

ЕЛЕКТРИЧНІ МАШИНИ ТА АПАРАТИ

УДК 621.313

СТРУКТУРА МАГНІТНОГО ПОЛЯ ТОРЦЕВОГО ДУГОСТАТОРНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГУНА З ДИСКОВИМ БІМЕТАЛЕВИМ МАСИВНИМ РОТОРОМ

А.П. Ращепкін¹, докт. техн. наук, **О.М. Карлов**², канд. техн. наук, **Р.С. Крищук**³, мол. наук. співр.
Інститут електродинаміки НАН України,
Перемоги, 56, Київ, 03057, Україна
e-mail: dep7ied@ukr.net
Orcid ID: 0000-0002-3308-8032¹, 0000-0002-1350-1870², 0000-0002-1933-0144³

Розроблено метод розрахунку розподілу індукції магнітного поля в торцевих дугостаторних асинхронних двигунах (ТДАД) та торцевих асинхронних двигунах (ТАД) з біметалевим масивним ротором. Для визначення розподілу магнітного поля використано систему рівнянь Максвелла для квазістационарного режиму з урахуванням змінної від радіуса лінійної швидкості ротора. Для розв'язання рівняння магнітного поля використано інтегральні перетворення у ряди Фур'є по азимутальній координаті та перетворення в кінцевих межах за радіусом. У математичній моделі враховано поздовжній, поперечний та товщинний крайові ефекти, реальне розміщення струму пазів у вигляді дельта-функцій на поверхні статора та розміщення струму лобових частин на краях магнітопроводів. Струм задано у вигляді комплексних амплітуд для кожної фази трифазних компенсованих одно- або двошарових обмоток дугостаторного двигуна. За розробленим методом виконано розрахунок індукції магнітного поля в зазорі між статорами ТДАД і показано характер розподілу магнітного поля по азимутальній, радіальній та аксіальній координатах. Бібл. 8, рис. 6, таблиця.

Ключові слова: торцевий дугостаторний асинхронний двигун, рівняння Максвелла, масивний дисковий біметалевий ротор.

У роботі [6] виконано огляд електроприводу кульових барабанних млинів та запропоновано торцевий дугостаторний асинхронний двигун (ТДАД) з електропровідним дисковим ротором для потужних вуглерозмельних млинів. Також ТДАД доцільно використовувати на будь-яких інших пристроях, аналогічно лінійним машинам [3], оскільки конструкція торцевих двигунів має свої переваги: малу аксіальну відстань, можливість модульного виконання (кілька роторів та статорів), просту конструкцію ротора, можливість регулювання величини повітряних проміжків, суміщення дискових роторів з робочим тілом (наприклад, розробка корморізки для сільського господарства з ріжучим механізмом, який одночасно виконує роль дискового масивного ротора). Інформація про торцеві двигуни також є в літературі [8].

У пропонуємії роботі досліджуються двостаторні ТДАД з дисковими масивними феромагнітними роторами з електропровідним покриттям (біметалевий ротор), а саме розробка математичної моделі та аналітичний метод розрахунку розподілу індукції магнітного поля в зазорі ТДАД. Особливістю моделі є те, що враховуються такі особливості: затухання магнітного поля за товщиною диска; залежність лінійної швидкості за радіусом ротора, що дає змогу не приводити обертову машину до нерухомої; врахування реального несиметричного положення ротора в зазорі з метою визначення дестабілізуючих магнітних сил, що діють на ротор.

Мета роботи полягає в розробці методу розрахунку магнітного поля торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з дисковим біметалевим ротором між статорами з урахуванням поздовжнього, поперечного та товщинного крайових ефектів.

Модельне представлення ТДАД у циліндричній системі координат (ρ, φ, z) представлено на рис. 1. По обидва боки від ротора розміщено ідеальні магнітопроводи без пазів.

Струм пазів та лобових частин розміщено на поверхні магнітопроводів посередині пазів у вигляді лінійного струмового навантаження (δ -функцій Дірака), а в лобових частинах – на краях статорів ($\rho = r_1$ та $\rho = r_2$). Якщо двигун дугостаторний – обмотка зі струмом розміщується лише на певному куті замкнених магнітопроводів, наприклад, від $-\pi/2$ до $\pi/2$. Між магнітопроводами – тришаровий електропровідний масивний ротор, в якому збуджуються вихрові струми, що призводять до руху ротора у магнітному полі статора. Для побудови математичної моделі приймається допущення, що магнітопроводи продовжені по радіусу до розмірів ротора (до r_3 та r_4), де приймається гранична умова рівності нулю тангенціальних складових індукції магнітного поля. Тобто на краях зазору по радіусу між статорами розміщено магнітні шунти з нескінченною магнітною проникністю.

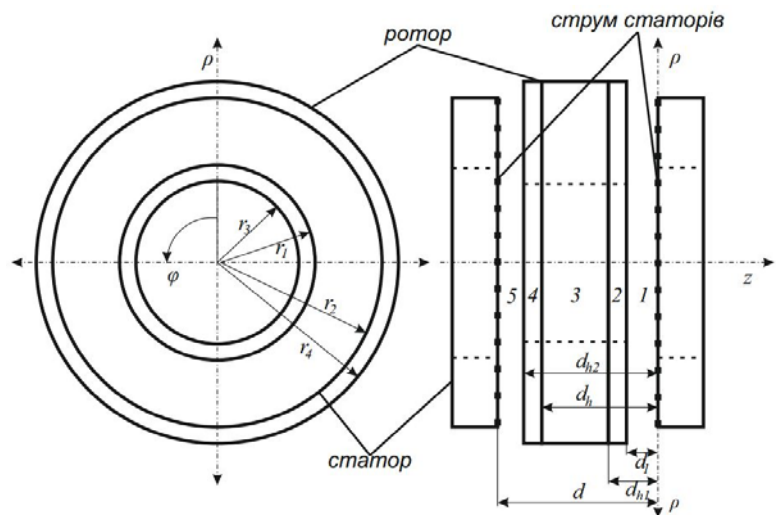


Рис. 1

Розподіл магнітного поля описується системою рівнянь Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1)$$

і матеріальними рівняннями

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \mu = \mu_0 \mu_r, \quad (2)$$

де \vec{H} , \vec{E} , \vec{B} , \vec{j} – вектори відповідно напруженості магнітного й електричного полів, вектори індукції магнітного поля й густини струму; μ – магнітна проникність; μ_0 – магнітна проникність вакууму; μ_r – відносна магнітна проникність; σ – електрична провідність; \vec{v} – вектор лінійної швидкості ротора; t – час.

З другого рівняння системи (2) та першого рівняння системи (1) маємо

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \mu \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (3)$$

після чого застосуємо z -складову ротора векторного поля для подальшого отримання рівняння з B_z складовою індукції магнітного поля:

$$\operatorname{rot}_z \operatorname{rot} \vec{B} = -\mu \sigma \frac{\partial B_z}{\partial t} + \mu \sigma \operatorname{rot}_z (\vec{v} \times \vec{B}). \quad (4)$$

Оскільки диск ротора машини обертається тільки в напрямку азимутальної координати, приймаємо в (4) лише v_φ складову швидкості.

Виконавши операцію rot_z в (4), отримаємо рівняння для B_z складової індукції магнітного поля в циліндричній системі координат:

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \rho} = \mu \sigma \left(\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{v_\varphi}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} \right). \quad (5)$$

Рівняння (5) дійсне для кожної області зазору двигуна (рис. 1) – повітря 1, електропровідний шар 2, феромагнітний шар 3, електропровідний шар 4, повітря 5. Між областями виконуються граничні умови, що характеризують умови спряження електромагнітних полів на границях між областями.

Оскільки машина асинхронна, швидкість ротора залежить від швидкості магнітного поля та ковзання:

$$v_\varphi = v_s(1-s), \quad (6)$$

де s – ковзання; v_s – швидкість обертання магнітного поля статора ($v_s = 2f\tau$); f – частота струму в мережі; $\tau(\rho)$ – полюсне ділення, що залежить від радіальної координати:

$$\tau = \frac{\pi\rho C_s}{p}, \quad (7)$$

де p – число пар полюсів статора; C_s – відношення кута розкриття дугового статора до повного кола. Для ТАД $C_s = 1$.

Таким чином, лінійна швидкість обертання ротора – функція від радіальної координати:

$$v_\varphi = \omega \frac{C_s \rho}{p} (1-s). \quad (8)$$

де $\omega = 2\pi f$ – циклічна (кутова) частота.

З урахуванням лінійної швидкості ротора (8) рівняння (5) набуває такого вигляду:

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \rho} = i\mu\sigma\omega B_z + C_s \frac{\omega}{p} (1-s)\mu\sigma \frac{\partial B_z}{\partial \varphi}. \quad (9)$$

Вираз (9) являє собою диференціальне рівняння другого порядку. На границях $\rho = r_3$ і $\rho = r_4$ прийнято умову розміщення феромагнітних шунтів, і тому приймається така гранична умова:

$$B_z = 0. \quad (10)$$

Оскільки в азимутальному напрямку рівняння (9) змінюється періодично з періодом $T = 2\pi$, як граничну умову за координатою φ приймаємо умову періодичності.

Граничні умови на границях $\pm d/2$ (рис. 1) визначені для правого або лівого статора за теоремою Стокса:

$$\oint \vec{H} d\vec{l} = \int_S \vec{j} d\vec{s}, \quad (11)$$

де враховується, що напруженість магнітного поля та густина струму залежать від радіальної та азимутальної координат. Враховуючи рівняння (11), маємо граничні умови на поверхнях магнітопроводів з боку повітряних проміжків. Для правого статора (рис. 1) за умови нескінченної магнітної проникності магнітопроводів статорів

$$H_\rho = -i_\varphi, \quad H_\varphi = i_\rho, \quad (12)$$

для лівого статора

$$H_\rho = i_\varphi, \quad H_\varphi = -i_\rho. \quad (13)$$

На границях між областями 1 і 2, 2 і 3, 3 і 4, 4 і 5 виконуються граничні умови рівності нормальних складових індукції й тангенціальних складових напруженості магнітного поля.

Щоб знайти розподіл магнітного поля у проміжку між статорами, виконано інтегральні перетворення з умовами періодичності по координаті φ та інтегральне перетворення в скінченних межах по радіусу ρ [7]. Отже, приведемо отриманий вираз (9) в залежність від однієї змінної – z . Виконавши нескладні обернені перетворення, отримаємо розв'язок для диференціального рівняння (9).

По координаті φ до виразу (9) застосовується перетворення у ряди Фур'є [1, 7] з ядром $\frac{1}{2\pi} e^{in\varphi}$:

$$\bar{B}_z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} B_z e^{in\varphi} d\varphi, \quad (14)$$

де n – параметр перетворення Фур'є. Таким чином, отримаємо

$$\frac{\partial^2 \bar{B}_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \bar{B}_z}{\partial \rho^2} - \frac{n^2}{\rho^2} \bar{B}_z + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial \rho} = i\mu\sigma\omega \bar{B}_z - \frac{i n \omega \mu \sigma C_s (1-s)}{\rho} \bar{B}_z. \quad (15)$$

До рівняння (15) застосовується інтегральне перетворення в скінченних межах по координаті ρ , з ядром $C_{n\eta}^{-1} K_\eta$ та ваговою функцією ρ [7]:

$$\tilde{B}_z = C_{n\eta}^{-1} \int_{r_3}^{r_4} \bar{B}_z K_\eta \rho d\rho, \quad (16)$$

де $K_\eta = (Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho))$, $J_n(\cdot)$, $Y_n(\cdot)$ – функції Бесселя відповідно першого та другого роду; $\lambda_{n\eta}$ – власне число інтегрального перетворення, що знаходиться з рівняння

$$J_n(\lambda_{n\eta} r_3) Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) - Y_n(\lambda_{n\eta} r_3) J_n(\lambda_{n\eta} r_4) = 0; \quad (17)$$

η – порядковий номер власного числа $\lambda_{n\eta}$ для певного параметра n ; $C_{n\eta}^{-1}$ – нормуючий множник, який набуває значення відповідно до [7]:

$$C_{n\eta} = \frac{2(J_n^2(\lambda_{n\eta} r_3) - J_n^2(\lambda_{n\eta} r_4))}{\pi^2 \lambda_{n\eta}^2 J_n^2(\lambda_{n\eta} r_3)}. \quad (18)$$

Отже, рівняння (15), позбавлене залежності від ρ та φ , має вигляд

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_z}{\partial z^2} - \gamma^2 \tilde{B}_z = 0, \quad (19)$$

де

$$\gamma = \sqrt{\lambda_{n\eta}^2 + i\mu\sigma\omega \left(1 - \frac{n C_s}{p} (1-s)\right)}. \quad (20)$$

Рівняння (19) – це однорідне диференціальне рівняння другого порядку з постійними коефіцієнтами, розв'язок якого відомий та записується для 1, 2, 3, 4, 5 областей зазору (рис. 1) відповідно:

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z|_1 &= C_1 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_2 e^{-\lambda_{n\eta} z}; \quad \tilde{B}_z|_2 = C_3 e^{\gamma_3 z} + C_4 e^{-\gamma_3 z}; \quad \tilde{B}_z|_3 = C_5 e^{\gamma_4 z} + C_6 e^{-\gamma_4 z}; \\ \tilde{B}_z|_4 &= C_7 e^{\gamma_5 z} + C_8 e^{-\gamma_5 z}; \quad \tilde{B}_z|_5 = C_9 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_{10} e^{-\lambda_{n\eta} z}, \end{aligned} \quad (21)$$

де для 1 та 5 областей $\gamma = \lambda_{n\eta}$, оскільки $\sigma = 0$, для інших областей (3, 4, 5) параметр γ (20) набуває свого значення ($\gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$) залежно від електропровідності та магнітної проникності в кожному шарі ротора; $C_1 - C_6$ – постійні інтегрування.

Для знаходження розподілу магнітного поля в зазорі двигуна над рівняннями (21) виконуються обернені перетворення [7]:

$$B_z = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} \tilde{B}_z K_\eta e^{-in\varphi}. \quad (22)$$

Знайдемо постійні інтегрування $C_1 - C_{10}$ з граничних умов. Для цього продиференціюємо рівняння (21):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{B}_z|_I}{\partial z} &= \lambda_{n\eta} C_1 e^{\lambda_{n\eta} z} - \lambda_{n\eta} C_2 e^{-\lambda_{n\eta} z}; & \frac{\partial \tilde{B}_z|_{II}}{\partial z} &= \gamma_3 C_3 e^{\gamma_3 z} - \gamma_3 C_4 e^{-\gamma_3 z}; \\ \frac{\partial \tilde{B}_z|_{III}}{\partial z} &= \gamma_4 C_5 e^{\gamma_4 z} - \gamma_4 C_6 e^{-\gamma_4 z}; & \frac{\partial \tilde{B}_z|_{IV}}{\partial z} &= \gamma_5 C_7 e^{\gamma_5 z} - \gamma_5 C_8 e^{-\gamma_5 z}; \\ \frac{\partial \tilde{B}_z|_V}{\partial z} &= \lambda_{n\eta} C_9 e^{\lambda_{n\eta} z} - \lambda_{n\eta} C_{10} e^{-\lambda_{n\eta} z}. \end{aligned} \quad (23)$$

Оскільки постійних інтегрування всього 10, то складемо систему з десяти рівнянь, вісім з яких описують спряження нормальної та тангенціальних складових магнітного поля на границях між областями зазору по координаті z (рис. 1), а також два рівняння на поверхнях магнітопроводів із системи (23). Тоді на основі рівнянь (21) та (23) маємо таку систему рівнянь:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \right|_{z=0} &= \lambda_{n\eta} C_1 - \lambda_{n\eta} C_2; \\ z = -d_1 &\begin{cases} C_1 e^{-\lambda_{m\eta} d_1} + C_2 e^{\lambda_{m\eta} d_1} = C_3 e^{-\gamma_3 d_1} + C_4 e^{\gamma_3 d_1}; \\ \lambda_{m\eta} C_1 e^{-\lambda_{m\eta} d_1} - \lambda_{m\eta} C_2 e^{\lambda_{m\eta} d_1} = \gamma_3 C_3 e^{-\gamma_3 d_1} - \gamma_3 C_4 e^{\gamma_3 d_1}; \end{cases} \\ z = -d_{h1} &\begin{cases} C_3 e^{-\gamma_3 d_{h1}} + C_4 e^{\gamma_3 d_{h1}} = C_5 e^{-\gamma_4 d_{h1}} + C_6 e^{\gamma_4 d_{h1}}; \\ \mu_r \gamma_3 C_3 e^{-\gamma_3 d_{h1}} - \mu_r \gamma_3 C_4 e^{\gamma_3 d_{h1}} = \gamma_4 C_5 e^{-\gamma_4 d_{h1}} - \gamma_4 C_6 e^{\gamma_4 d_{h1}}; \end{cases} \\ z = -d_h &\begin{cases} C_5 e^{-\gamma_4 d_h} + C_6 e^{\gamma_4 d_h} = C_7 e^{-\gamma_5 d_h} + C_8 e^{\gamma_5 d_h}; \\ \gamma_4 C_5 e^{-\gamma_4 d_h} - \gamma_4 C_6 e^{\gamma_4 d_h} = \mu_r \gamma_5 C_7 e^{-\gamma_5 d_h} - \mu_r \gamma_5 C_8 e^{\gamma_5 d_h}; \end{cases} \\ z = -d_{h2} &\begin{cases} C_7 e^{-\gamma_5 d_{h2}} + C_8 e^{\gamma_5 d_{h2}} = C_9 e^{-\lambda_{m\eta} d_{h2}} + C_{10} e^{\lambda_{m\eta} d_{h2}}; \\ \gamma_5 C_7 e^{-\gamma_5 d_{h2}} - \gamma_5 C_8 e^{\gamma_5 d_{h2}} = \lambda_{m\eta} C_9 e^{-\lambda_{m\eta} d_{h2}} - \lambda_{m\eta} C_{10} e^{\lambda_{m\eta} d_{h2}}; \end{cases} \\ \lambda_{n\eta} C_9 e^{-\lambda_{n\eta} d} - \lambda_{n\eta} C_{10} e^{\lambda_{n\eta} d} &= \left. \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \right|_{z=-d}, \end{aligned} \quad (24)$$

коренями якої є постійні інтегрування $C_1 - C_{10}$.

Знайдемо, чому дорівнюють похідні $\frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z}$ у системах (23), (24). Застосувавши до $\text{div} \vec{B} = 0$ граничну умову по координаті z на границях $z = 0$ та $z = -d$ і використавши (12) і (13), маємо співвідношення

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial B_z}{\partial z} \right|_{z=0} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho (\mu_0 i_\varphi)) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mu_0 i_\rho), \\ \left. \frac{\partial B_z}{\partial z} \right|_{z=-d} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho (\mu_0 i_\varphi)) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\mu_0 i_\rho). \end{aligned} \quad (25)$$

Тут компонента струмового навантаження статора i_ρ вважається заданою. Компонента i_φ виражається із $\text{div} \vec{i} = 0$ через радіальну складову струму i_ρ (при $i_z = 0$):

$$i_\varphi = - \int_{-\pi}^{\varphi} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho i_\rho) d\varphi. \quad (26)$$

Застосувавши до (25) дискретне перетворення Фур'є (14) та інтегральне перетворення (16), маємо наступні граничні умови при $z = 0$ та $z = -d$ відповідно:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \right|_{z=0} &= J_s = -\frac{\mu_0 \lambda_{n\eta}^2 \bar{i}_{\rho 1}}{2i n \pi C_{n\eta} r_l} \int_0^{r_2} (Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)) \rho d\rho; \\ \left. \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \right|_{z=-d} &= -J_s; \end{aligned} \quad (27)$$

$$\bar{i}_\rho = \bar{i}_{\rho 1} (\Theta(\rho - r_1) - \Theta(\rho - r_2)) / 2\pi\rho; \quad (28)$$

$$\bar{i}_{\rho 1} = I_A w_A K_A + I_B w_B K_B - I_C w_C K_C. \quad (29)$$

Тут $\Theta(\dots)$ – ступінчаста функція; $I_{A(B,C)}$ – комплексні значення амплітуд струмів фаз A, B, C ; $w_{A(B,C)}$ – число витків у котушках обмотки відповідної фази одного статора. Обмо-

ткові коефіцієнти K_A, K_B, K_C двошарової компенсованої обмотки ТДАД (на рис. 2 показано приклад схеми виконання такої обмотки) з напівзаповненими крайніми пазами знаходяться за формулою [4]

$$K_j = -2e^{in\left(\varphi_j - \frac{\varphi_\tau}{2} + \frac{\varphi_\tau}{2m}\right) + \frac{ip_1\pi}{2}} \sin\left(\frac{n\beta\varphi_\tau}{2}\right) \frac{\sin(n\varphi_\tau/2m)}{q \sin(n\varphi_\tau/2mq)} \frac{\sin(p_1(n\varphi_\tau + \pi)/2)}{p_1 \cos(n\varphi_\tau/2)}, \quad (30)$$

де j набуває значення A, B, C ; $\varphi_{A(B,C)}$ – азимутальний кут розміщення фази $A(B,C)$; β – коефіцієнт вкорочення обмотки; p_1 – кількість полюсів у кожному шарі двошарової обмотки; q – кількість пазів на полюс-фазу. Для трифазної обмотки

$$\varphi_A = 0; \quad \varphi_B = \varphi_A + \frac{2\varphi_\tau}{3}; \quad \varphi_C = \varphi_A + \frac{\varphi_\tau}{3}. \quad (31)$$

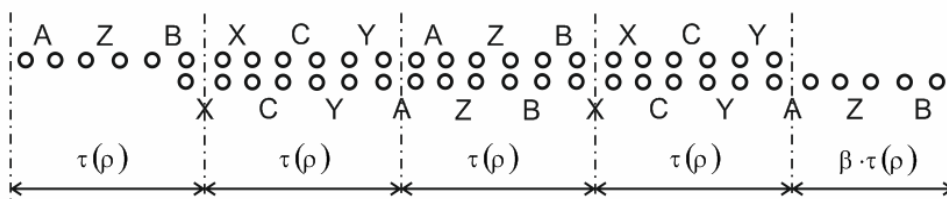


Рис. 2

Кількість витків у фазі двошарової обмотки

$$w_{A(B,C)} = s_{j1} q p_1, \quad (32)$$

де s_{j1} – кількість витків у пазу для одного шару двошарової обмотки.

Для одношарової компенсованої обмотки ТДАД ($C_s < 1$) і ТАД ($C_s = 1$) (схема на рис. 3)

$$K_I = e^{-in p \varphi_\tau} \left(1 - e^{in \varphi_\tau}\right) \frac{1}{q p} \sum_{k=1}^q e^{in \frac{2k-1}{2mq} \varphi_\tau} \sum_{s=1}^p e^{2in(s-1)\varphi_\tau}, \quad (33)$$

де

$$K_A = K_I e^{in\varphi_A}; \quad K_B = K_I e^{in\varphi_B}; \quad K_C = K_I e^{in\varphi_C} - \frac{2 \sin(np\varphi_\tau)}{ip}; \quad w_{A(B,C)} = s_j q p; \quad (34)$$

s_j – кількість витків у пазу одношарової обмотки; p – кількість пар полюсів для одношарової обмотки.

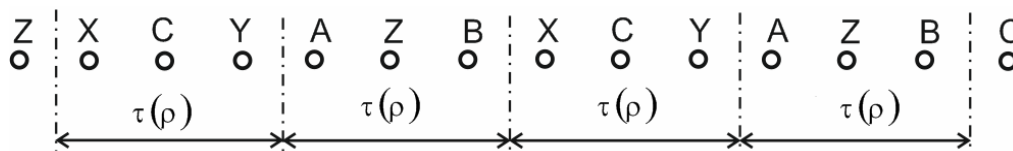


Рис. 3

Використання компенсованої обмотки в електричних машинах з розімкненим магнітопроводом дає змогу компенсувати пульсуюче магнітне поле [2]. Максимальний ефект компенсації пульсуючого поля досягається при парному числі полюсів p_1 двошарових обмоток з напівзаповненими крайніми пазами (рис. 2) [4] та крайніх пазів компенсованих одношарових обмоток (рис. 3) в одному спільному пазу при $\varphi = \pm p\varphi_\tau$ (на краях статора по азимутальній координаті). У замкнених машинах (ТАД) компенсуючі струми не потрібні, і тому другий член в K_C (34) відсутній.

Таким чином, виконано розробку математичної моделі та методу розрахунку B_z складової індукції магнітного поля ТДАД. Після розрахунку перетвореної індукції \tilde{B}_z (21)

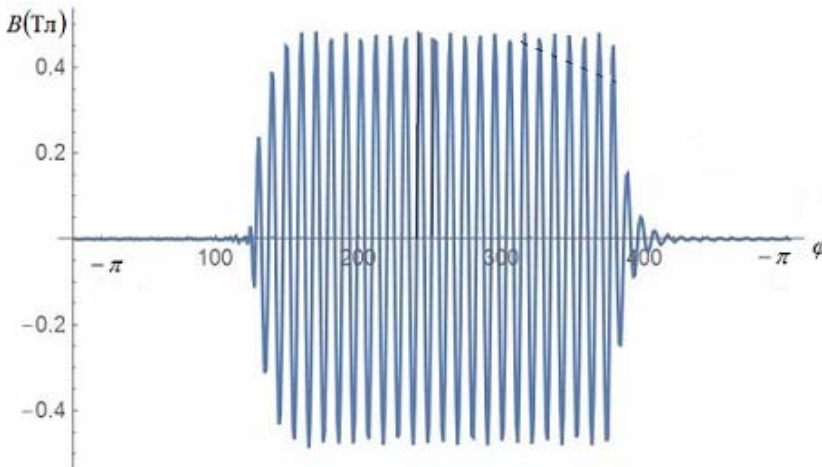


Рис. 4

статньо обмежитися кількістю чисел n у межах ($n = -8p/C_s \dots 8p/C_s$), щоб охопити всі вищі гармоніки, включаючи сьому, а також субгармоніки, які необхідні для розрахунку ТДАД. А кількість гармонік по радіальній координаті η достатньо брати 35 для задовільної точності розрахунку [5]. При розрахунку ТАД, в якому обмотка замкнена ($C_s = 1$), основна гармоніка розраховується при $n = p$, п'ята й сьома – відповідно $n = -5p$, $n = 7p$ і т.д., а субгармоніки не мають впливу.

Нульова гармоніка має вплив лише в ТДАД при використанні некомпенсованих обмоток – в одношарових обмотках без

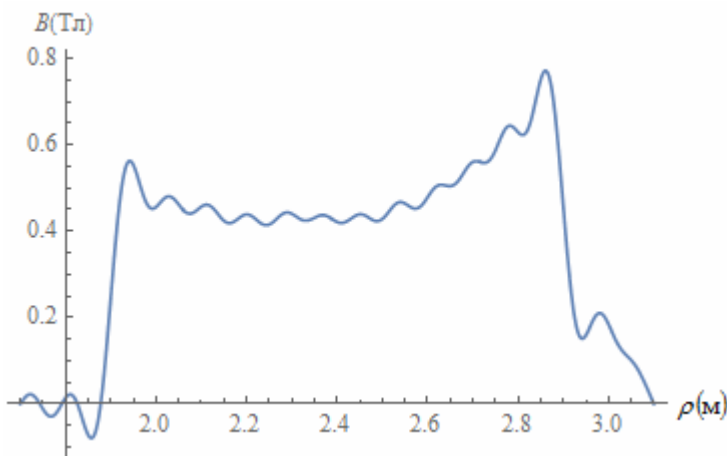


Рис. 5

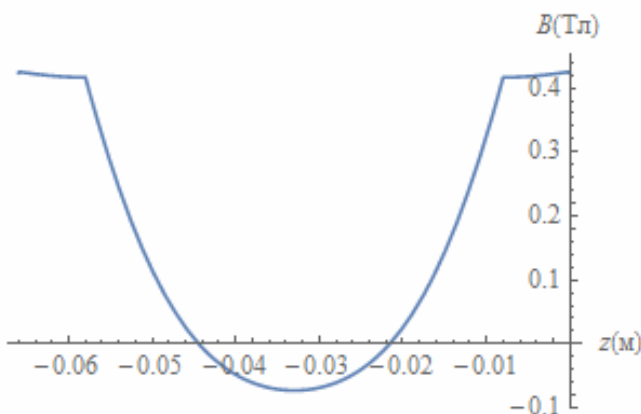


Рис. 6

виконується обернене перетворення (22), і таким чином отримуємо розподіл індукції магнітного поля в кожній області зазору, що залежить від трьох координат – $B_z(\rho, \varphi, z)$.

Для розрахунку магнітного поля ТДАД за розробленим методом необхідно скласти програму розрахунку, наприклад, у Wolfram Mathematica, Mathcad, Python, MathLab або ін. При розробці програми для розрахунку магнітного поля ТДАД до-

статньо обмежитися кількістю чисел n у межах ($n = -8p/C_s \dots 8p/C_s$), щоб охопити всі вищі гармоніки, включаючи сьому, а також субгармоніки, які необхідні для розрахунку ТДАД. А кількість гармонік по радіальній координаті η достатньо брати 35 для задовільної точності розрахунку [5]. При розрахунку ТАД, в якому обмотка замкнена ($C_s = 1$), основна гармоніка розраховується при $n = p$, п'ята й сьома – відповідно $n = -5p$, $n = 7p$ і т.д., а субгармоніки не мають впливу.

Нульова гармоніка має вплив лише в ТДАД при використанні некомпенсованих обмоток – в одношарових обмотках без члена $-\frac{2 \sin(np\varphi_r)}{ip}$ (34), у двошарових обмотках – з непарним числом p_1 (30).

У таблиці наведено вхідні дані для розрахунку розподілу індукції магнітного поля ТДАД з тришаровим ротором потужністю 900 кВт, що призначений, наприклад, для обертання кульового барабанного млина ШБМ 320/570 (Ш-25).

Розподіл магнітного поля ТДАД вздовж азимутальної координати від $-\pi$ до π посередині проміжку d_1 представлено на рис. 4. Графік побудовано дискретно в 500 точках, що відображено на шкалі абсцис. Оскільки обмотка на магнітопроводі для дугостаторної машини розміщена в межах від $-\pi/2$ до $\pi/2$, то видно, що магнітне поле за цими межами загасає. Тобто допущення про замкненість магнітопроводу по всьому колу з дуговим розміщенням представлених обмоток є обґрунтоване. Оскільки магнітне поле та ротор рухають-

Параметр	Величина	Означення параметрів
r_1	1,9	Менший радіус статора, м
r_2	2,9	Більший радіус статора, м
r_3	1,7	Менший радіус ротора, м
r_4	3,1	Більший радіус ротора, м
s	0,1	Ковзання
n_1	17,8	Швидкість ротора при заданих ковзанні й частоті, об/хв
s_A, s_B, s_C	8	Кількість витків у пазу
d	0,066	Проміжок між статорами, м (рис.1)
d_1	0,003	Відстань, м (рис.1)
d_{h1}	0,008	Відстань, м (рис.1)
d_h	0,058	Відстань, м (рис.1)
d_{h2}	0,063	Відстань, м (рис.1)
$2p$	48	Кількість полюсів
C_s	0,5	Коефіцієнт розкриття статора відносно повного кола
f	15,8	Частота напруги живлення, Гц
q	2	Кількість пазів на полюс і фазу
m	3	Кількість фаз
I_m	272,6	Амплітудне значення струму
σ_1	$50 \cdot 10^6$	Електропровідність немагнітних шарів ротора, См/м
σ_2	$4 \cdot 10^6$	Електропровідність феромагнітного шару ротора, См/м
μ_r	300	Відносна магнітна проникність феромагнітного шару ротора

ся зліва направо, то згашення поля (права частина графіка) має більшу траєкторію, ніж зростання (ліва частина графіка).

На рис. 5 представлено розподіл індукції магнітного поля по радіальній координаті в повітряному проміжку посередині полюсного ділення. Магнітне поле має різкий підйом на краях магнітопроводу, де за умовою знаходиться струм лобових частин у вигляді дельта-функції Дірака. За межами магнітопроводу магнітне поле на краях ротора загасає до нуля, як і було прийнято в граничних умовах – рівність тангенціальних складових нулю. Відображається коливання магнітного поля вздовж радіальної координати, що є наслідком прийнятого обмеженого числа η по радіальній координаті.

На рис. 6 показано розподіл індукції магнітного поля в повітряному проміжку за товщиною зазора (залежність від аксіальної координати z) посередині одного полюса дугового статора. Видно, що магнітне поле загасає в електропровідних накладках ротора і в феромагнітній частині. Тобто враховується ефект витіснення струму в масивному роторі.

Висновок. Розроблено аналітичний метод розрахунку торцевого дугостаторного асинхронного двигуна (ТДАД) та торцевого асинхронного двигуна (ТАД) з дисковим біметалевим феромагнітним ротором, покритим електропровідним немагнітним матеріалом з урахуванням товщинного, поперечного, поздовжнього крайового ефекту, а також з урахуванням зміни по радіусу лінійної швидкості обертання ротора. Враховано загасання магнітного поля за товщиною дискового ротора.

1. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. – М.: Наука, 1986.
2. Вольдек А.И. Индукционные магнитогидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. – Л.: Энергия, 1970. – 272 с.

3. Козаченко Е.В. Линейные тяговые электродвигатели. – М.: Информэлектро, 1984.
4. Кондратенко І.П., Крищук Р.С., Ращепкін А.П. Електромагнітні процеси в торцевій дугостаторній асинхронній машині з двошаровою обмоткою // Техн. електродинаміка. – 2015. – № 6. – С. 34–40.
5. Кондратенко І.П., Крищук Р.С. Моделювання торцевих дугостаторних асинхронних двигунів з масивними дисковими роторами // Вісн. Харківського нац. техн. ун-ту сільського господарства ім. П. Василенка, «Проблеми енергозабезпечення та енергозбереження в АПК України». – 2016. – Вип. 175. – С. 71–73.
6. Крищук Р.С., Ращепкін А.П. Огляд електроприводів кульових барабанних млинів // Пр. Ін-ту електродинаміки НАН України: Зб. наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, 2014. – Вип. 39. – С. 29–38.
7. Мартыненко Н.А., Пустыльников Л.М. Конечные интегральные преобразования и их применение к исследованию систем с распределенными параметрами. – М.: Наука, 1986. – 304 с.
8. Zahra N.-G., Hamid L. A survey on axial flux induction motors // Przegląd elektrotechniczny (Electrical Review), R.88 NR 2/2012. – P. 300–305.

УДК 621.313

А.П. Ращепкін¹, докт. техн. наук, О.М. Карлов², канд. техн. наук, Р.С. Крищук³, мл. науч. сотр.

Институт электродинамики НАН Украины,

пр-т Победы 56, Киев, 03057, Украина

Orcid ID: 0000-0002-3308-8032¹, 0000-0002-1350-1870², 0000-0002-1933-0144³

Структура магнитного поля торцевого дугостаторного асинхронного двигателя с дисковым биметаллическим массивным ротором

Разработан метод расчета распределения индукции магнитного поля в торцевых дугостаторных асинхронных двигателях (ТДАД) и торцевых асинхронных двигателях (ТАД) с биметаллическим массивным ротором. Использована система уравнений Максвелла для квазистационарного режима с учетом переменной от радиуса линейной скорости ротора. Для решения уравнения магнитного поля использованы интегральные преобразования в ряды Фурье по азимутальной координате и преобразования в конечных пределах по радиальной координате. В математической модели учтены продольный, поперечный и толщинный краевые эффекты, реальное размещение тока пазов в виде дельта-функций на поверхности статоров и размещение тока лобовых частей на краях магнитопроводов. Ток задан в виде комплексных амплитуд для каждой фазы трехфазных компенсированных одно- или двухслойных обмоток дугостаторного двигателя. Выполнен расчет индукции магнитного поля в зазоре между статорами ТДАД и представлен характер распределения магнитного поля по азимутальной, радиальной и аксиальной координатах. Библиограф. 8, рис. 6, таблица.

Ключевые слова: торцевой дугостаторный асинхронный двигатель, уравнения Максвелла, массивный дисковый биметаллический ротор.

А.Р. Rashchepkin¹, О.М. Karlov², R.S. Kryshchuk³

Institute of Electrodynamics of The National Academy of Sciences of Ukraine,

Peremohy, 56, Kyiv-57, 03680, Ukraine

Orcid ID: 0000-0002-3308-8032¹, 0000-0002-1350-1870², 0000-0002-1933-0144³

Structure of magnetic field of the axial arc-stator induction motor with solid bimetallic disc rotor

As the title implies, the article describes the method for calculating of axial arc-stator induction motor with solid three-layer disc rotor. It gives attention to the linear velocity of the rotor, which not uniform across gap, and consideration of the edge effect on the thickness gap between the stators. This article gives a detailed analysis of mathematical model of the magnetic field of the motor. The basis of the equation for magnetic field is the Maxwell's equations. Solution of the magnetic field equation uses integral transforms: Fourier series and integral transformation in finite limits. Solving the equation takes into account the actual current placement of slots in the form of the Dirac delta function on surface of the stator in air-gap. It takes into account the frontal part of the current, primary and higher harmonics magnetic field too. The current is specified as complex amplitudes for each phase of the three-phase single-layer and dual-layer compensated arc-stator windings. Plots showing the 3-dimensional magnetic field distribution in the gap between the stators of the axial arc-stator induction motor. References 8, figures 6, table.

Key words: axial disc motor, arc-stator induction motor, Maxwell's magnetic field equations, solid bimetallic disc rotor.

Надійшла 06.06.2017

Received 06.06.2017