

**К РАСЧЕТУ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ УСИЛИЙ МЕЖДУ
КРИВОЛИНЕЙНЫМИ ПРОВОДНИКАМИ В ЛОБОВЫХ
ЧАСТЯХ ОДНОСЛОЙНЫХ ОБМОТОК ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
МАШИН**

Г. А. СИПАЙЛОВ, В. И. ПОПОВ

(Представлена научным семинаром кафедр электрических машин и общей электротехники)

При расчете электродинамических усилий, действующих на лобовую часть обмотки, последнюю, с целью упрощения методики расчета, удобно подразделить на отдельные характерные участки. При этом наибольшие трудности представляет определение усилий между проводниками криволинейных участков. Трудности расчета дополнительно возрастают при учете влияния окружающих ферромагнитных поверхностей. В настоящей статье, являющейся продолжением [1], решается пока первая часть задачи — расчет электродинамических усилий между криволинейными проводниками лобовой части без учета влияния окружающих поверхностей.

Для решения поставленной задачи рассмотрим предварительно расчет усилий на примере двух проводников, расположенных в параллельных плоскостях на расстоянии h друг от друга (рис. 1). По своей форме проводники 1 и 2 представляют дуги радиусов R_1 и R_2 с центральными углами, соответственно равными φ и β и расположенными симметрично относительно оси X . По проводникам протекают токи одинаковой величины.

При определении динамических усилий, действующих на проводник, необходимо знать величину магнитного поля, в котором находится этот проводник. Характер расчета магнитного поля двух проводников зависит от геометрических размеров проводников и их взаимного расположения. Если расстояние между проводниками существенно (в три-четыре раза) превышает размеры их поперечного сечения, то величина взаимной индуктивности между проводниками незначительно отличается от взаимной индуктивности между их геометрическими осями [2]. В этом случае можно пренебречь сечением проводников, то есть считать, что токи текут по их геометрическим осям. Если же расстояние между проводниками невелико по сравнению с размерами их поперечного сечения, то расчет существенно усложняется. В этом случае поле, создаваемое близлежащими проводниками, может быть представлено как сумма полей элементарных нитей, на которые разбиваются проводники.

Так как в рассматриваемом случае основное внимание уделяется исследованию влияния кривизны проводника на величину усилий, то поперечные размеры проводников принимаются небольшими по сравнению с расстоянием между ними.

Элементарную силу, действующую на элемент dl_1 проводника 1, по которому протекает ток i , можно выразить векторным произведением

$$dF = i(\vec{B} \vec{dl}_1) = iBdl_1 \sin(\widehat{Bdl_1}), \quad (1)$$

где

i — ток в проводнике 1.

B — индукция в точке M .

Для случая, когда проводники расположены в воздухе, наиболее удобным путем для определения магнитного поля является закон Био—Савара-Лапласа. Этот закон позволяет выразить составляющую напряженности магнитного поля в данной точке M от элемента dl_2 второго проводника, по которому протекает ток i

$$dH = \frac{i}{r^3} (\vec{dl}_2 \times \vec{r}). \quad (2)$$

где r — луч от элемента dl_2 до элемента dl_1 .

После некоторых преобразований выражение (2) может быть записано в несколько измененном виде

$$dH = i \frac{d\gamma}{r} \left| \frac{d\vec{l}_2}{dl_2} \times \frac{\vec{r}}{r} \right|, \quad (3)$$

где $d\gamma$ — элементарный угол между лучами, идущими из точки M к концам элемента dl_2 ,

$\left| \frac{d\vec{l}_2}{dl_2} \times \frac{\vec{r}}{r} \right|$ — единичный вектор в направлении dH .

С другой стороны, элементарная площадь в полярных координатах

$$dS = \frac{1}{2} \rho^2 d\gamma. \quad (4)$$

Если эту площадь представить как вектор, имеющий направление

dH , то при $\rho = \frac{1}{\sqrt{r}}$ будем иметь

$$dS = \frac{1}{2} \frac{d\gamma}{r} \left| \frac{d\vec{l}_2}{dl_2} \times \frac{\vec{r}}{r} \right|. \quad (5)$$

Из сравнения выражений (3) и (5) следует, что

$$dH = 2i dS. \quad (6)$$

Таким образом, для определения напряженности магнитного поля необходимо найти поверхность S , очерченную радиусом-вектором $\rho = \frac{1}{\sqrt{r}}$

в пределах угла γ [3].

Поскольку dS величина векторная, то она может быть разложена по координатным осям

$$dS = dS_x + dS_y + dS_z,$$

причем

$$dS_x = dS_{yz},$$

$$dS_y = dS_{xz},$$

$$dS_z = dS_{xy},$$

Такое разложение дает возможность определять составляющие H_x , H_y , H_z напряженности магнитного поля в любой точке пространства, создаваемой проводником любой формы.

Используя данный метод, определим составляющие напряженности магнитного поля H_x и H_z , создаваемые проводником 2 в некоторой точке M проводника 1 (рис.1).

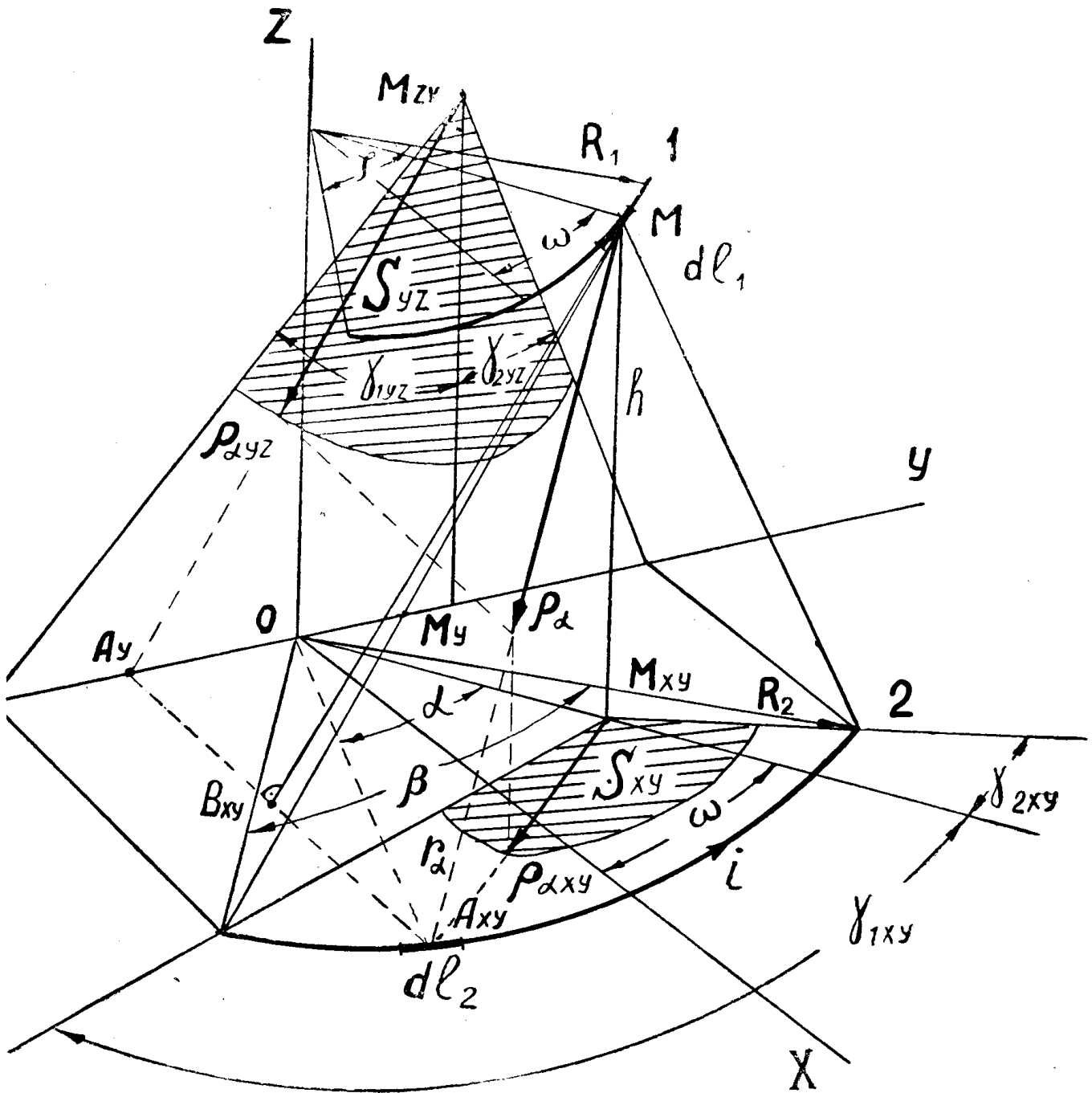


Рис. 1. К расчету усилий между двумя криволинейными проводниками

Радиус-вектор при некотором угле α от элемента dl_2 до точки M.

$$r_2 = \sqrt{h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha}$$

Тогда

$$\rho_\alpha = \frac{1}{\sqrt{r_2}} = \frac{1}{\sqrt{h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha}}$$

Проекции ρ_α на плоскости YOZ и XOY.

$$\rho_{xyz} = \rho_\alpha \cos(\angle \rho_\alpha \rho_{xyz}) = \frac{[h^2 + (R_1 \sin \omega + R_2 \sin(\alpha - \omega))^2]^{1/2}}{[h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha]^{3/4}}$$

$$\rho_{\alpha xy} = \rho_\alpha \cos(\angle \rho_\alpha \rho_{\alpha xy}) = \frac{[R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha]^{1/2}}{[h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha]^{3/4}} \quad (7)$$

Рассматривая точки M_{xy} и M_{zy} как полюсы полярных координат, вокруг которых вращаются соответственно радиусы-векторы $\rho_{\alpha xy}$ и $\rho_{\alpha yz}$, а линии OM_{xy} и $M_y M_{zy}$ — как линии отсчета значений угла γ , суммарные площади S_{xy} и S_{yz} выразятся

$$S_{xy} = \frac{1}{2} \int_0^{\gamma_{1xy}} \rho_{\alpha xy}^2 \cdot d\gamma_{1xy} + \frac{1}{2} \int_0^{\gamma_{2xy}} \rho_{\alpha xy}^2 \cdot d\gamma_{2xy},$$

$$S_{yz} = \frac{1}{2} \int_0^{\gamma_{1yz}} \rho_{\alpha yz}^2 d\gamma_{1yz} + \frac{1}{2} \int_0^{\gamma_{2yz}} \rho_{\alpha yz}^2 d\gamma_{2yz}. \quad (8)$$

Из выражений (7) видно, что $\rho_{\alpha xy}$ и $\rho_{\alpha yz}$ являются функциями угла α , поэтому при интегрировании выражений (8) необходимо углы γ_{xy} и γ_{yz} выразить через α .

Из рис. 1 получаем:

$$d\gamma_{xy} = \frac{R_2^2 - R_1 R_2 \cos \alpha}{R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha} d\alpha,$$

$$d\gamma_{yz} = \frac{R_2 h \cos(\alpha - \omega)}{h^2 + [R_1 \sin \omega + R_2 \sin(\alpha - \omega)]^2} d\alpha. \quad (9)$$

Используя выражения (7) и (9), получим:

$$S_{xy} = \frac{1}{2} \left[\int_0^{\frac{\beta}{2} + \omega} \frac{(R_2^2 - R_1 R_2 \cos \alpha) d\alpha}{(h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha)^{3/2}} + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\frac{\beta}{2} - \omega} \frac{(R_2^2 - R_1 R_2 \cos \alpha) d\alpha}{(h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha)^{3/2}} \right]. \quad (10)$$

$$S_{yz} = \frac{1}{2} \left[\int_0^{\frac{\beta}{2} + \omega} \frac{R_2 h \cos(\alpha - \omega) d\alpha}{(h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha)^{3/2}} + \right.$$

$$\left. + \int_0^{\frac{\beta}{2} - \omega} \frac{R_2 h \cos(\alpha - \omega) d\alpha}{(h^2 + R_1^2 + R_2^2 - 2R_1 R_2 \cos \alpha)^{3/2}} \right].$$

Полученные интегралы не сводятся к элементарным функциям и носят названия эллиптических интегралов. Всякий эллиптический ин-

теграл может быть представлен как линейная комбинация элементарных функций и интегралов 1-го, 2-го и 3-го родов в нормальной форме Лежандра.

В результате подстановки $\alpha = \pi - 2\varphi$ полученные интегралы могут быть сведены к нормальной форме. После интегрирования и преобразований получим в окончательном виде:

$$S_{xy} = \frac{1}{2\sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} \left[2K(k) + \left(\frac{R_2 k^2}{2R_1 k'^2} - \frac{k^2}{2k'^2} - 1 \right) \times \right. \\ \times \left(2E(k) - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) + \right. \\ \left. \left. + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} \right) - \right. \\ \left. - F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) \right]. \quad (11)$$

$$S_{yz} = \frac{h}{2R_1 \sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} \left\{ \left[F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) - 2K(k) + \frac{2 - k^2}{2(1 - k^2)} \left(2E(k) - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} \right) \right] \cos \omega + \\ \left. + \left[\frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} - \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} \right] \sin \omega \right\},$$

где

$K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы соответственно 1-го и 2-го рода,

$F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} \pm \omega\right)}{2}, k\right)$ — неполный эллиптический интеграл 1-го рода,

$E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} \pm \omega\right)}{2}, k\right)$ — неполный эллиптический интеграл 2-го рода,

$k^2 = \frac{4R_1R_2}{h^2 + (R_1 + R_2)^2}$ — основной модуль эллиптических интегралов,

$k'^2 = 1 - k^2 = \frac{h^2 + (R_2 - R_1)^2}{h^2 + (R_1 + R_2)^2}$ — дополнительный модуль эллиптических интегралов.

По модулю эллиптических интегралов и пределам интегрирования значения эллиптических интегралов могут быть найдены в справочной литературе [5].

Таким образом, зная величины $S_X Y$ и $S_Y Z$, можно определить составляющие напряженности H_Z и H_X магнитного поля в точке M , создаваемого током i , протекающим по проводнику 2.

$$\begin{aligned} H_X &= 2iS_{Yz}, \\ H_Z &= 2iS_{Xy}. \end{aligned} \quad (12)$$

Используя выражения (1) и (12), можно найти аксиальную и радиальную силы, действующие на проводник 1. В системе СИ элементарные силы, действующие на элемент dl_1 , при взаимодействии его со всем проводником 2:

аксиальная

$$dF_{a12} = 10^{-7} i^2 S_{Yz} 2R_1 \cos \omega d\omega = 10^{-7} i^2 dc_{a12}, \quad (н) \quad (13)$$

радиальная

$$dF_{p12} = 10^{-7} i^2 S_{Xy} 2R_1 d\omega = 10^{-7} i^2 dc_{p12} \quad (н).$$

Из (13) следует, что множитель $10^{-7} i^2$ этих выражений зависит только от величины токов, а оставшиеся множители dc_{a12} и dc_{p12} зависят только от взаимного геометрического расположения элемента dl_1 и проводника 2. Назовем их аксиальным и радиальным приращением геометрического коэффициента контура, которые имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} dc_{a12} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} & \left\{ F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) + \right. \\ & + F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) - 2K(k) + \frac{2 - k^2}{2(1 - k^2)} \left(2E(k) - \right. \\ & - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) + \\ & \left. + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} \right) \cos \omega \\ & \left. + \left[\frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} - \frac{1}{\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} \right] \sin \omega \right\} \cos \omega \quad (14) \end{aligned}$$

$$dc_{p12} = \frac{R_1}{\sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} \left[2K(k) + \left(\frac{R_2 k^2}{2R_1 k'^2} - \frac{k^2}{2k'^2} - 1 \right) \left(2E(k) - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& -E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - E\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) + \\
& + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} + \frac{\omega}{2}\right)}} + \frac{k^2 \sin\left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2\left(\frac{\beta}{4} - \frac{\omega}{2}\right)}} - \\
& - F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} + \omega\right)}{2}, k\right) - F\left(\frac{\pi - \left(\frac{\beta}{2} - \omega\right)}{2}, k\right) \Big].
\end{aligned}$$

Для нахождения суммарных аксиальной и радиальной сил, действующих на проводник 1, необходимо выражения (13) проинтегрировать по углу ω , изменяющемуся от $-\frac{\varphi}{2}$ до $+\frac{\varphi}{2}$. Интегрирование таких выражений представляет известные трудности. Однако построив кривые распределения удельных аксиальных и радиальных нагрузок вдоль проводника 1 по выражениям (13) как функцию угла ω , оказывается возможным заменить выражения (13) в интервале $-\frac{\pi}{2} < \omega < +\frac{\pi}{2}$ видом

$$\begin{aligned}
dF_{a12} = & 10^{-7} i^2 \frac{2h}{\sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} \left[\frac{h^2 + R_1^2 + R_2^2}{h^2 + (R_2 - R_1)^2} \left(E(k) - E\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{k^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \right) + F\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) - K(k) \right] \cos^2 \omega d\omega, \quad (15)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
dF_{p12} = & 10^{-7} i^2 \frac{2R_1}{\sqrt{h^2 + (R_1 + R_2)^2}} \left[\frac{R_2^2 - R_1^2 - h^2}{h^2 + (R_2 - R_1)^2} \left(E(k) - E\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{k^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \right) - F\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) + K(k) \right] \left(1 - \frac{\omega^2}{\pi^2}\right) d\omega.
\end{aligned}$$

После интегрирования выражений (15) суммарные силы, действующие на проводник 1 в аксиальном и радиальном направлениях, запишутся выражениями

$$\begin{aligned}
F_{a12} = & 10^{-7} \cdot i^2 \frac{h}{\sqrt{h^2 + (R_2 + R_1)^2}} \left[\frac{h^2 + R_1^2 + R_2^2}{h^2 + (R_2 - R_1)^2} \left(E(k) - E\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{k^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2\sqrt{1 - k^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \right) + F\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) - K(k) \right] (\varphi + \sin \varphi). \quad (16)
\end{aligned}$$

$$F_{p12} = 10^{-7} \cdot i^2 \frac{R_1}{\sqrt{h^2 + (R_2 + R_1)^2}} \left[\frac{R_2^2 - R_1^2 - h^2}{h^2 + (R_2 - R_1)^2} \left(E(k) - E\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, k\right) + \right. \right.$$

$$+ \frac{\kappa^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2 \sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \left) - F \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, \kappa \right) + K(\kappa) \right] \left(\varphi - \frac{\varphi^3}{12\pi^2} \right).$$

При равенстве радиусов $R_1 = R_2 = R$ проводников получаем:

$$F_{a12} = 10^{-7} \cdot i^2 \frac{h}{\sqrt{h^2 + 4R^2}} \left[\frac{h^2 + 2R^2}{h^2} \left(E(\kappa) - E \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, \kappa \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\kappa^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2 \sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \right) + F \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, \kappa \right) - K(\kappa) \right] (\varphi + \sin \varphi), \quad (17)$$

$$F_{p12} = 10^{-7} \cdot i^2 \frac{R}{\sqrt{h^2 + 4R^2}} \left[K(\kappa) - \left(E(\kappa) - E \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, \kappa \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\kappa^2 \sin \frac{\beta}{2}}{2 \sqrt{1 - \kappa^2 \cos^2 \frac{\beta}{4}}} \right) - F \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\beta}{4}, \kappa \right) \right] \left(\varphi - \frac{\varphi^3}{12\pi^2} \right).$$

В случае криволинейного проводника с током его отдельные участки взаимодействуют между собой, создавая усилия, совпадающие с F_{p12} . Это усиление может быть найдено при использовании предыдущего выражения. Если два криволинейных проводника одинаковой формы и сечения совмещать до их полного совпадения, то расстояние между проводниками h перейдет в величину g_{11} , называемую средним геометрическим расстоянием площади сечения проводника от самой себя [4]. Модуль эллиптических интегралов в этом случае определится как

$$\kappa_{11}^2 = \frac{4R_1^2}{4R_1^2 + g_{11}^2},$$

Суммарное радиальное усилие, действующее на криволинейный проводник 1 от самого себя

$$F_{p11} = 10^{-7} i^2 c_{p11},$$

где

$$c_{p11} = \frac{R_1}{\sqrt{4R_1^2 + g_{11}^2}} \left[K(\kappa_{11}) - E(\kappa_{11}) - F \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{4}, \kappa_{11} \right) + \right. \\ \left. + E \left(\frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{4}, \kappa_{11} \right) - \frac{\kappa_{11}^2 \sin \frac{\varphi}{2}}{2 \sqrt{1 - \kappa_{11}^2 \cos^2 \frac{\varphi}{4}}} \right] \left(\varphi - \frac{\varphi^3}{12\pi^2} \right). \quad (18)$$

Общее радиальное усилие, действующее на проводник 1, в радиальном направлении

$$F_{p1} = F_{p12} + F_{p11}.$$

Геометрические коэффициенты c_{a12} , c_{p12} , c_{p11} являются величинами безразмерными.

Из выражений (14) и (18) следует, что при изменении масштаба геометрических размеров модели (рис. 1) геометрические коэффициенты остаются постоянными. Это означает, что в соответствии с законом геометрического подобия выводы, сделанные по результатам экспериментов на модели лобовых частей, можно распространить на реальные геометрически подобные лобовые части обмоток электрических машин.

Следует отметить, что в случае симметрических криволинейных проводников аксиальный геометрический коэффициент не изменяется при замене воздействующего проводника, подвергающимся воздействию, и, наоборот, то есть

$$C_{a12} = C_{a21}.$$

Это можно обосновать тем, что усилия в аксиальном направлении, приложенные к первому проводнику от воздействия второго, как и усилия, приложенные ко второму проводнику от воздействия первого, параллельны друг другу. Изменение взаимной индуктивности проводников при перемещении любого из них по направлению вектора силы не должно зависеть от того, который из проводников перемещается. Следовательно, электродинамические усилия, пропорциональные изменению взаимной индуктивности, не зависят от того, воздействие какого из проводников на другой рассматривается.

Для системы проводников, соответствующей расположению лобовой части concentрической однослойной распределенной обмотки (рис. 2), суммарный геометрический коэффициент для любого проводника системы при взаимодействии его со всеми проводниками равен сумме частных геометрических коэффициентов. Знак частного коэффициента определяется направлением токов в проводниках. Для проводников (рис. 2), при одинаковом направлении тока в них, суммарные

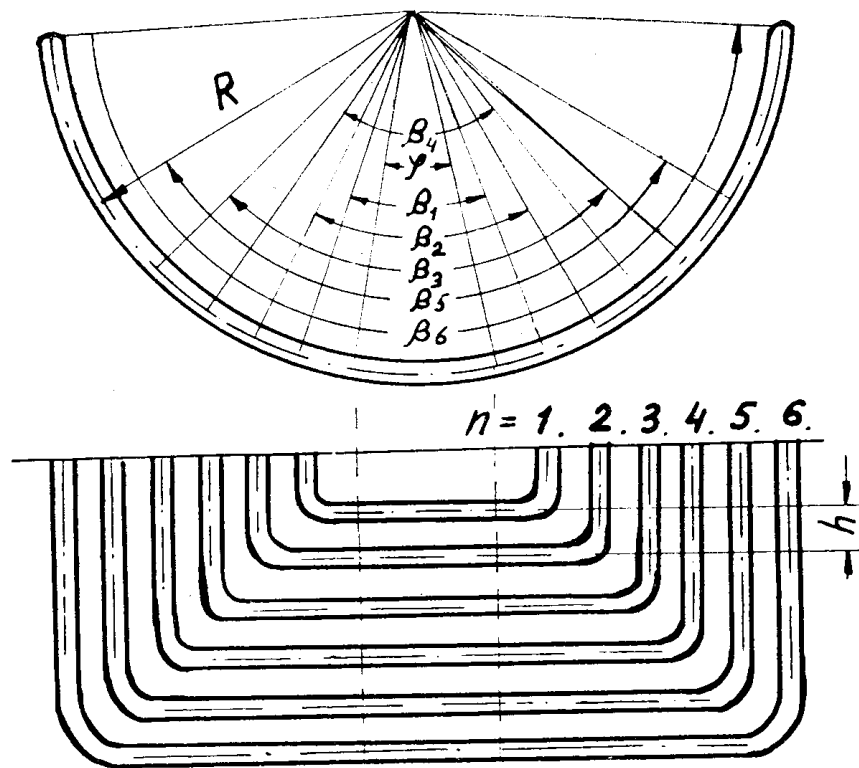


Рис. 2. Схема расположения проводников лобовой части однослойной concentрической обмотки

следования на модели, параметры которой использовались в расчете. Удовлетворительное совпадение результатов расчета и эксперимента подтверждает возможность применения рассмотренного метода для расчета электродинамических усилий в лобовых частях обмоток электрических машин.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Попов, Г. А. Сипайлов. Установка для экспериментального исследования электродинамических усилий в лобовых частях ударного генератора. Известия ТПИ, том 190, 1968.
2. Г. Б. Холявский. Расчет электродинамических усилий в электрических аппаратах, ГЭИ, 1962.
3. A. A. Halacsy. Practical Calculation of Magnetizing Force Pros IEE, Vol 97, Part I, No 104.
4. Л. А. Цейтлин. Индуктивности проводов и контуров. ГЭИ, 1950.
5. Е. Янке, Ф. Эмде, Ф. Лёш. Специальные функции. «Наука», 1964.