

УДК 621.313

А. П. РАЩЕПКІН, Р. С. КРИЩУК

**ЕНЕРГЕТИЧНІ ПОКАЗНИКИ ТОРЦЕВОГО ДУГОСТАТОРНОГО АСИНХРОННОГО ДВИГУНА З ДИСКОВИМ ФЕРОМАГНІТНИМ РОТОРОМ ТА КОМПЕНСОВАНОЮ ОБМОТКОЮ**

У статті представлено метод розрахунку енергетичних показників торцевого дугостаторного асинхронного двигуна (ТДАД) з компенсованою одношаровою обмоткою. Обґрунтовано необхідність застосування компенсованої обмотки для ТДАД. Представлено розрахунок енергетичних показників та магнітних сил, що діють на дисковий ротор, при несиметричному розміщенні дискового ротора в зазорі. Дано спосіб регулювання швидкості ТДАД для використання на кульових барабанних млинах. На основі розрахунку виконано аналіз щодо доцільності використання феромагнітного дискового ротора. Показано залежності енергетичних параметрів двигуна від фізичних параметрів дискового ротора.

**Ключові слова:** енергетичні характеристики, магнітні сили, торцевий дугостаторний асинхронний двигун.

**Вступ.** Сучасна промисловість не може обійтися без барабанних млинів – механізмів, що здійснюють подрібнення гірських порід на гірничо-збагачувальних комбінатах (ГЗК), вугілля на теплових електростанціях (ТЕС), в цементній промисловості. Основні складові барабанних млинів – це електропривід та обертовий барабан, який може бути як з наповнювачем (кулі, стержні, тетраедри), так і без. Електропривід барабанних млинів буває безредукторний та з використанням механічної передачі моменту (зубчаті вал та вінець) [10].

Оскільки сучасний безредукторний електропривід вимагає значних капіталовкладень, то на барабанних млинах до 18 МВт використовуються барабанні млини з механічною передачею від синхронних (рідше від асинхронних) двигунів. Такий електропривід має суттєві недоліки. Це, зокрема, зношені зубці шестерней, необхідність в регулюванні їх стиковки, постійне змащення зубців, заміна механічних деталей, часті планові ремонти. Тому розробка надійного та недорогого безредукторного електроприводу потужністю в кілька мегават є актуальним завданням.

В минулому сторіччі було запропоновано та впроваджено дугостаторний безредукторний електропривід для кульових барабанних млинів ТЕС (Ш-50) потужністю 2,5МВт [16]. Складається електропривід зі статора з розімкненим магнітопроводом у вигляді дуги та ротора, розміщеного на барабані. Оскільки барабан млина обертається зі швидкістю 17 об/хв, то дуговий статор дозволяв зменшити швидкість обертання без використання частотних перетворювачів. Такий двигун зазнав невдачі по причині значної односторонньої сили притягування, що виникала між статором та ротором та призводила до вигинання ярма магнітопроводу. Тому кульові барабанні млини ТЕС потужністю в кілька мегават й досі комплектуються електроприводом на механічній передачі.

На цей час в якості безредукторного електроприводу широке застосування знайшли торцеві двигуни. Вони відрізняються своєю конструкцією, яка дозволяє виконати компактний безредукторний електропривід з можливістю регулювання величини немагнітного проміжку.

В даній роботі досліджується торцевий

дугостаторний асинхронний двигун (ТДАД) з електропровідним дисковим ротором в зазорі між статорами, що призначений для кульових барабанних млинів. Це поєднання конструкції торцевого асинхронного двигуна (ТАД) з конструкцією лінійного асинхронного двигуна (ЛАД), принцип роботи яких аналогічний [13]. У статтях [6, 5] розглядається відповідно метод розрахунку усередненого магнітного поля ТДАД та метод розрахунку з урахуванням товщинного крайового ефекту, у статті [13] – розрахунок енергетичних показників для одношарової некомпенсованої обмотки ТДАД. Методи розрахунку враховують зміну по радіусу лінійну швидкість обертання.

**Мета роботи.** Розробити метод розрахунку енергетичних показників та магнітних сил торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з несиметрично розміщеним в зазорі дисковим електропровідним феромагнітним ротором та одношаровою компенсованою трифазною обмоткою.

**Матеріали досліджень. Розрахунок індукції магнітного поля.** На рисунку 1 в циліндричній системі координат представлено модель активної частини ТДАД, де позначенням 1 показано ротор, 2 – статори, між якими знаходиться зазор двигуна. Ротор дисковий, феромагнітний, електропровідний, кріпиться до корпусу обертового тіла 3.

Обмотки статорів розміщуються в пазах і з'єднуються послідовно в електричній мережі живлення. Струмове навантаження пазів 4 в математичній моделі представлено у вигляді дельта-функцій Дірака на поверхні магнітопроводів посередині реальних пазів ( $i_p$ -складова струмового навантаження), а струмове навантаження лобових частин 5 – на внутрішніх ребрах магнітопроводів ( $i_\phi$ -складова струмового навантаження).

У відповідності до приведенної в [6] обґрунтованої розрахункової моделі двигуна введено допущення, що довжина магнітопроводів статорів 2 продовжена в азимутальному напрямку до повного кола, а ширина – до радіальних розмірів ротора 1. Магнітопроводи статорів вважаються з'єднані між собою феромагнітними шунтами 6, які прийняті ідеальними з нескінченною питомою магнітною проникністю. Насправді ж розміри магнітопроводів

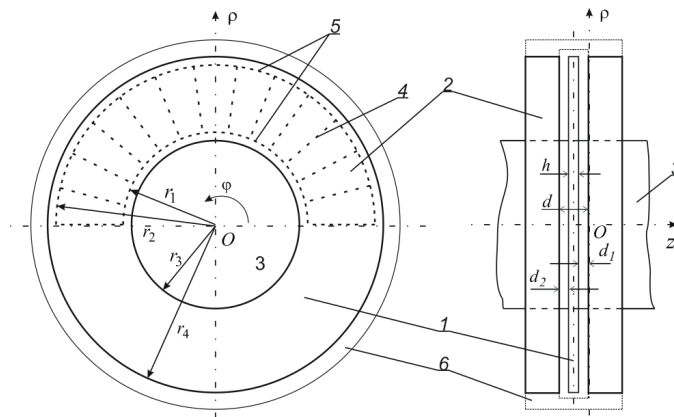


Рис. 1 – Модель активної частини ТДАД

обмежені контурами струмового навантаження лобових частин 5 та крайніх пазів.

Математична модель для комплексних амплітуд  $B_z$ -складової індукції магнітного поля ТДАД з дисковим феромагнітним ротором в циліндричній системі координат для квазістаціонарного режиму отримано з системи рівнянь Максвелла і має вигляд [6, 5]

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \rho} = i\mu_r \mu_0 \sigma_r \omega B_z + \mu_r \mu_0 \sigma_r \frac{v(\rho)}{\rho} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi}, \quad (1)$$

де  $\mu_r$  – відносна магнітна проникність ротора;

$\mu_0$  – магнітна проникність повітря;

$\sigma_r$  – питома електрична провідність ротора;

$\omega = 2\pi f$  – кутова частота;

$f$  – частота струму в мережі живлення;

$v_\varphi(\rho)$  – лінійна швидкість обертання ротора;

$$v_\varphi(\rho) = v_s(I-s); \quad v_s = 2f\tau(\rho); \quad \tau(\rho) = \frac{\pi\rho C_s}{p}, \quad (2)$$

де  $s$  – ковзання;

$v_s$  – швидкість обертання магнітного поля;

$\tau(\rho)$  – полюсний крок;

$C_s$  – відносний коефіцієнт реального розміру

дуги статора до повного кола;

$p$  – кількість пар полюсів.

Рівняння (1) дійсне для всього зазору двигуна. Якщо розглядати область повітряних проміжків, то там питома електрична провідність дорівнює нулю, й тоді магнітне поле в повітряних зазорах описується однорідним рівнянням (1).

На границях зазору  $\rho = r_3$  і  $\rho = r_4$  (рис. 1) маємо граничні умови

$$B_z = 0, \quad (3)$$

а по координаті  $\varphi$  виконуються умови періодичності.

На границях при  $z=0$  та  $z=-d$  маємо відповідно наступні граничні умови [6]

$$\left. \begin{aligned} B_\rho &= -\mu_0 i_\varphi; \\ B_\varphi &= \mu_0 i_\rho; \end{aligned} \right|_{z=0} \quad \left. \begin{aligned} B_\rho &= \mu_0 i_\varphi; \\ B_\varphi &= -\mu_0 i_\rho; \end{aligned} \right|_{z=-d} \quad (4)$$

Використовуючи рівність  $\text{div}B=0$ , справедливу в зазорі аж до поверхні магнітопроводів, а також враховуючи  $\text{div}i=0$  та відсутність осової складової струму ( $i_z=0$ ), граничні умови (4) запишемо відповідно

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial i_\rho}{\partial \varphi} - \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \int_{-\pi}^{\varphi} i_\rho d\varphi \right) \right);$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} \Big|_{z=-d} = \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial i_\rho}{\partial \varphi} + \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \int_{-\pi}^{\varphi} i_\rho d\varphi \right) \right). \quad (5)$$

На границях між повітряним проміжком  $d_1$  та ротором, й між ротором та повітряним проміжком  $d_2$ , з умов спряження – рівності нормальних складових індукції й тангенціальних складових напруженості магнітного поля, маємо наступні граничні умови

$$\left. \begin{aligned} B_z \Big|_{-d_1+0} &= B_z \Big|_{-d_1-0}; \\ \frac{\partial B_z \Big|_{-d_1+0}}{\partial z} &= \frac{1}{\mu_r} \frac{\partial B_z \Big|_{-d_1-0}}{\partial z}; \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} B_z \Big|_{-d_1-h+0} &= B_z \Big|_{-d_1-h-0}; \\ \frac{\partial B_z \Big|_{-d_1-h+0}}{\partial z} &= \frac{1}{\mu_r} \frac{\partial B_z \Big|_{-d_1-h-0}}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

При вирішенні граничної задачі (1)–(5) застосовується інтегральне перетворення Фур'є [1, с.419] й інтегральне перетворення з кінцевими межами по змінній  $\rho$  [9, с.641] відповідно

$$\bar{B}_z = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} B_z e^{in\varphi}; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z = C_{m\eta}^{-1} \int_{r_3}^{r_4} \tilde{B}_z (Y_n(\lambda_{m\eta} r_4) J_n(\lambda_{m\eta} \rho) - \\ - J_n(\lambda_{m\eta} r_4) Y_n(\lambda_{m\eta} \rho)) \rho d\rho ; \end{aligned} \quad (8)$$

де  $n$  – параметр перетворення Фур’є,

$$C_{m\eta} = \frac{J_n^2(\lambda_{m\eta} r_3) - J_n^2(\lambda_{m\eta} r_4)}{\pi \lambda_{m\eta}^2 J_n^2(\lambda_{m\eta} r_3)},$$

$J_n(\cdot)$  та  $Y_n(\cdot)$  – функції Бесселя відповідно першого та другого роду. Для відшукування власних чисел  $\lambda_{m\eta}$  розв’язується рівняння

$$J_n(\lambda_{m\eta} r_3) Y_n(\lambda_{m\eta} r_4) - Y_n(\lambda_{m\eta} r_3) J_n(\lambda_{m\eta} r_4) = 0. \quad (9)$$

Тут  $\eta$  – порядковий номер кореня рівняння (9) для кожного значення  $n$ . Після інтегральних перетворень, рівняння для комплексної амплітуди індукції магнітного поля в зазорі (1) приймає вигляд

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_z}{\partial z^2} + \gamma_{n\eta}^2 \tilde{B}_z = 0; \quad (10)$$

де  $\gamma_{n\eta} = \lambda_{n\eta}$ ,  $\gamma_{n\eta} = \sqrt{\lambda_{n\eta}^2 + i\omega\mu_r\mu_0\sigma_r \left(1 - \frac{nv_\phi}{\omega\rho}\right)}$  в повітряних проміжках і металевому роторі відповідно.

Враховуючи також, що  $d_1 \neq d_2$ , розрахунок індукції магнітного поля необхідно виконувати, розв’язавши рівняння (10), відповідно для проміжків  $-d_1 < z < 0$ ,  $-(d_1 + h) < z < -d_1$ ,  $-d < z < -(d_1 + h)$  (рис. 1)

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z \Big|_{d_1} &= C_1 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_2 e^{-\lambda_{n\eta} z}; \\ \tilde{B}_z \Big|_h &= C_3 e^{\gamma_{n\eta} z} + C_4 e^{-\gamma_{n\eta} z}; \\ \tilde{B}_z \Big|_{d_2} &= C_5 e^{\lambda_{n\eta} z} + C_6 e^{-\lambda_{n\eta} z}, \end{aligned} \quad (11)$$

де  $C_1 - C_6$  – постійні інтегрування. Постійні інтегрування  $C_1 - C_6$  (11) знаходяться з використанням системи рівнянь (5)–(6).

Тоді перетворене значення магнітної індукції на поверхні магнітопроводу правого статора (при  $z = 0$ ) обчислюється за формулою, розрахувавши  $C_1$  і  $C_2$ ,

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z \Big|_0 &= C_1 e^{\lambda_{m\eta} 0} + C_2 e^{-\lambda_{m\eta} 0} = \\ &= C_1 + C_2 = -\frac{\tilde{f}}{a+b} \left(2 + \frac{a-b}{\lambda_{m\eta}}\right); \end{aligned} \quad (12)$$

$$a = \frac{((\gamma_{m\eta}/\mu_r) + \lambda_{m\eta})^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{-\gamma_{m\eta} h - \lambda_{m\eta} d_2 - \lambda_{m\eta} d_1} -$$

$$-\frac{((\gamma_{m\eta}/\mu_r) - \lambda_{m\eta})^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{\gamma_{m\eta} h - \lambda_{m\eta} d_2 - \lambda_{m\eta} d_1} +$$

$$+\frac{(\gamma_{m\eta}/\mu_r)^2 - \lambda_{m\eta}^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{-\gamma_{m\eta} h + \lambda_{m\eta} d_2 - \lambda_{m\eta} d_1} -$$

$$-\frac{(\gamma_{m\eta}/\mu_r)^2 - \lambda_{m\eta}^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{\gamma_{m\eta} h + \lambda_{m\eta} d_2 - \lambda_{m\eta} d_1};$$

$$b = \frac{((\gamma_{m\eta}/\mu_r) - \lambda_{m\eta})^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{-\gamma_{m\eta} h + \lambda_{m\eta} d_2 + \lambda_{m\eta} d_1} -$$

$$-\frac{((\gamma_{m\eta}/\mu_r) + \lambda_{m\eta})^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{\gamma_{m\eta} h + \lambda_{m\eta} d_2 + \lambda_{m\eta} d_1} +$$

$$+\frac{(\gamma_{m\eta}/\mu_r)^2 - \lambda_{m\eta}^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{-\gamma_{m\eta} h - \lambda_{m\eta} d_2 + \lambda_{m\eta} d_1} -$$

$$-\frac{(\gamma_{m\eta}/\mu_r)^2 - \lambda_{m\eta}^2}{4\gamma_{m\eta}/\mu_r} e^{\gamma_{m\eta} h - \lambda_{m\eta} d_2 + \lambda_{m\eta} d_1}.$$

Тут  $\tilde{f}$  визначається, застосувавши інтегральні перетворення до граничних умов на поверхнях статорів (5)

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \Big|_{z=0} = \tilde{f} = -\frac{\mu_0 \lambda_{m\eta}^2 \bar{i}_{\rho 1}}{2i\pi n C_{m\eta} r_1} \int_{r_1}^{r_2} Y_n(\lambda_{m\eta} r_4) J_n(\lambda_{m\eta} \rho) - \\ - J_n(\lambda_{m\eta} r_4) Y_n(\lambda_{m\eta} \rho) \rho d\rho ; \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial z} \Big|_{z=-d} = -\tilde{f}, \quad (13)$$

де

$$\bar{i}_{\rho 1} = I_A w_A K_A + I_B w_B K_B - I_C w_C K_C, \quad (14)$$

що є частиною перетвореного по  $\varphi$  радіального значення струмового навантаження для одношарової некомпенсованої обмотки (рис. 2) [6].

$$\begin{aligned} \bar{i}_{\rho} = (I_A w_A K_A + I_B w_B K_B - I_C w_C K_C) \times \\ \times (\Theta(\rho - r_1) - \Theta(\rho - r_2)) / 2\pi\rho \end{aligned} \quad (15)$$

$$K_j = e^{in_j - in_\tau + in \frac{1}{2m} \tau} (1 - e^{in_\tau}) \times$$

$$\times \left[ \frac{\sin(np_\tau)}{p \sin(n_\tau)} \frac{\sin(n_\tau/2m)}{q \sin(n_\tau/2mq)} \right]$$

де  $j$  пробігає значення  $A, B, C$ .  $\Theta(\dots)$  – одинична узагальнена функція [3];

$w_j$  – число витків у котушках обмотки відповідної фази одного статора,

$$w_j = s_j \cdot q \cdot p,$$

$s_j$  – кількість витків у пазу  $q$  – число пазів на полюс і фазу.

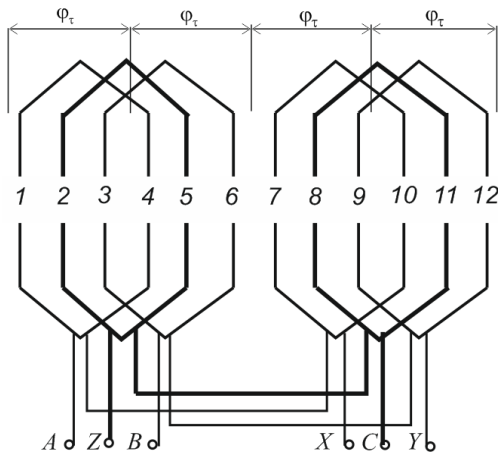


Рис. 2 – Одношарова некомпенсована обмотка

Перетворене за (7)–(8) значення магнітної індукції на поверхні лівого статора обчислюється відповідно за наступною формулою

$$\begin{aligned} \tilde{B}_z|_{-d} &= C_5 e^{-\lambda_m d} + C_6 e^{\lambda_m d} = \\ &= -\frac{\tilde{f}(b_1 + e^{d\lambda_m}(a_1 e^{d\lambda_m} - 2\lambda_m))}{\lambda_m(a_1 e^{2d\lambda_m} + b_1)}; \quad (16) \\ a_1 &= \frac{((\gamma_{m1}/\mu_r) + \lambda_m)^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{\gamma_{m1}h - \lambda_m h} - \frac{((\gamma_{m1}/\mu_r) - \lambda_m)^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{-\gamma_{m1}h - \lambda_m h} + \\ &+ \frac{(\gamma_{m1}/\mu_r)^2 - \lambda_m^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{\gamma_{m1}h - \lambda_m h - 2\lambda_m d_1} - \\ &- \frac{(\gamma_{m1}/\mu_r)^2 - \lambda_m^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{-\gamma_{m1}h - \lambda_m h - 2\lambda_m d_1}; \\ b_1 &= \frac{((\gamma_{m1}/\mu_r) - \lambda_m)^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{\gamma_{m1}h + \lambda_m h} - \\ &- \frac{((\gamma_{m1}/\mu_r) + \lambda_m)^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{-\gamma_{m1}h + \lambda_m h} + \\ &+ \frac{(\gamma_{m1}/\mu_r)^2 - \lambda_m^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{\gamma_{m1}h + \lambda_m h + 2\lambda_m d_1} - \\ &- \frac{(\gamma_{m1}/\mu_r)^2 - \lambda_m^2}{4\gamma_{m1}/\mu_r} e^{-\gamma_{m1}h + \lambda_m h + 2\lambda_m d_1}. \end{aligned}$$

Для розрахунку комплексної амплітуди осьової складової індукції магнітного поля  $B_z$  до формул (12) та (16) застосовується обернене до (7)–(8) перетворення [9]

$$\begin{aligned} B_z &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} [\tilde{B}_z e^{-in} Y_n(\lambda_{m\eta} r_4) J_n(\lambda_{m\eta} \rho) - \\ &- J_n(\lambda_{m\eta} r_4) Y_n(\lambda_{m\eta} \rho)]. \quad (17) \end{aligned}$$

**Компенсована обмотка.** Оскільки ТДАД являється різновидом лінійних машин з розімкненим магнітопроводом, то в таких машинах треба рахуватися з наявністю в активній зоні пульсуючого поля, яке змінюється вздовж зазору по закону гіперболічного косинуса [2]. Таке поле індукуює в роторі додаткові струми, що приводять до додаткових втрат потужності, збільшують індуктивний опір обмотки, а також викликають несиметричне навантаження фаз, як це показано в статтях [6, 13] для ТДАД.

Для компенсації пульсуючих полів створюють з допомогою додаткової системи провідників магнітне поле такого ж характеру, як пульсуюче, але з протилежним напрямком, чим і досягається компенсація пульсуючого поля [12].

На рисунку 3 показано схему компенсованої одношарової обмотки, яка відрізняється від некомпенсованої (рис. 2) тим, що в крайніх пазах, які не пронумеровані, розміщена система провідників – компенсаційний елемент. Для того, щоб досягти компенсації компенсаційний елемент вмикається на фазу C. Штриховими лініями показано інший варіант з'єднання лобових частин такої обмотки, який краще підходить для розрахунків у даній статті, але при розробці обмотки вимагає більших витрат провідників. Таким чином досягається компенсація пульсуючого поля. Відмічається, що дія компенсаційного елемента, що розміщений в крайніх пазах, тим ефективніша, чим ближче він розміщений до границі активної зони й до зазору [2].

В такому разі струм компенсаційного елемента описується наступною формулою

$$i_{pk} = I_C w_k \Theta_\rho \{ \delta[\rho(\varphi + p\varphi_\tau)] - \delta[\rho(\varphi + p\varphi_\tau)] \}, \quad (18)$$

де  $w_k$  – кількість елементарних провідників у пазах компенсаційного елемента,

$$w_k = s_C q.$$

Застосувавши до виразу (18) дискретне перетворення Фур'є (7)

$$\bar{i}_{pk} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} i_{pk} e^{-in\varphi} d\varphi,$$

маємо вираз для перетвореного значення  $\rho$  – складової значення струму компенсаційного елемента

$$\bar{i}_{pk} = \frac{\Theta_\rho}{2\pi\rho} I_C K_k w_C, \quad (19)$$

де  $K_k$  – обмотковий коефіцієнт компенсаційного елемента,

$$K_k = \frac{2 \sin(np\varphi_\tau)}{ip} \quad (20)$$

Із урахуванням компенсаційного елемента формула обмоткового коефіцієнта (15) для фази  $C$  компенсованої одношарової обмотки запишеться

$$K_C = e^{in_c - in_\tau + in\frac{1}{2m}\tau} (1 - e^{in\tau}) \times \left[ \frac{\sin(np\tau)}{p\sin(n\tau)} \frac{\sin(n\tau/2m)}{q\sin(n\tau/2mq)} \right] - K_k, \quad (21)$$

а для інших фаз залишиться без змін.

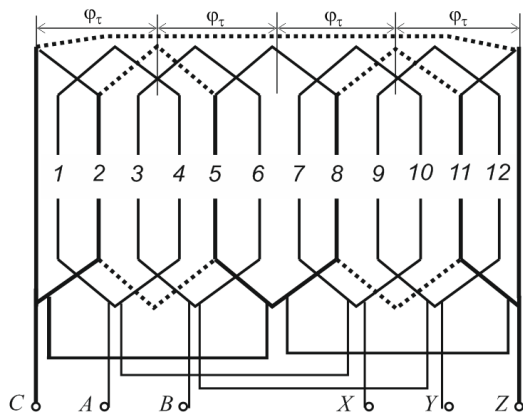


Рис. 3 – Схема компенсованої одношарової обмотки.

**Розрахунок параметрів.** Формула знаходження потужності через магнітне поле за вектором Умова-Пойнтінга для одного статора ТДАД має вигляд [5]

$$S = -\frac{i\omega}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} \left( \frac{i_{p1}}{in} \right) \int_{r_1}^{r_2} \tilde{B}_z [Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)] \rho d\rho, \quad (22)$$

де позначення  $(\dots)^*$  означає комплексно-спряжену величину.

У випадку визначення потужності в обмотці для протилежно розміщених статорів, нормалі яких направлені по осевій координаті у протилежні сторони, в формулі (22) підставляється індукція для лівого статора (рис. 1) із (12), а для правого – із (16).

Також відома формула потужності

$$S = \frac{1}{2} \left( I_A^* U_{mA} + I_B^* U_{mB} + I_C^* U_{mC} \right) = \frac{1}{2} \sum_{j,k} I_j^* I_k z_{jk}, \quad (23)$$

де  $j$  та  $k$  пробігають значення  $A, B, C$ ;

$U_{mA}, U_{mB}, U_{mC}$  – амплітудна величина фазних напруг, що обумовлені магнітними потоками через зазор;

$z_{jk}$  – комплексні опори фаз, що обумовлені взаємоіндукцією між фазами з урахуванням магнітних потоків ротора.

Із формули (22), використовуючи (23), визначаються комплексні опори взаємоіндукції

$$z_{jk} = -\frac{i\mu_0 \omega w_j w_i}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} K_j^* K_k N_{n\eta} y_{jk}; \quad (24)$$

$$N_{n\eta} = -\frac{1}{n^2} B_1 \frac{\lambda_{n\eta}^2}{C_{m1}} \left\{ \int_{r_1}^{r_2} \rho [Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)] \rho d\rho \right\}^2; \quad (25)$$

де  $j$  та  $k$  пробігають значення  $A, B, C$ ;  
 $y_{AA} = y_{AB} = y_{BA} = y_{BB} = y_{CC} = 1$ ;  
 $y_{AC} = y_{BC} = y_{CA} = y_{CB} = -1$ . Тут введено позначення

$$B_1 = \tilde{B}_z / \tilde{f}. \quad (26)$$

Так як під час роботи двигуна дисковий ротор не може ідеально симетрично розміщуватися в зазорі і за умовою, що статори ідентичні й вмикаються в джерело напруги послідовно, то опір (24) для правого та лівого статора завжди буде відрізнятися, оскільки індукція для лівого та правого статорів також буде відрізнятися. Тоді параметр  $N_{n\eta}$ , підставляючи формули індукції (12) та (16), запишеться для правого та лівого статора відповідно

$$N_{n\eta}|_{z=0} = \frac{I}{n^2(a+b)} \left( 2 + \frac{a-b}{\lambda_{n\eta}} \right) \frac{\lambda_{n\eta}^2}{C_{n\eta}} \times \left( \int_{r_1}^{r_2} \rho [Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)] \rho d\rho \right)^2; \quad (27)$$

$$N_{n\eta}|_{z=d} = \frac{b_1 + e^{d\lambda_{n\eta}} (a_1 e^{d\lambda_{n\eta}} - 2\lambda_{n\eta})}{n^2 \lambda_{n\eta} (a_1 e^{2d\lambda_{n\eta}} + b_1)} \frac{\lambda_{n\eta}^2}{C_{n\eta}} \times \left( \int_{r_1}^{r_2} \rho [Y_n(\lambda_{n\eta} r_4) J_n(\lambda_{n\eta} \rho) - J_n(\lambda_{n\eta} r_4) Y_n(\lambda_{n\eta} \rho)] \rho d\rho \right)^2 \quad (28)$$

Комплексний опір фазної обмотки  $z_{IA}, z_{IB}, z_{IC}$  розраховується по звичайних, прийнятих для асинхронних машин нормального виконання, формулах, що представлені в, наприклад, [8].

На практиці, зазвичай, є заданою система лінійних напруг живлячої мережі, і для визначення потужності й інших параметрів необхідно знайти притаманну таким машинам несиметричну систему фазних струмів у залежності від схем з'єднання обмотки. Величину фазних струмів визначимо в припущенні заданих діючих значень  $U_{AB}, U_{BC}, U_{CA}$  системи лінійних напруг. Тоді при з'єднанні обмотки, наприклад, в зірку без нульового провідника на один статор складемо наступну систему рівнянь [7]

$$\begin{aligned} U_A - U_B &= \sqrt{2}U_{AB}, & U_B - U_C &= \sqrt{2}U_{BC}, \\ I_A + I_B + I_C &= 0, \end{aligned} \quad (29)$$

в яких фазні напруги двигуна з одним ротором й двома статорами представлені залежностями:

$$\begin{aligned} U_A &= I_A(2z_{1A} + z_{1AA} + z_{2AA}) + I_B(z_{1AB} + z_{2AB}) + \\ U_B &= I_A(z_{1BA} + z_{2BA}) + I_B(2z_{1B} + z_{1BB} + z_{2BB}) + \\ &\quad + I_C(z_{1AC} + z_{2AC}); \\ U_C &= I_A(z_{1CA} + z_{2CA}) + I_B(z_{1CB} + z_{2CB}) + \\ &\quad + I_C(2z_{1C} + z_{1CC} + z_{2CC}), \end{aligned} \quad (30)$$

де  $z_{ji}$  – комплексні опори, що визначаються за формулами (24) та (27) для правого статора ( $z = 0$ ),  $z_{2ji}$  – комплексні опори – по (24) та (28) для лівого статора ( $z = -d$ ).

В результаті вирішення системи рівнянь (29) стають відомі фазні струми, з використанням яких, по формулі (30) визначаються фазні напруги двигуна з двома статорами. Записавши в (30) лише опори для одного статора – отримуємо для нього розподіл фазних напруг.

Потужність розраховується за відомою формулою

$$S = \frac{1}{2} \left( I_A^* U_A + I_B^* U_B + I_C^* U_C \right). \quad (31)$$

Механічна потужність машини, активна потужність, коефіцієнт корисної дії та коефіцієнт потужності розраховуються відповідно за відомими формулами

$$\begin{aligned} P_2 &= \omega M(1-s)C_s/p; & P_1 &= \operatorname{Re}(S); \\ \eta &= P_2/P_1; & \cos \varphi &= \operatorname{Re}(S)/S. \end{aligned} \quad (32)$$

де  $M$  – електромагнітний момент, що для ТДАД з дисковим ротором визначається на один статор за формулою [5]

$$M \Big|_{z=0, z=-d} = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{\eta=1}^{\infty} \int_{r_1}^{r_2} \rho K_{\eta} \tilde{B}_z \Big|_0 \tilde{i}_{\rho l}^* d\rho \right], \quad (33)$$

в якій використано розрахунок індукції (12) та (16). Тоді момент двигуна обчислюється як сума моментів кожного статора.

Оскільки дисковий феромагнітний ротор в зазорі практично завжди розміщений несиметрично, то зі сторони статорів на його діють несиметричні магнітні сили. Сила, що діє на будь-яку замкнену поверхню об'ємного тіла, зовнішня нормаль якої направлена по  $\vec{k}$ , визначається через тензор натягів Максвелла  $T_k$  [15, с.124]

$$\vec{F} = \oint_S \vec{T}_k dS. \quad (34)$$

На поверхню  $\rho O\varphi$  дискового ротора з зовнішньою нормаллю  $\vec{k} = \vec{z}$  діє осьова складова сили магнітного поля

$$F_z = \oint_S T_{zz} dS, \quad (35)$$

де  $T_{zz}$  – осьова складова тензора натягів Максвелла магнітного поля по нормалі  $\vec{z}$  [15, с.316],

$$T_{zz} = \mu_0 \left( H_z^2 - \frac{H^2}{2} \right) = \frac{1}{2\mu_0} (B_z^2 - B_\varphi^2 - B_\rho^2), \quad (36)$$

де  $H$  – напруженість магнітного поля;  $H_z$  – осьова складова напруженості магнітного поля;

$B_z, B_\varphi, B_\rho$  – відповідно осьова, азимутальна та радіальна складові індукції магнітного поля.

Введемо умову, що середовище з двигуном знаходиться в механічній та тепловій рівновазі. В такому разі можна проводити інтегрування по будь-якій замкненій поверхні, нормаль та розміри якої співпадають із замкненою поверхнею тіла [11, с.100]. Тобто сила, що діє на зовнішню поверхню дискового ротора дорівнює силі, яка діє на поверхні статорів.

В дисковому роторі є дві співрозмірні поверхні  $\rho O\varphi$ : при  $z = -d_1$  та  $z = -(d_1 + h)$  (рис. 1) з протилежно направленими нормальми по координаті  $z$ . Сила, що діє на дисковий ротор знаходиться як сума сил (35), що діють зі сторони повітряних проміжків на кожен поверхню статорів, обмежену  $(-\pi; \pi)$  та  $(r_3; r_4)$

$$\begin{aligned} F_z &= F_z|_0 + F_z|_{-d} = \\ &= \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{r_3}^{r_4} \{ [B_z^2|_0 - B^2|_0 - B_\rho^2|_0 - B_z^2|_{-d} + \\ &\quad + B^2|_{-d} + B_\rho^2|_{-d}] \rho d \rho \} \end{aligned} \quad (37)$$

Оскільки статори ТДАД виконані однаково, розміщені симетрично й вмикаються в мережу живлення послідовно, тобто струм в обмотках статорів однаковий, то складові індукції магнітного поля  $B_\varphi$  та  $B_\rho$  на поверхнях правого і лівого статорів рівні. Тому осьова складова сили приймає вигляд

$$F_z = \frac{1}{2\mu_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{r_3}^{r_4} (B_z^2|_0 - B_z^2|_{-d}) \rho d \rho d \varphi \quad (38)$$

Оскільки в (38) використовується усереднене в часі комплексне значення осьової складової індукції магнітного поля, то в такому разі добуток таких величин розраховується як добуток їх реальних частин [11, с.285] і формула (38) запишеться наступним чином

$$F_z = \frac{1}{4\mu_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{r_3}^{r_4} \rho (B_z|_0 B_z^*|_0 - B_z|_{-d} B_z^*|_{-d}) d \rho d \varphi, \quad (39)$$

де  $B_z|_0$  та  $B_z|_{-d}$  – комплексні значення осьової складової індукції магнітного поля відповідно на поверхні правого ( $z=0$ ) та лівого ( $z=-d$ ) магнітопроводів.

Таким чином, при відомому розподілі магнітної індукції відповідно для правого (12) та лівого (16) статора, повна потужність обчислюється за формулою (31), в якій струм та напруга знаходяться відповідно за (29) та (30). Механічна потужність машини, активна потужність, коефіцієнт корисної дії та коефіцієнт потужності розраховуються відповідно за (32). Момент та магнітні сили, що діють на ротор, визначаються відповідно за формулами (33) та (39).

**Результати досліджень.** За результатами аналітичних розрахунків виконано дослідження ТДАД з одним дисковим ротором та двома статорами з лінійною напругою  $U = 3000$  В. При розміщенні двох таких двигунів напруга необхідна вдвічі більша. Причому, якщо момент двигуна ТДАД з одним ротором буде недостатній, то конструкція з двома роторами дасть вдвічі більшу потужність. Розміри двигуна ТДАД:  $r_1 = 2,87$  м,  $r_2 = 3,67$  м,  $r_3 = 2,5$  м,  $r_4 = 4,04$  м, що відповідають кульовому барабанному млину МШЦ 4500х6000.

Оскільки двигун ТДАД безредукторний, то його швидкість обертання рівна швидкості обертання млина. Відрегулювати швидкість можна кількома

способами: регулювання кута дуги статора  $C_s$ , кількості полюсів, частоти струму.

Формула розрахунку відношення числа полюсів до частоти струму для отримання числа обертів ротора (барабану млина) записується наступним чином:

$$\frac{p}{f} = \frac{60C_s(1-s)}{n_2}, \quad (40)$$

де  $n_2$  – швидкість обертання млина, а отже й ротора. Зменшення дуги статора призводить до зниження потужності двигуна, тому вибрано  $C_s = 1/2$ .

На рисунку 4 представлено залежність енергетичних показників двигуна від кількості полюсів. При цьому підтримується залежність (40). Розрахунок виконано для феромагнітного матеріалу ротора (алюміній АД1,  $\sigma = 33 \times 10^6$  См/м) з товщиною диска  $h = 35$  мм, повітряними проміжками  $d_1 = d_2 = 5$  мм, швидкістю  $n_2 = 20,1$  об/хв, ковзанням  $s = 0,12$ .

На рисунку видно, що двигун з більшою кількістю полюсів може мати недостатню потужність, а також виникає необхідність створювати дуже глибокі пази, щоб помістити обмотку.

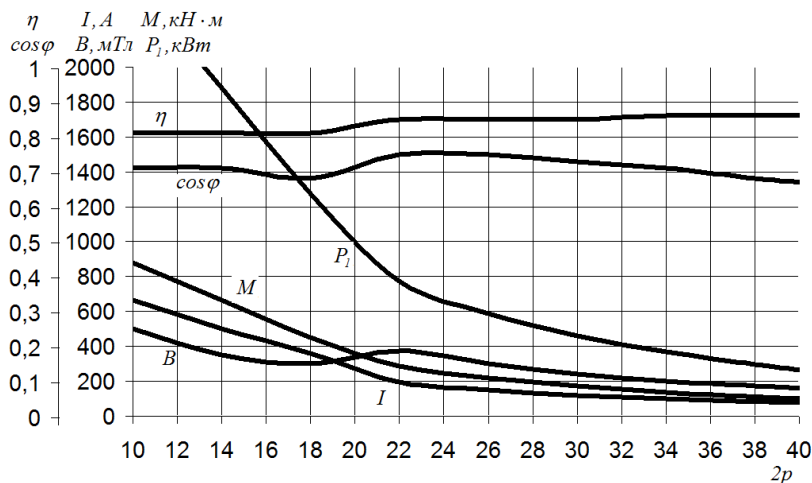


Рис. 4 – Залежність енергетичних показників від кількості полюсів

При цьому зростає коефіцієнт корисної дії, а на певному відрізку графіка спостерігається максимальне значення коефіцієнта потужності. Зменшення кількості полюсів веде до зростання активної потужності й моменту, але при цьому до критичних значень зростає струм та індукція магнітного поля в повітряних проміжках. Отже, за даним графіком, для створення найбільшого моменту при допустимому струмі в провідниках, вибрано кількість полюсів  $2p = 14$ . При такій кількості полюсів, як неважко перевірити за формулою (40), необхідно використовувати частотний перетворювач (циклоконвертор) й зменшити частоту від 50 Гц до 5,32 Гц.

Виконано розрахунок енергетичних параметрів для ТДАД з феромагнітним ротором ( $\mu_r = 300$ ,  $\sigma = 6,1 \times 10^6$  См/м). При цьому коефіцієнт корисної дії  $\eta$  двигуна зріс від 0,81 до 0,87, коефіцієнт потужності впав із 0,71 до 0,59. Струм, потужність, момент впали в 10 разів, причому рівень індукції в повітряних проміжках залишився без змін. Зміщення ротора в сторону одного з індукторів викликає появу дестабілізуючої осьової магнітної сили, що тягне ротор до ближчого статора. На рисунку 5 представлено залежність таких сил, розрахованих по (39), а також зміна напруги при цьому на правому (рис. 1)  $U_1$  та лівому  $U_2$  статорі.

Із рисунку 5 видно, що при використанні феромагнітного матеріалу ротора необхідно виконувати конструкцію ТДАД з примусовим розміщенням дискового ротора чітко по центрі немагнітного проміжку. Оскільки зміщення диска в сторону одного зі статорів призведе до значної односторонньої сили (кілька десятків тонн), яка може вигнути ротор й притиснути до статора.

Із залежності, яка представлена на рисунку 6, видно, що для отримання необхідної потужності

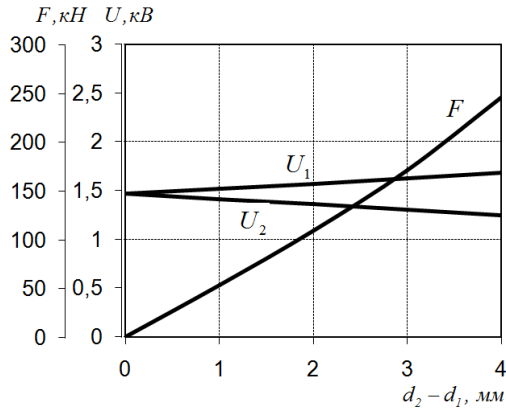


Рис. 5 – Залежність осьових сил притягування, що діють на феромагнітний ротор, та зміни напруг на статорах від осьового зміщення дискового ротора

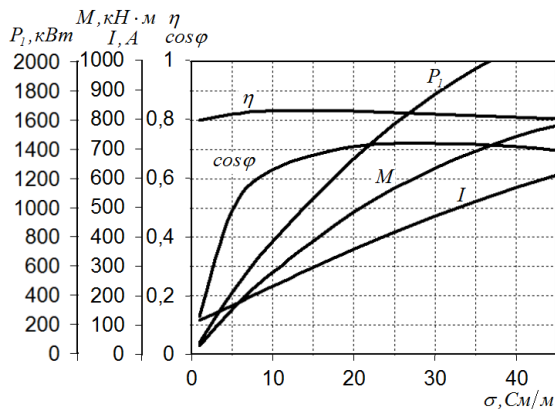


Рис. 6 – Залежність енергетичних показників від питомої електричної провідності неферомагнітного матеріалу ротора

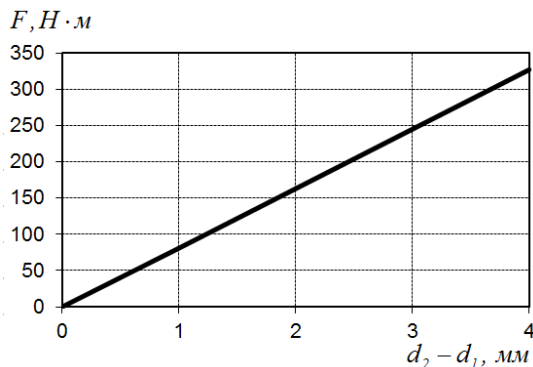


Рис. 7 – Сили відштовхування, що діють на неферомагнітний ротор

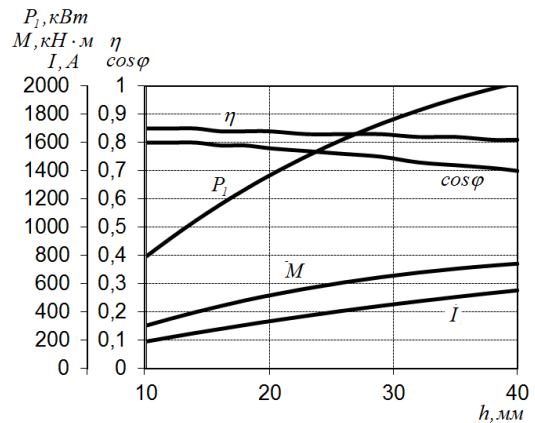


Рис. 8 – Залежність енергетичних показників ТДАД від товщини неферомагнітного дискового ротора з алюмінію АД1

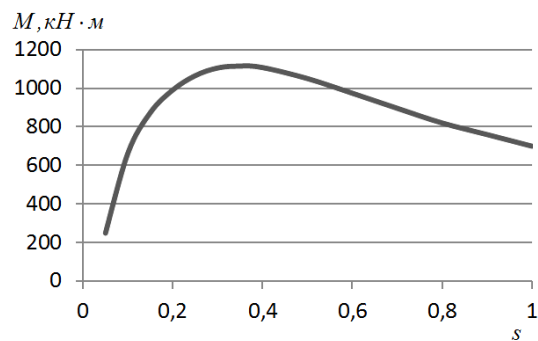


Рис. 9 – Механічна характеристика ТДАД.

ТДАД краще використовувати неферомагнітний матеріал ротора. Це дозволить збільшити коефіцієнт потужності й момент.

Якщо матеріал ротора неферомагнітний, то на ротор будуть діяти стабілізуючі сили в сторону розміщення його посередині зазору. Величина такої сили представлена на рисунку 7 для двигуна ТДАД з одним ротором, потужністю 1,8 МВт.

Із залежності на рис. 8 видно, що збільшити потужність двигуна можливо, збільшивши товщину дискового ротора, але при цьому падає коефіцієнт потужності та коефіцієнт корисної дії.

На рисунку 9 представлено механічну характеристику ТДАД для дискового ротора з алюмінію АД1, товщиною  $h = 35$  мм, з частотою 5,16 Гц, що відповідає швидкості  $n_2 = 20,1$  об/хв при  $s = 0,1$ . Із характеристики видно, що номінальне ковзання знаходиться біля відмітки 0,1.

В кульового барабанного млина МШЦ 4500х6000 двигун має швидкість 150 об/хв, потужність 2,5 МВт, момент 160 кН·м. Тоді неважко знайти, що момент на барабані при швидкості  $n_2 = 20,1$  об/хв становитиме 1195 кН·м. Отже, необхідно застосувати подвійну конструкцію ТДАД з двома дисковими роторами, механічна характеристика якого представлена на рисунку 9, для того, щоб задовольнити вимоги обертового моменту млина МШЦ 4500х6000.

**Висновок.** Виконано аналітичний розрахунок енергетичних показників та магнітних сил торцевого



дугостаторного асинхронного двигуна (ТДАД) з несиметрично розміщеним в зазорі дисковим електропровідним феромагнітним ротором та одношаровою компенсованою обмоткою. За результатами аналітичного розрахунку проведено чисельний розрахунок, на основі чого встановлено, що для використання ТДАД на низьких швидкостях (до 20 об/хв) й отримання високого обертового моменту необхідно застосовувати неферомагнітний матеріал ротора. У випадку ж використання феромагнітного матеріалу, внаслідок несиметричного розміщення дискового ротора в зазорі, виникають значні односторонні дестабілізуючі магнітні сили, які можуть привести до пошкодження двигуна. Якщо використовувати ротор неферомагнітний, то виникають сили відштовхування, які стабілізують ротор посередині зазору.

**Список літератури:** 1. Бронштейн И. Н., Семедяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов. – М.: Наука, 1986. 2. Вольдек А. И. Индукционные гидродинамические машины с жидкометаллическим рабочим телом. Л.: Энергия, 1970. – 272с. 3. Гахов Ф. Д., Черский Ю. И. Уравнения типа свёртки. – М.: Наука. – 1978. – 296с. 4. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. – 6-е изд. – М.: Наука, 1971. – 703с. 5. Карлов О. М. Метод розрахунку торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з урахуванням товщинного крайового ефекту. / О. М. Карлов, І. П. Кондратенко, Р. С. Кришук, А. П. Ращепкін А. П. // Електромеханічні і енергозберігаючі системи. – 2015. – №2. 6. Карлов О. М. Метод розрахунку усередненого магнітного поля по висоті повітряного проміжку торцевого дугостаторного асинхронного двигуна. / О. М. Карлов, І. П. Кондратенко, Р. С. Кришук, А. П. Ращепкін // Електромеханічні і енергозберігаючі системи. – 2014. – №3. – С. 68 – 76. 7. Кондратенко И. П. Энергетические характеристики многополюсных линейных индукционных машин с учетом конечной длины магнитопроводов. / И. П. Кондратенко, А. П. Ращепкин // Техн. электродинамика. – 2004. – №1. – С. 3 – 9. 8. Копылов И. П., Горяинов Ф. А., Клоков Б. К., Морозкин В. П., Токарев Б. Ф. Проектирование электрических машин: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергия, 1980. – 496с., ил. 9. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. — М.: Высшая школа, 1970. — 712с. 10. Кришук Р. С. Огляд електроприводів кульових барабаних млинів. / Р. С. Кришук, А. П. Ращепкін // Праці Інст-ту електродинаміки НАН України: За наук. пр. – К.: ІЕД НАНУ, – 2014. – Вип. 39. – С. 29 – 38. 11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. – 621с. (т. VIII) 12. Ращепкин А. П. Поле в зазоре при переменной линейной нагрузке обмотки индукционной машины. // Магнитная гидродинамика. – 1965. – №3. 13. Ращепкин А. П. Методика розрахунку по усередненому магнітному полю енергетичних

показників дискового торцевого дугостаторного асинхронного двигуна з некомпенсованою обмоткою. / А. П. Ращепкін, О. М. Карлов, Р. С. Кришук // Техн. электродинамика. – 2015. – №4. – С. 41 – 47. 14. Свечарник Д. В. Электрические машины непосредственного привода: Безредукторный электропривод.— М.: Энергоатомиздат, 1988.— 208с. 15. Тамм И. Е. Основы теории электричества: Учеб. пособие для вузов. – 10-е изд., испр. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1989. – 504с. 16. Фридкин П. А. Безредукторный дугостаторный электропривод, М.: «Энергия», 1970. – 138с.

**Bibliography (transliterated):** 1. Bronshteyn Y. N., Semendiaev K. A., *Spravochnik po matematike dlia inzhenerov i uchashchysia vuzov*. Moskva: Nauka, 1986. Print. 2. Vol'dek A. Y. *Induktsionnye gidrodinamicheskiye mashyny s zhydkometallicheskim rabochim telom*. Leningrad: Enerhiya, 1970. Print. 3. Hakhov F. D., Cherskiy Yu. Y., *Uravneniya tipa svertki*. Moskva: Nauka, 1978. Print. 4. Kamke E., *Spravochnik po obyknovennym differentsyal'nym uravneniyam*. Vol. 6. Moskva: Nauka, 1971. Print. 5. Karlov O. M., Kondratenko I. P., Kryshchuk R. S., Raschepkin A. P. "Metod rozrakhunku tortsevoho duhostatornoho asynkhronnoho dvyhuna z urakhuvanniam tovshchynnoho krayovoho efektu." *Elektromekhanichni i enerhozberihayuchi systemy* 2 (2015): Print. 6. Karlov O. M., Kondratenko I. P., Kryshchuk R. S., Rashchepkin A. P. "Metod rozrakhunku userednenoho mahnitnoho polya po vysoti povitryanoho promizhku tortsevoho duhostatornoho asynkhronnoho dvyhuna" *Elektromekhanichni i enerhozberihayuchi systemy* 3 (2014): 68–76. Print. 7. Kondratenko I. P., Raschepkin A. P., "Enerheticheskie kharakteristiki mnohopolyusnykh lineynykh induktsionnykh mashyn s uchedom konechnoy dliny mahnytoprovodov". *Tekhnicheskaya elektrodynamika 1* (2004): 3–9. Print. 8. Kopylov I. P., Horiaynov F. A., Klokov B. K., Morozkin V. P., Tokarev B. F. *Proektirovanie elektricheskikh mashyn: Ucheb. posobie dlia vuzov*. Moskva: Enerhiya, 1980. Print. 9. Koshliakov N. S., Hliner E. B., Smirnov M. M., *Uravneniya v chastnykh proizvodnykh matematicheskoy fiziki*. Moskva: Vysshaya shkola, 1970. Print. 10. Kryshchuk R. S., Rashchepkin A. P. "Ohlyad elektroprivodiv kul'ovykh barabannykh mlyniv", *Pratsi Institutu elektrodynamiky NAN Ukrainy: Za nauk. pr.* – Kiev: IED NANU, Vol. 39. (2014). 29–38. Print. 11. Landau L. D., Lyfshyts E. M. *Teoreticheskaya fizika. Elektrodynamika sploshnykh sred*. Vtoroe izd., ispr. Moskva: Nauka, Vol. VIII, 1982. Print. 12. Rashchepkin A. P. "Pole v zazore pri peremennoy lineynoy nahruzke obmotki induktsionnoy mashyny". *Mahnitnaya hidrodynamika*. 3 (1965): Print. 13. Rashchepkin A. P., Karlov O. M., Kryshchuk R. S. "Metodyka rozrakhunku po userednenomu mahnitnomu polyu enerhetichnykh pokaznykiv diskovoho tortsevoho duhostatornoho asynkhronnoho dvyhuna z nekompensovanooy obmotkoyu", *Tekhnicheskaya elektrodynamika*. 4 (2015): 41–47. Print. 14. Svecharyk D. V. *Elektricheskie mashyny neposredstvennogo privoda: Bezreduktorny elektroprivod*. Moskva: Enerhoatomizdat, 1988. Print. 15. Tamm I. E., *Osnovy teorii elektrichstva: Uchebnoe posobie dlya vuzov*. Vol. 10. Moskva: Nauka, 1989. Print. 16. Fridkin P. A., *Bezreduktorny duhostatornyi elektroprivod*, Moskva: Enerhiya, 1970. Print.

Надійшла (received) 24.04.2015

«Відомості про авторів / About the Authors»

**Ращепкін Анатолій Павлович** – доктор технічних наук, професор, Інститут електродинаміки НАН України, провідний науковий співробітник, відділ №7; e-mail: [viktor\\_petrushin@ukr.net](mailto:viktor_petrushin@ukr.net).

**Rashchepkin Anatolij Pavlovich** – Doctor of Technical Sciences, Full Professor, the Institute of Electrodynamics NAS of Ukraine; e-mail: [dep7ied@ukr.net](mailto:dep7ied@ukr.net)

**Кришук Роман Сергійович** – аспірант, Інститут електродинаміки НАН України; e-mail: [kr@e-mail.ua](mailto:kr@e-mail.ua)

**Krishchuk Roman Sergijovich** – Postgraduate Student at the Institute of Electrodynamics NAS of Ukraine; e-mail: [kr@e-mail.ua](mailto:kr@e-mail.ua)