y0} [1 + a(\tau - \tau_0)], \\ r_{13} &= r_{130} [1 + a(\tau - \tau_0)], \\ r_{24} &= r_{240} [1 + a(\tau - \tau_0)], \dots \dots \dots (43) \end{aligned}$$

где r_{y0} , r_{130} и r_{240} — значение сопротивлений при температуре τ_0 .

a — температурный коэффициент.

2) Сопротивление коммутируемой секции r_c .

Представляется возможным выразить температурную зависимость полного сопротивления коммутируемой секции r_c следующей функцией в пределах температур $\tau > \tau_0$:

$$r_c = r_{c0} [1 + a(\tau - \tau_0)] + \frac{2r_{ш0}}{[1 + \beta(\tau - \tau_0)]^k}. \quad (44)$$

Здесь: r_{c0} — значение сопротивления проводников секции при температуре τ_0 ,

$r_{ш0}$ — значение сопротивления переходного щеточного контакта при температуре τ_0 ,

β и k экспериментальные коэффициенты.

Коэффициенты (11) ... (42) возможно классифицировать:

Группа I.

Коэффициенты, не зависящие от температуры системы (выражение 36), типа $A_1 = \text{const}$. (45)

Группа II.

Коэффициенты, меняющиеся обратнопропорционально n -ой степени разности текущего значения температуры системы и начального ее значения (выражения 12, 13, 16, 18, 19, 23', 24, 26, 27, 31 и 42). В общем виде коэффициенты II группы представляются функцией типа:

$$A_{II} = \frac{a_{II}}{r_0^n [1 + \alpha(\tau - \tau_0)]^n}. \quad (46)$$

Группа III.

Коэффициенты, меняющиеся в функции $\frac{1}{k}$ -ой степени разности текущего значения температуры системы и начального ее значения. (Выражения 14, 17, 20, 21, 23'', 25, 28, 29, 30, 32, 33, 34, 37, 38, 39, 40, 41).

Коэффициенты III группы представляются следующей функцией:

$$A_{III} = \frac{a_{III} [1 + \beta(\tau - \tau_0)]^{\frac{1}{k}}}{r_0^n r_{co} [1 + \alpha(\tau - \tau_0)]^{n+1} \cdot [1 + \beta(\tau - \tau_0)]^{\frac{1}{k}} + r_0^n r_{шo} [1 + \alpha(\tau - \tau_0)]^n}. \quad (47)$$

В функциях (46) и (47) — a_{II} и a_{III} — множители, не зависящие от температуры. Производные функции (46) и (47) находятся общеизвестными математическими приемами.

Из рассмотрения температурной зависимости коэффициентов, представленных функциями (46) и (47), можно сделать следующие выводы.

В случае, если в динамическом режиме не происходит демпфирования коммутирующего потока добавочных полюсов первой и второй ступени усилителя, то температурное изменение параметров ЭМУ определяется лишь коэффициентами II группы.

В случае, если в динамическом режиме коммутирующий поток добавочных полюсов первой и второй ступени демпфируется влиянием вихревых токов, то температурное изменение параметров усилителя определяется дополнительно коэффициентами III группы.

При этом имеет существенное значение не только скорость температурного изменения сопротивлений r_y , r_{13} , r_{24} и $r_{ш}$, но вместе с тем и численное значение множителей a_{II} и a_{III} , не зависящих от температуры.

Расчеты и экспериментальное исследование зависимости скорости нарастания напряжения U_{24} для различных температурных состояний ЭМУ подтверждают явление уменьшения быстродействия усилителя при замедленной коммутации, при нагреве его каскадов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. К. Самолевский. Нелинейные элементы в цепях электромашинного усилителя продольного поля. Труды Таллинского политехнического института, серия А, № 174, 1960.
2. Г. К. Самолевский. Температурная стабилизация электромашинного усилителя с поперечным полем. Труды Таллинского политехнического института, серия А, № 213, 1964.
3. Н. П. Ермолин. Переходные процессы в машинах постоянного тока. ГЭИ, 1951.

G. Samolevski

Die Temperaturabhängigkeit der Parameter elektrischer Verstärkermaschinen

Zusammenfassung

Während des Kurzzeitbetriebs von elektrischen Verstärkermaschinen ändern sich die Wicklungswiderstände infolge der Erwärmung, und man beobachtet eine Nichtstabilität der Kennlinien der Verstärkermaschine.

Besondere Bedeutung hat die temperaturabhängige Widerstandsänderung der Elemente in Kommutierungs-Stromkreisen, womit in dünamischen Regimen eine Änderung der Kommutierungsbedingungen verbunden ist.

Vom Autor des Artikels wurde theoretische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Parameter von dreistufigen Verstärkermaschinen durchgeführt.

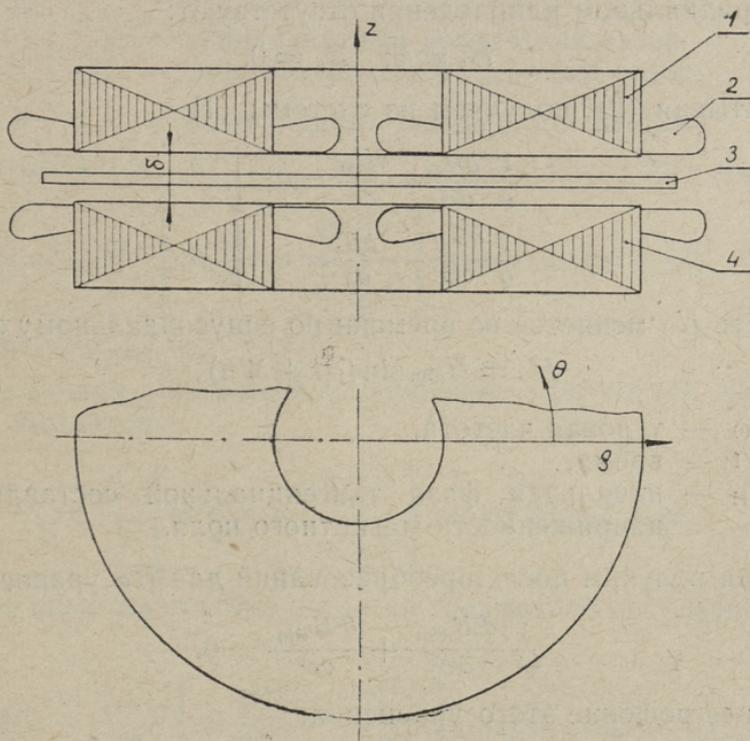
УДК 621.318.38

Г. К. Самолевский, Н. А. Варес

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВОЗДУШНОМ ЗАЗОРЕ ТОРЦОВОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАШИНЫ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Распределение магнитного поля в воздушном зазоре торцевой электрической машины переменного тока обладает рядом особенностей, влияющих на статические и динамические характеристики машины подобного типа.

В настоящей статье рассматривается вопрос о распределении магнитного поля первичной системы торцевой машины (фиг. 1), созданного плоскими катушечными обмотками (2),



Фиг. 1

расположенными в пазах дискообразного статора, состоящего из двух пакетов (1 и 4). Вторичная система не учитывается, т. е. ротор (3) предполагается удаленным из воздушного зазора.

Для решения задачи распределения электромагнитного поля исходим из уравнений Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} H &= 0; \\ \operatorname{div} B &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Решение уравнений проводим в цилиндрической системе координат (фиг. 1).

Принимаются следующие допущения:

- 1) Магнитная система не насыщена.
- 2) Рассматривается только первая гармоническая магнитного поля.
- 3) Обмотка статора рассматривается в виде бесконечно тонкого слоя, распределенного на поверхности статора, соприкасающегося с воздушным зазором.
- 4) Температурное изменение параметров не учитывается.
- 5) Краевые эффекты не учитываются. Составляющие напряженности магнитного поля и магнитной индукции в радиальном направлении отсутствуют:

$$H_r = 0; \quad B_r = 0. \quad (2)$$

Учитывая (2), получаем из системы (1)

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\varrho} \frac{\partial H_z}{\partial \Theta} - \frac{\partial H_\Theta}{\partial z} &= 0; \\ \frac{1}{\varrho} \frac{\partial B_\Theta}{\partial \Theta} - \frac{\partial B_z}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Пусть H_Θ меняется во времени по синусоидальному закону

$$H_\Theta = H_{\Theta m} \sin(\omega t + \Psi_H), \quad (4)$$

где ω — угловая частота,

t — время,

Ψ_H — начальная фаза тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля.

Тогда получим после преобразований для H_Θ уравнение

$$\frac{1}{\varrho^2} \frac{\partial^2 H_{\Theta m}}{\partial \Theta^2} + \frac{\partial^2 H_{\Theta m}}{\partial z^2} = 0. \quad (5)$$

Общее решение этого уравнения:

$$H_{\Theta m} = (A \cos \varrho \lambda \Theta + B \sin \varrho \lambda \Theta) (C \operatorname{ch} \lambda z + D \operatorname{sh} \lambda z), \quad (6)$$

где A, B, C, D и λ являются постоянными интегрирования.

Пусть магнитодвижущая сила равняется

$$F = F_m \cos p \Theta \sin(\omega t + \Psi_F), \quad (7)$$

где p — число пар полюсов,

Ψ_F — начальная фаза магнитодвижущей силы.

Тогда тангенциальная составляющая напряженности поля на поверхности статора будет

$$H_\Theta \Big|_{z=0} = \frac{\partial F}{\partial \Theta} = -\frac{pF_m}{q} \sin p \Theta \sin(\omega t + \Psi_F). \quad (8)$$

Граничные условия для нахождения постоянных интегрирования:

$$1) H_\Theta \Big|_{\Theta=0} = 0, \quad (9)$$

$$2) H_\Theta \Big|_{z=0} = -\frac{pF_m}{q} \sin p \Theta \sin(\omega t + \Psi_F), \quad (10)$$

$$3) H_\Theta \Big|_{z=\delta} = \frac{pF_m}{q} \sin p \Theta \sin(\omega t + \Psi_F), \quad (11)$$

где $\delta = \delta' K_\delta$.

При этом

δ — эквивалентный воздушный зазор,
 δ' — действительный воздушный зазор,

$K_\delta > 1$ — коэффициент воздушного зазора.

Учитывая (4), (6), (9), (10) и (11), получим для H_Θ :

$$H_\Theta = -\frac{pF_m}{q} \left[\operatorname{ch} \frac{p}{q} z - \frac{\operatorname{sh} \frac{p}{q} z}{\operatorname{th} \frac{p}{2q} \delta} \right] \sin p \Theta \sin(\omega t + \Psi). \quad (12)$$

Здесь $\Psi = \Psi_H = \Psi_F$.

Подставляя (12) в первое уравнение системы (3), получим для H_z выражение:

$$H_z = \frac{pF_m}{q} \left[\operatorname{sh} \frac{p}{q} z - \frac{\operatorname{ch} \frac{p}{q} z}{\operatorname{th} \frac{p}{2q} \delta} \right] \cos p \Theta \sin(\omega t + \Psi). \quad (13)$$

Если обмотка статора питается трехфазной системой токов,
 ТО

$$H_{z3} = \frac{3pF_m t}{2q} \left[\operatorname{sh} \frac{p}{q} z - \frac{\operatorname{ch} \frac{p}{q} z}{\operatorname{th} \frac{p}{2q} \delta} \right] \sin(p\Theta + \omega t + \Psi), \quad (14)$$

где F_{mf} — амплитуда магнитодвижущей силы одной фазы.

В случае, когда питается только обмотка одного пакета статора, получим вместо (13) и (14) соответственно

$$H'_z = \frac{pF_m}{q} \left[\operatorname{sh} \frac{p}{q} z - \frac{\operatorname{ch} \frac{p}{q} z}{\operatorname{th} \frac{p}{q} \delta} \right] \cos p\Theta \sin(\omega t + \Psi); \quad (15)$$

$$H'_{z3} = \frac{3pF_{mf}}{2q} \left[\operatorname{sh} \frac{p}{q} z - \frac{\operatorname{ch} \frac{p}{q} z}{\operatorname{th} \frac{p}{q} \delta} \right] \sin(p\Theta + \omega t + \Psi). \quad (16)$$

В соответствии с полученными выражениями проведен расчет радиального распределения нормальной составляющей индукции торцовой машины и сравнение с экспериментальными данными.

Экспериментальное исследование распределения нормальной составляющей напряженности магнитного поля проведено на опытной модели, состоящей из двух пакетов статоров, витых из ленты магнитного материала. В радиальных пазах обоих пакетов статоров расположена трехфазная обмотка.

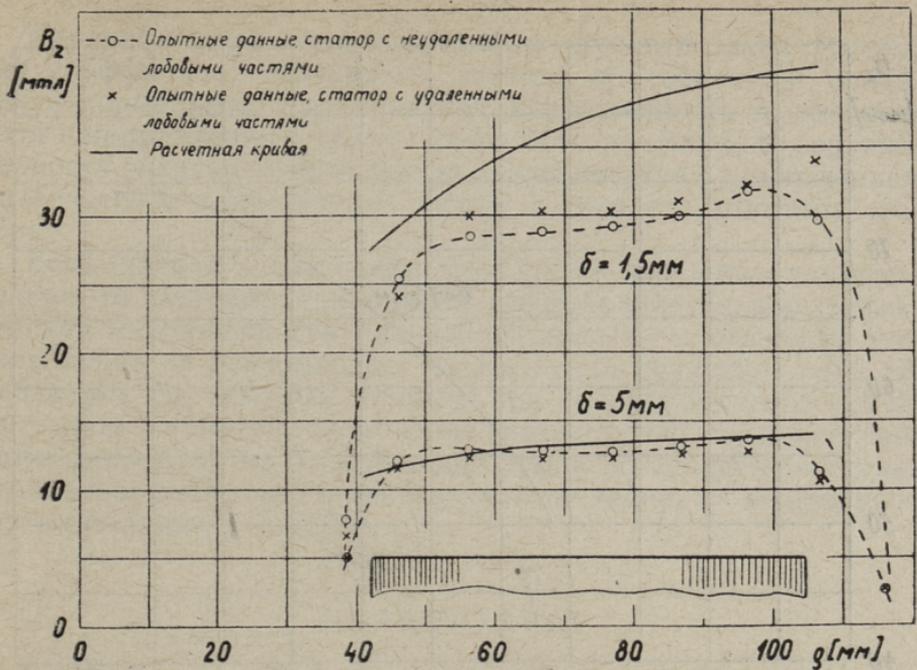
Сняты кривые радиального распределения нормальной составляющей индукции магнитного поля при частотах тока обмотки 50 гц и 200 гц при двух значениях воздушного зазора — 1,5 мм и 5 мм. Все эксперименты проведены с питанием обмотки только одного пакета статора.

Измерение индукции производилось при помощи датчика в виде катушки диаметром 5 мм, числом витков 200 из тонкой медной проволоки.

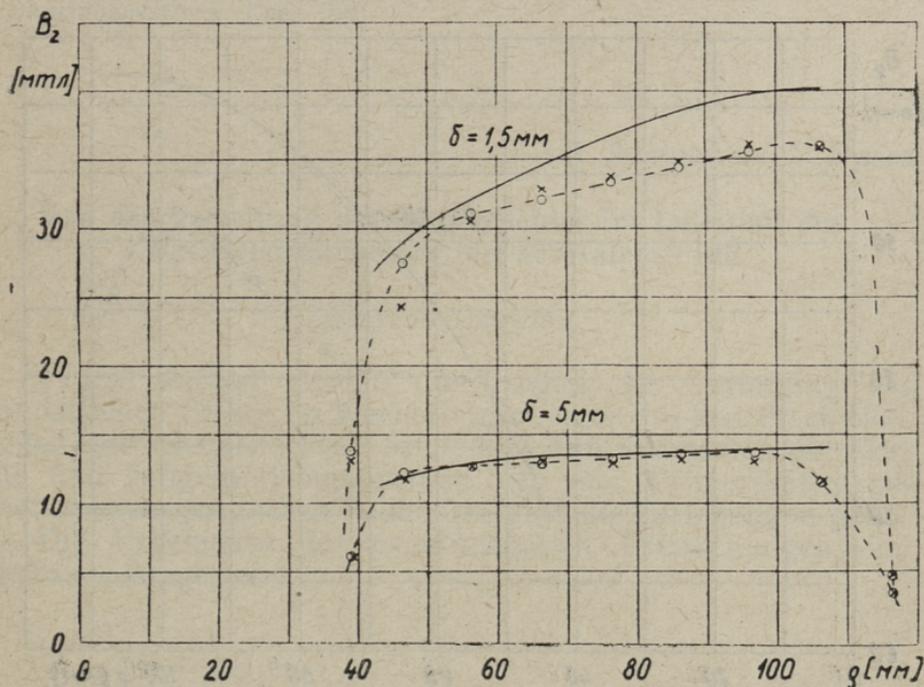
Сравнение результатов теоретических расчетов и экспериментальных исследований приводит к следующим выводам.

При линейной нагрузке на среднем диаметре порядка $A_{cp} = 20$ А/см рассчитанные и экспериментально полученные кривые удовлетворительно совпадают (фиг. 2 и 3). С увеличением линейной нагрузки происходит перераспределение магнитного потока и кривые $B_z = f(q)$ приобретают седлообразную форму (фиг. 4 и 5). Особенно заметно это явление при меньшем воздушном зазоре.

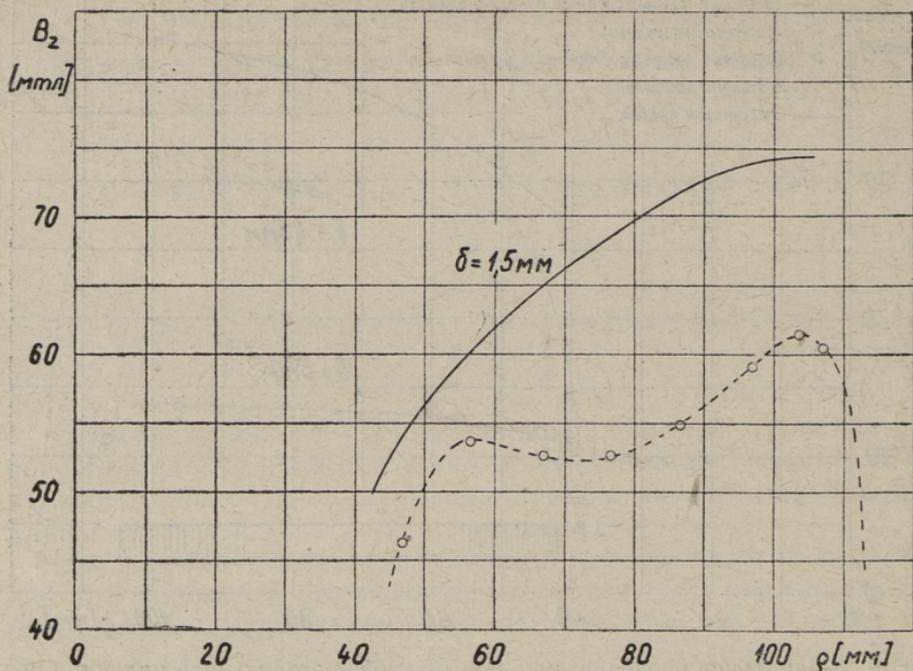
Для определения влияния лобовых частей обмотки статора на распределение магнитного поля были удалены наружные лобовые части от магнитопровода на 3 см. Была отмечена некоторая разница между кривыми $B_z = f(q)$ статора с удаленными наружными лобовыми частями по сравнению с кривыми $B_z = f(q)$ статора с неудаленными лобовыми частями (фиг. 2 и 3).



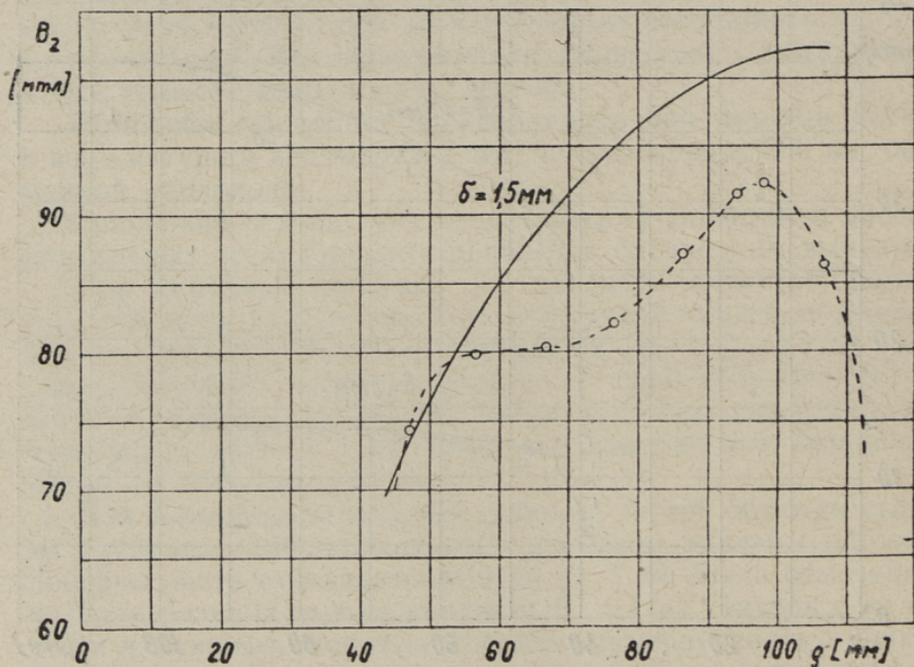
Фиг. 2. Радиальное распределение нормальной составляющей индукции воздушного зазора при $f = 200 \text{ гц}$ и $A_{ср} = 17 \text{ А/см}$



Фиг. 3. Радиальное распределение нормальной составляющей индукции воздушного зазора при $f = 50 \text{ гц}$ и $A_{ср} = 17 \text{ А/см}$



Фиг. 4. Радиальное распределение нормальной составляющей индукции воздушного зазора при $f = 200$ гц и $A_{cp} = 30$ А/см



Фиг. 5. Радиальное распределение нормальной составляющей индукции воздушного зазора при $f = 50$ гц и $A_{cp} = 42$ А/см

Неравномерный эквивалентный воздушный зазор (учитывая коэффициент воздушного зазора) обуславливает ослабление нормальной составляющей напряженности магнитного поля в направлении к центру диска статора. Влияние неравномерности эквивалентного зазора увеличивается с уменьшением фактического немагнитного зазора и среднего диаметра статора.

Если ширина зубца пакета статора на наружном диаметре велика, то тангенциальное распределение нормальной составляющей напряженности магнитного поля на протяжении ширины зубца не равномерное: на оси зубца магнитное поле ослабляется. По опытным данным, при ширине зубца 45 мм на наружном диаметре, ослабление нормальной составляющей магнитного поля на осевой линии зубца по сравнению с максимальным значением в зависимости от величины воздушного зазора составляет до 10%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Р. Нейман и П. Л. Калантаров. Теоретические основы электротехники, III. Госэнергоиздат, Москва—Ленинград 1959.
2. Б. Н. Никитин. Разработка и исследование асинхронных двигателей с аксиальным воздушным зазором. Диссертация. АН УССР Институт Электродинамики, Киев 1965.

G. Samolevski, N. Vares

Von der Verteilung des Magnetfeldes im Luftspalt des Wechselstrommotors mit achsialem Fluß

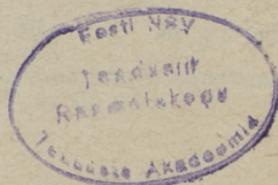
Zusammenfassung

In dem Artikel werden die Fragen der Verteilung des magnetischen Feldes im Wechselstrommotor mit den Flachwicklungen mit achsialem Fluß behandelt. Zum Errechnen der Normal- und Tangentialkomponenten der vom Primarsystem geschaffenen magnetischen Feldstärke sind die Gleichungen gebildet. Die Ergebnisse der experimentalen Erforschungen sind graphisch dargestellt.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Р. Х. В ы р к. Оптимальные соотношения геометрии зубцовой зоны многополюсных асинхронных микродвигателей	3
2. И. В. Д а в ы д о в. Характеристика управления магнитного усилителя, работающего на противо-э.д.с.	11
3. И. В. Д а в ы д о в. Динамическое торможение двигателя постоянного тока на активно-индуктивное сопротивление	23
4. В. В. Л о й г о м, Х. А. С а к к о с. К расчету магнитных проводимостей воздушных зазоров	35
5. Г. К. С а м о л е в с к и й. Температурная зависимость параметров электромашинного усилителя с продольным полем в динамическом режиме	41
6. Г. К. С а м о л е в с к и й, Н. А. В а р е с. О распределении магнитного поля в воздушном зазоре торцовой электрической машины переменного тока	51

Статьи поступили в редакцию
19 V 1967.



ЭЛЕКТРОТЕХНИКА I

Таллинский политехнический институт

Редактор И. Д а в ы д о в

Технический редактор Я. М ы т т у с

Сдано в набор 8/VIII 1967. Подписано к печати 23/VIII 1968. Бумага 60×90 ¹/₁₆. Печатных листов 3,75. Учетно-издательских листов 3,0. Тираж 500. МВ-07840. Заказ 5775.

Типография им. X. Хейдеманна, Тарту, ул. Юликооли 17/19. I.

Цена 30 коп.

Цена 30 коп.

02