Минно-геоложки университет "Св. Иван Рилски"
Годишник, том 47, свитък III, Механизация, електрификация и автоматизация на мините, София 2004, стр. 109-111

Изчисляване на някои електромагнитни параметри и величини на вихрова машина

Константин Костов, Константин Тричков

Минно-геоложки университет "Св. Иван Рилски", 1700 София

РЕЗЮМЕ. Въз основа на радиалната компонента на магнитната индукция по обвода на индуктора се намира магнитният поток за един полюс на явнополюсна и неявнополюсна вихрова машина. Чрез него се изчислява електродвижещото напрежение и индуктивното съпротивление. Резултатите за магнитния поток и за електродвижещото напрежение са във Фуриеров ред. Това дава възможност да се получат формулите за главното индуктивно съпротивление и за индуктивното съпротивление на диференциалното разсейване.

CALCULATING SOME ELECTROMAGNETIC PARAMETERS AND MAGNITUDESOF A VORTEX MACHINE

ABCTRACT. Based on the radial component of magnetic induction along the inductor rim, the magnetic flux of a pole is determined respectively for a salient-pole and non-salient-pole vortex machine. Then the electromotive force and inductive reactance are calculated. Results obtained for the magnetic flux and electromotive force are expressed as Fourier series. This permits to obtain expressions for the main inductive reactance and the inductive reactance of the differential dispersion.

Вихровата машина е устройство, създаващо въртящо се магнитно поле. В активния му обем се поставят феромагнитни работни частици и обработваем материал. Въртящо се магнитно поле въздейства върху работните частици, които от своя страна осъществяват процеса вихрова обработка, описан в Логвиненко и Шеляков (1976).

Изразите за магнитния интензитет за всеки момент при нулева начална фаза на тока на фаза А са изведени в Костов (1977). Радиалната и тангенциалната компоненти на магнитния интензитет са

$$H_{r\nu} = H_\nu \sin(\omega t \mp \nu p\alpha) \text{ и} \tag{1}$$

$$H_{\alpha\nu} = \mp H_\nu \cos(\omega t \mp \nu p\alpha), \tag{2}$$

където:

$$H_\nu = \frac{\nu p r^{\nu p-1}}{R^{\nu p}} F_\nu = \sqrt{2} k_{w\nu} A \left(\frac{r}{R}\right)^{\nu p-1} \tag{3}$$

е амплитуда на ν - тия хармоник на вектора на полето;

$F_\nu = \dfrac{\sqrt{2}}{\nu p} k_{w\nu} AR$ е амплитуда на ν -тия хармоник на м.д.н. за един полюс;

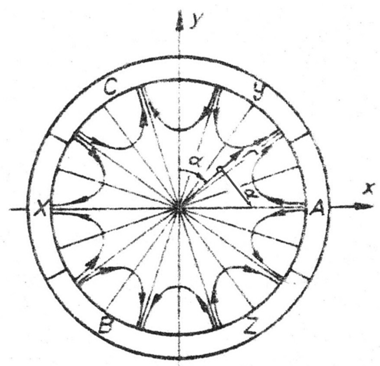
p – брой на чифтовете полюси;

$k_{w\nu}$ – коефициент на намотката за ν -тия хармоник;

A – линейно токово натоварване;

R – радиус на индуктора, равен на половината на активния диаметър D.

В изразите (1) и (2), както и по-долу, горните знаци се отнасят за правите, а долните – за обратните хармоници. Текущият радиус се отчита от началото на координатната система, а текущият ъгъл – от оста Y в посоката на въртене на основния хармоник (по часовниковата стрелка). На Фиг.1 е показан пример на картината на магнитното поле при $t = 0$ и $\nu = 5$ с означенията на α и r.



Фиг. 1.

За изчисляването на магнитния поток за един полюс е необходима радиалната компонента на магнитния интензитет по обвода на индуктора. От (1) и (3) за $r = R$ се получава

$$\begin{aligned} H_{R\nu t} &= \sqrt{2} k_{w\nu} A \sin(\omega t \mp \nu p\alpha) = \\ &= H_{R\nu} \sin(\omega t \mp \nu p\alpha), \end{aligned} \tag{4}$$

където $H_{R\nu} = \sqrt{2} k_{w\nu} A$.

Намираме магнитния поток за едно полюсно деление на ν -тия хармоник на полето:

$$\Phi_{R\nu t} = \mu_o l_\delta \int_0^{\pi/\nu p} H_{R\nu t} R d\alpha =$$

$$= \mu_o \sqrt{2} k_{w\nu} A l_\delta R \int_0^{\pi/\nu p} \sin\left(\omega t \mp \nu p\alpha\right) d\alpha$$

$$= \mp \mu_o \sqrt{2} A l_\delta D \frac{k_{w\nu}}{\nu p} \cos\omega t = \mp \Phi_{R\nu} \cos\omega t, \qquad (5)$$

където:

$$\Phi_{R\nu} = \mu_o \sqrt{2} A \ell_\delta D \frac{k_{w\nu}}{\nu p} \qquad (6)$$

е максималната стойност на магнитния поток;

μ_o – магнитна проницаемост на въздуха;

ℓ_δ – изчислителната дължина на индуктора, която има същия физически смисъл като при нормалните електрически машини и може засега да се приеме, че е равна на активната дължина на индуктора. Както трябва да се очаква, изразът (5) показва, че за дадено полюсно деление, неподвижно свързано със статора, ще се променя с основната честота, тъй като при ν пъти по-малка скорост на въртене полюсите са ν пъти повече.

От (4) се вижда още, че във всеки момент радиалната компонента на магнитния интензитет е разпределена синусоидално по обвода на индуктора. Това дава възможност да се приложи известната формула за ефективната стойност на ν -тия хармоник на е.д.н.:

$$E_\nu = \pi \sqrt{2} f w k_{w\nu} \Phi_{R\nu}.$$

След като се замести $\Phi_{R\nu}$ от (6), се получава

$$E_\nu = 2\pi \mu_o f \frac{k_{w\nu}^2}{\nu p} w \ell_\delta D A. \qquad (7)$$

Ако вземем предвид, че $A = \dfrac{2mwI}{\pi D}$, изразът (7) придобива вида

$$E_\nu = 4\mu_o m f \frac{w^2 k_{w\nu}^2}{\nu p} \ell_\delta I, \qquad (8)$$

където:

m е брой на фазите;

w – брой на навивките за една фаза;

I – фазов ток.

За индуктивното съпротивление на самоиндукция от ν -тия хармоник на полето е валиден изразът

$$x_\nu = \frac{E_\nu}{I} = 4\mu_o m f \frac{w^2 k_{w\nu}^2}{\nu p} \ell_\delta. \qquad (9)$$

Във формула (8) не участва диаметърът. Това обаче не означава, че x_ν не зависи от него. Наистина, от (4) и (7) може да се определи

$$w = \frac{\nu p E_\nu}{\pi \sqrt{2} f k_{w\nu} \ell_\delta D B_{R\nu}}. \qquad (10)$$

След като се замести w в (8), се получава

$$x_\nu = 2\mu_o m \frac{\nu p E_\nu^2}{\pi^2 f \ell_\delta D^2 B_{R\nu}^2}. \qquad (11)$$

Следователно x_ν зависи и от диаметъра D и от активния обем $\pi \ell_\delta D^2/4$, но по друг начин в сравнение с нормалните електрически машини за променлив ток. Може да се изчисли потокът $\Phi_{A\nu t}$ на ν -тия хармоник, който се сцепва в момента t например с фаза А:

$$\Phi_{A\nu t} = \mu_o l_\delta \int_{\pi/3p}^{2\pi/3p} H_{R\nu t} R d\alpha =$$

$$= \mu_o H_{R\nu} R l_\delta \int_{\pi/3p}^{2\pi/3p} \sin\left(\omega t \mp \nu p\alpha\right) d\alpha = \qquad (12)$$

$$= \mp \frac{\mu_o}{\nu p} H_{R\nu} R l_\delta \cos\omega t$$

Изразът (12) показва, че едноименните хармоници на потока за една фаза съвпадат по фаза, а разноименните са в противофаза. Същевременно разноименните хармоници се въртят в обратни посоки. Следователно техните е.д.н. са във фаза, ако и $k_{w\nu} > 0$. Ако за някой хармоник $k_{w\nu} < 0$, това води до смяна на знака на $H_{R\nu}$, който съгласно (12) определя знака на $\Phi_{A\nu t}$. Но $k_{w\nu}$ участва и в израза за E_ν и това довежда отново до извода, че е.д.н. на всички хармоници от една фаза не са изместени помежду си във времето. Това можеше да се предвиди, защото в (7) участва квадратът на $k_{w\nu}$. Следователно ефективната стойност на общото е.д.н. на самоиндукция за една фаза ще бъде равно на аритметичната сума от е.д.н. на отделните хармоници. Като се вземат под внимание изразите (7) и (8) се получава съответно:

$$E = 2\pi \mu_o w l_\delta D A \frac{f}{p} \left(k_{w1}^2 + \frac{k_{w5}^2}{5} + \frac{k_{w7}^2}{7} + \right.$$
$$\left. + \frac{k_{w11}^2}{11} + \frac{k_{w13}^2}{13} + \ldots \right) \qquad (13)$$

$$E = 4\mu_o m w^2 l_\delta \frac{f}{p} I \left(k_{w1}^2 + \frac{k_{w5}^2}{5} + \frac{k_{w7}^2}{7} + \right.$$
$$\left. + \frac{k_{w11}^2}{11} + \frac{k_{w13}^2}{13} + \ldots \right), \qquad (14)$$

Тъй като потоците на пространствените висши хармоници обуславят диференциалното разсейване, може в съответствие с (7), (8), (13) и (14) да бъдат написани изразите за основното е.д.н. E_1 и за главното индуктивно съпротивление x_1, както следва:

$$E_1 = 2\pi \mu_o f \frac{k_{w1}^2}{p} w \ell_\delta DA, \tag{15}$$

$$E_1 = 4\mu_o m f \frac{w^2 k_{w1}^2}{p} \ell_\delta I, \tag{16}$$

$$x_1 = \frac{E_1}{I} = 4\mu_o m f \frac{w^2 k_{w1}^2}{p} \ell_\delta \, . \tag{17}$$

В съответствие със същите изрази, за е.д.н. $E_Д$ и за индуктивното съпротивление от диференциалното разсейване $x_Д$ може да се напише

$$E_Д = 2\pi \mu_o w l_\delta DA \frac{f}{p} \left(\frac{k_{w5}^2}{5} + \frac{k_{w7}^2}{7} + \frac{k_{w11}^2}{11} + \frac{k_{w13}^2}{13} + \dots \right), \tag{18}$$

$$E_Д = 4\mu_o m w^2 l_\delta \frac{f}{p} I \left(\frac{k_{w5}^2}{5} + \frac{k_{w7}^2}{7} + \frac{k_{w11}^2}{11} + \frac{k_{w13}^2}{13} + \dots \right), \tag{19}$$

$$x_Д = 4\mu_o m w^2 l_\delta \frac{f}{p} \left(\frac{k_{w5}^2}{5} + \frac{k_{w7}^2}{7} + \frac{k_{w11}^2}{11} + \frac{k_{w13}^2}{13} + \dots \right) \tag{20}$$

Получените формули за основния магнитен поток, основното е.д.н., главното индуктивно съпротивление и индуктивното съпротивление на диференциалното разсейване са важна стъпка за окончателното изясняване на параметрите на електромагнитната система на вихровата машина.

Литература

Костов, К. 1987. *Многополюсно въртящо се магнитно поле при отсъствие на вторична среда*. – Научна сесия "ВМЕИ "Ленин" '87", С.

Логвиненко, Д, О.Шеляков. 1976. *Интенсификация технологических процессов в аппаратах с вихревым слоем*. Киев, "Техника", 142 с.