

ТЕПЛОАВАНТАЖЕНІСТЬ ОБОДА ГАЛЬМІВНОГО ШКІВА БУРОВОЇ ЛЕБІДКИ ПРИ РОБОТІ ІНДУКТОРНОГО ГАЛЬМА (частина друга)

О.І. Вольченко, Д.О. Вольченко, Д.Ю. Журавльов, М.В. Кацуба

ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська 15; тел. (03422) 42195;
e-mail: public@nuing.edu.ua

Представлено визначення взаємозв'язків фаз векторів електричного та магнітного полів в ободі шківів. Наведено загальну оцінку теплової енергії, яка розвивається в ободі шківів. Визначено температури зовнішньої поверхні обода шківів та його приповерхневого шару при роботі індукторного гальма. Методом Е.Шмідта визначено температури шарів зі сторони його робочої поверхні при роботі стрічково-колодкового гальма. Встановлено, що темп нагрівання робочої поверхні обода шківів набагато вищий, ніж зовнішньої його поверхні. Підтверджена можливість використання індукторного гальма разом зі стрічково-колодковим гальмом.

Ключові слова: стрічково-колодкове гальмо, індукторне гальмо, фази векторів, електричне та магнітне поле, внутрішня та зовнішня поверхні обода шківів, шари обода.

Представлено определение взаимосвязей фаз векторов электрического и магнитного полей в ободе шкива. Приведена общая оценка тепловой энергии, развивающейся в ободе шкива. Определены температуры наружной поверхности обода шкива и его приповерхностного слоя при работе индукторного тормоза. По методу Э. Шмидта определены температуры слоев со стороны рабочей поверхности обода шкива при работе ленточно-колодочного тормоза. Установлено, что темп нагрева рабочей поверхности обода шкива гораздо выше температуры внешней его поверхности. Подтверждена возможность использования индукторного тормоза вместе с ленточно-колодочным тормозом.

Ключевые слова: ленточно-колодочный тормоз, индукторный тормоз, фазы векторов, электрическое и магнитное поле, внутренняя и внешняя поверхность обода шкива, слои обода.

The determination of interrelations of phase vectors of electric and magnetic fields in the pulley rim is represented. The general estimation of heat energy developing in the pulley rim is suggested. The temperatures of the outer surface of the pulley rim and its subsurface layer during the induction brake performance are identified. The temperatures of the layers from the side of its working surface during the performance of the band-shoe brake are defined with the help of E. Schmidt's method. It is determined that the heating rate of the working surface of the pulley rim is much higher than the heating rate of its outer surface. The possibility of utilization of the induction brake together with the band-shoe brake is grounded.

Keywords: band-shoe brake, induction brake, phase vectors, electric and magnetic fields, inner and outer surfaces of the pulley rim, layers of the rim.

Вступ. Перша частина матеріалів статті присвячена роботі індукторного гальма. Останнє працює як допоміжне в системі стрічково-колодкового гальма і тому розглянуто особливості його конструкції та роботи. Встановлено закономірності зміни гальмівного моменту індукторного гальма. Проілюстровано порівняльний аналіз діаграми опускання бурильної колони з підключенням гідро- та індукторного гальма наприкінці періоду розгону. Встановлено закономірності розповсюдження теплових хвиль з поверхонь обода шківів в його товщину та виконано порівняння варіантів їхньої взаємодії при роботі комбінованого гальма.

Стан проблеми. В світовій практиці гальмобудування відомі типи фрикційних вузлів, які працюють на ефектах тертя та кочення в стрічково-колодкових гальмах бурових лебідок. В лабораторних умовах знайшли використання багатопарні фрикційні вузли для стрічково-колодкових гальм [1]. Однак, в світовій практиці гальмобудування не було такого випадку, коли поверхні обода шківів працювали з іншими видами гальмівних пристроїв, тобто стрічково-

колодковим та індукторним. В комбінованому гальмі важливу роль відіграє двостороннє нагрівання обода шківів, який, з одного боку, впливає на фрикційні властивості пар тертя стрічково-колодкового гальма, а, з іншого, на ефективність електричного та магнітних полів.

Метою даної роботи є оцінка теплоавантаженості обода гальмівного шківів бурової лебідки при роботі комбінованого гальма.

Для реалізації даної мети необхідно вирішити такі завдання:

– визначити фази векторів електричного та магнітного полів в ободі гальмівного шківів; навести характеристики плоскої електромагнітної хвилі та глибини її проникнення в тіло обода шківів при індукторному нагріванні;

– оцінити загальну кількість теплової енергії, яка виділяється в ободі шківів при його індукторному нагріванні.

– визначити тепловий стан обода гальмівного шківів при роботі комбінованого гальма.

Визначення фаз векторів електричного та магнітного полів в ободі гальмівного шківів. При експлуатації індукторного гальма важли-

вим практичним завданням є нагрівання обода шків енергією електромагнітного поля. Визначимо енергію даного поля та використаємо її в подальшому для оцінки функції джерела в рівнянні теплопровідності, а відтак для обода шків.

Струм зміщення – умовна назва локалізованого змінного електричного поля, яке супроводжується магнітним полем. На відміну від інших струмів (провідності та конвекційного) він не створюється упорядкованим рухом заряду і тому за відсутності діелектрика (і його поляризації) не нагріває обід шків.

Замість струму провідності (j) та магнітної індукції (B) підставимо їхні значення з рівнянь

$$j = \sigma E; \quad B = \mu H, \quad (1)$$

де; σ – вироблена ентропія в одиниці об'єму; μ – магнітна проникність; E , H – напруженість електричного та магнітного полів.

Після чого отримаємо систему рівнянь

$$\operatorname{rot} H = \sigma E; \quad (2)$$

$$\operatorname{div} H = 0; \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} E = -\mu \frac{\partial H}{\partial \tau}; \quad (4)$$

$$\operatorname{div} E = 0. \quad (5)$$

Виконавши операцію rot до обох частин рівняння, та враховуючи формулу векторного аналізу

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} H = \operatorname{grad} \operatorname{div} H - \Delta H$$

отримаємо для випадку $\operatorname{div} H = 0$

$$\Delta H = \mu \sigma \frac{\partial H}{\partial \tau}, \quad (6)$$

де τ – час протягом якого відбувається процес.

Рівняння (6) відноситься до класу параболічних рівнянь і тому до нього можуть бути використані методи математичної фізики [2, 3, 4]. У зв'язку з тим, що вектори B , D , H , E для розглянутих задач зв'язані з гармонічно змінним зовнішнім полем (нагрівання синусоїдальним струмом) простіше виразити вектор

через комплексне число $H = H_a \exp(i\omega\tau)$, де H_a – амплітуда вектора; ω – кругова частота. Тоді отримуємо

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} [H_a \exp(i\omega\tau)] = i\omega H, \quad (7)$$

або

$$\Delta H = i\mu\sigma\omega H. \quad (8)$$

Якщо спрямувати вектор H перпендикулярно площині xOy , то з (7) і (8) отримаємо

$$\frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = i\mu\sigma\omega H = k^2 H. \quad (9)$$

Розв'язок даного рівняння згідно з [4] має такий вигляд:

$$H = A \exp(-kz) + B \exp(kz). \quad (10)$$

Зв'язок між електричним та магнітним полем описується за допомогою виразу

$$\operatorname{rot} H = \sigma E. \quad (11)$$

Після підстановки в (11) отримали розв'язок для вектора електричного поля

$$E = \dot{I}_X \frac{k}{\sigma} \left[A \exp(-kz) + B \exp(kz) \right], \quad (12)$$

де \dot{I}_X – одиничний орт.

Перший член виразу описує загасання електричної хвилі електромагнітного поля, яка падає на зовнішню поверхню обода гальмівного шків, другий – відбиту хвилю. Для напівобмеженої ділянки шків при $B = 0$ отримуємо

$$H = A \exp(-kz); \quad E = \dot{I}_X \frac{k}{\sigma} A \exp(-kz). \quad (13)$$

Сталу інтегрування A визначаємо з граничних умов: іззовні обода шків ($z = 0$) напруженість магнітного поля в повітрі $H = H_0$. Вказана величина не зміниться при переході через границю «повітря-метал», тобто при $z = 0$, $H = H_0$ в металі. Таким чином,

$$H = H_0 \exp(-kz). \quad (14)$$

Для практичних розрахунків електричного та магнітних полів, які наводяться в ободі гальмівного шків індукторним способом, часто використовується величина, яка називається «глибиною проникнення поля» (δ)

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}. \quad (15)$$

На глибині (δ) обода шків амплітуда коливань полів зменшиться в e раз, тобто

$$H_\delta = H_0 e^{-1}; \quad (16)$$

$$E_\delta = E_0 e^{-1}; \quad (17)$$

де H_0 , E_0 – напруженість магнітного та електричного полів.

В отриманих залежностях (14, 15) врахуємо те, що коефіцієнт загасання хвиль $k = \sqrt{i\omega\mu\sigma} = 1 + i/(\delta)$ і тому отримуємо

$$H = H_0 \exp\left(-\frac{1+i}{\delta} z\right); \quad (18)$$

$$E = iH_0 \frac{1+i}{\sigma\delta} \exp\left(-\frac{1+i}{\delta} z\right), \quad (19)$$

де H , E – поточні величини магнітного та електричного полів за наявності i -ої кількості шарів обода шків зі змінною координатою z_i в кожному з них.

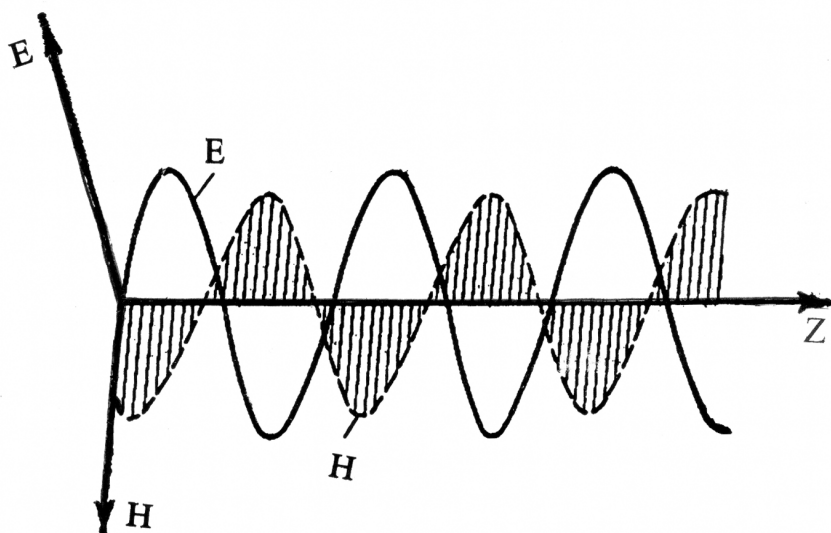


Рисунок 1 – Плоска електромагнітна хвиля в металевому ободі гальмівного шківa з його зовнішньої поверхні

Таблиця 1 – Характеристики плоскої електромагнітної хвилі та глибини її проникнення в тіло обода шківa при індуктивному нагріванні

Частота, $\lambda, \text{с}^{-1}$	Довжина хвилі (в см) для сталі при:		Фазова швидкість ($v_\phi, \text{см/с}$) в сталі при:		Глибина проникнення ($\delta, \text{мм}$) в сталь при:	
	$t = 20^\circ\text{C};$ $\mu = 10$	$t = 800^\circ\text{C};$ $\mu = 1,0$	$t = 20^\circ\text{C}$	$t = 800^\circ\text{C}$	$t = 20^\circ\text{C}$	$t = 800^\circ\text{C}$
50	4,46	44,6	$2,23 \cdot 10^2$	$2,23 \cdot 10^3$	0,71	7,11
$2,5 \cdot 10^3$	0,63	6,33	$1,55 \cdot 10^3$	$1,55 \cdot 10^4$	0,1	1,0
10^4	0,316	3,16	$3,16 \cdot 10^3$	$3,16 \cdot 10^4$	$5,0 \cdot 10^{-2}$	0,5
10^6	$3,16 \cdot 10^{-2}$	0,316	$3,16 \cdot 10^4$	$3,16 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$

Відтак визначаємо фази \dot{H} та \dot{E} . З виразів (18) і (19) після нескладних перетворень отримуємо

$$\begin{aligned}\varphi_H &= \omega r - \frac{z}{\delta}; \\ \varphi_E &= \omega r - \frac{z}{\delta} + \frac{\pi}{4}; \\ \varphi_H - \varphi_E &= \frac{\pi}{4}.\end{aligned}\quad (20)$$

Таким чином, для плоскої хвилі в ободі шківa в будь-який момент часу в точці z фаза вектора електричного поля випереджує фазу вектора магнітного поля на $1/8$ періоду. На рис. 1 зображено графіки миттєвих значень напруженостей електричного (E) та магнітних (H) полів в металі обода шківa. В часі названі вектори змінюються синусоїдально, а в просторі їхня зміна має аперіодичний характер та швидко загасає в напрямку розповсюдження електромагнітного поля.

Величина фазової швидкості розповсюдження електромагнітного поля в ободі шківa

$$v_\phi = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}}.\quad (21)$$

При цьому довжина хвилі дорівнює

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}.\quad (22)$$

З отриманих залежностей для фазової швидкості (21) так і довжини хвилі (22) в металі обода шківa видно, що вони залежать від параметрів μ , σ та від колової частоти ω . В таблиці 1 наведені дані λ , v_ϕ та δ для сталі (матеріалу обода шківa). Проаналізуємо дані, наведені в табл. 1.

Зі збільшенням частоти (λ) електромагнітної хвилі глибина її проникнення (δ) в сталь зменшується. Розрахунки виконані за сталої величини магнітної проникливості ($\mu = const$). Однак зазначимо, що магнітна проникливість $\mu = f(H)$ є величиною змінною, і тому отримані дані необхідно рахувати наближеними.

В промислових умовах найбільш ефективною роботою індукторного гальма є режими, які забезпечують глибину проникнення електромагнітних хвиль на величину від 0,5 мм і до 10,0 мм за температури зовнішньої поверхні обода шківa 800°C . При цьому важливо зауважити, що швидкість розповсюдження електромагнітного поля в матеріалі обода шківa невелика, тому фази H та E , навіть на малих від-

станях, суттєво відрізняються одна від другої, а струми на його окремих ділянках течуть в протилежних напрямках, і таким чином гасяться.

На основі вищенаведеного перейдемо до загальної оцінки теплової енергії, яка виділиться іззовні обода шківа при індукторному нагріванні.

Загальна оцінка теплової енергії, яка виділяється в ободі шківа при його індукторному нагріванні. Оцінку теплової енергії, яка виділяється в ободі шківа при індукторному нагріванні, розбиваємо на дійсну та уявну частини. Дійсна частина N має назву активної енергії і відповідає енергії, виділеної у вигляді теплової іззовні обода шківа. Уявна частина N визначає потік енергії змінного магнітного поля по товщині обода шківа.

Запишемо теорему Пойтінга, яка встановлює взаємозв'язок між енергетичними рівняннями електричного та магнітного полів в ободі шківа [5, 6]

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{E^2 + H^2}{2} = jE - \operatorname{div}[EH], \quad (23)$$

де: τ – час зміни полів; j – струм та його зміна в електричному полі; вектор $[EH]$ – вектор Умова-Пойтінга.

Даний вектор розглядається як густина потоку енергії електромагнітного поля. Вектор отримано для випадку неполяризованої системи, але він має загальний характер, і тому використовується в будь-яких електромагнітних полях, зокрема за наявності в них поляризації та дисперсії.

Як відомо з векторного аналізу для комплексних величин \dot{E} та \dot{H} , записуємо

$$N = \frac{1}{2} \left[\dot{E} \dot{H}^* \right], \quad (24)$$

де: N – загальна енергія електромагнітного поля; H^* – спряжена комплексна величина відносно \dot{H} .

Тоді

$$\begin{aligned} N &= H_0^2 \frac{1+i}{2\sigma\delta} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right) [i_x i_y] = \\ &= i_z H_0^2 \frac{1+i}{2\sigma\delta} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right), \end{aligned} \quad (25)$$

де i_x, i_y, i_z – одиничні орти відповідних осей координат.

Потік електромагнітної енергії, який потрапляє через зовнішню поверхню обода шківа вглиб товщини його матеріалу дорівнює

$$N_{II} = i_z H_0^2 \frac{1+i}{2\sigma\delta} e. \quad (26)$$

Таким чином, на глибині (δ) від зовнішньої поверхні шківа з координатою (z) величина потоку активної енергії становить

$$N = H_0^2 \frac{\exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right)}{2\sigma\delta}. \quad (27)$$

При $z=0$, тобто на зовнішній поверхні шківа,

$$N_0 = H_0^2 \frac{H_0^2}{2\sigma\delta}. \quad (28)$$

На глибині «проникнення поля» (δ) іззовні обода шківа потік активної енергії становить

$$H_\delta = H_0^2 \frac{e^{-2}}{2\sigma\delta} = 0,136 \frac{H_0^2}{2\sigma\delta}. \quad (29)$$

Таким чином, в шарах обода шківа (δ) виділяється теплота

$$\Delta Q = N_0 - N_\delta = 0,864 \frac{H_0^2}{2\sigma\delta} = 0,864 N_0, \quad (30)$$

тобто в приповерхневому шарі генерується основна кількість теплоти. При цьому густина тепловиділення складає

$$q = \frac{\Delta Q}{V} = \frac{0,864 N_0}{\delta F_3}, \quad (31)$$

де F_3 – зовнішня поверхня обода шківа.

Підставивши вираз для (δ) (15), отримуємо

$$N = 10^{-3} H_0^2 \sqrt{\frac{\mu V}{\sigma}} \exp\left(-\frac{2z}{\delta}\right), \text{ Вт/м}^2. \quad (32)$$

На зовнішній поверхні ($z=0$) обода шківа потік активної енергії становить

$$N_0 = 10^{-3} H_0^2 \sqrt{\frac{\mu V}{\sigma}}, \text{ Вт/м}^2. \quad (33)$$

Для розв'язання низки задач використовується двошарове наближення: система розбивається на два шари – приповерхневий та глибинний, всередині яких метал вважається ізотропним (властивості σ і μ , які залежать від температури, є сталими для кожного з шарів). При цьому для кожного з шарів обода шківа розв'язується рівняння Максвелла з урахуванням граничних умов у зоні їх дотику.

Зупинимося на характерній температурі зовнішньої поверхні обода гальмівного шківа.

Точка Кюрі – температура, перевищення якої феромагнітний матеріал набуває властивостей парамагнетика. Точка Кюрі – це температура фазового переходу другого роду (не пов'язані із зміною густини матеріалу, внутрішньої енергії та виділення теплоти), але пов'язані із зміною теплоємності і внутрішньої будови за рахунок руйнування доменів структури, тобто зміни структурної симетрії матеріалу обода шківа. При вказаному переході стан матеріалу обода шківа змінюється плавно, а симетрія – стрибком.

Обід шківа виготовлений із феромагнітної сталі – сталь 20. У зв'язку з тим, що тепло- та електрофізичні параметри нелінійно залежать від об'ємної температури і напруженості поля процес індукторного нагрівання розбиваємо на дві зони, в яких $T > T_K$ та $T < T_K$. При цьому

кожна з зон, в свою чергу, розбивалася на напівзони, які позначені I та II (див. рис. 2 а, б).

Розрахунки, виконані згідно з даною методикою, дали змогу подати їх у вигляді (рис. 2 а, б) для зображення розподілу співвідношень $\frac{\dot{H}}{\dot{H}_0}$ (а) та $\frac{\dot{E}}{\dot{E}_0}$ (б), виконаних в різних масштабах, для двошарової задачі; приповерхневий шар – сталь, яка нагріта вище точки Кюрі (температура, вище якої феромагнітні матеріали перетворюються в парамагнітні та при цьому магнітна проникливість різко спадає до значення, близького до одиниці ($\mu_1 = 1,0$; $\sigma_1 = 10^4 (Ом \cdot см)^{-1}$); другий шар перегрітий нижче цієї точки ($\mu_2 = 100$; $\sigma_2 = 10^5 (Ом \cdot см)^{-1}$). Для порівняння на рис. 2 а наведена графічна залежність у вигляді кривої, отриманої для одношарового наближення – напівобмеженого тіла з параметрами приповерхневого шару ободу шківа.

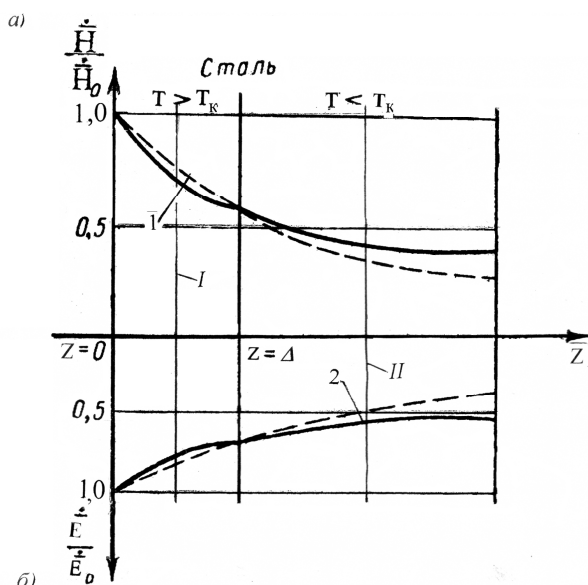


Рисунок 2 – Розподіл співвідношень напруженостей магнітного (а) та електричного (б) полів у сталі обода шківа при розв’язку приповерхневої (криві 1) та двошарової (криві 2) задачі за умов $T > T_K$ та $T < T_K$

Наведемо детальний аналіз графічних залежностей (рис. 2 а, б), які виражають співвідношення напруженостей магнітного (а) та електричного (б) полів у сталі іззовні обода шківа при розв’язуванні приповерхневої (криві 1) та двошарової (криві 2) задач.

Зупинимось спочатку на аналізі співвідношень напруженостей магнітних полів (рис. 2 а) при $T > T_K$ (від 1000°C до 800°C) і $T < T_K$ (від 800°C до 20°C).

Розглянемо першу половину зони I від 1000°C до 900°C . Крива 1 складає співвідношення 0,73, а крива 2 – 0,7 при перетині першої половини зони I. Перетинаються криві 1 та 2 за

величини співвідношення $\frac{\dot{H}}{\dot{H}_0} = 0,6$ при переході на границі (при 800°C). В першій поло-

вині зони II (від 800 до 400°C) криві 1 та 2 майже перетинаються при $\frac{\dot{H}}{\dot{H}_0} = 0,5$ і, відповідно, стають рівними 0,3 та 0,4 в кінці другої половини зони II.

Наведемо аналіз співвідношень напруженостей електричних полів (рис. 2 б). Розглянемо першу половину зони I при $T > T_K$. Крива 1 складає співвідношення 0,85, а крива 2 – 0,76 при перетині першої половини зони I. Перетинаються криві 1 та 2 за величини співвідношення $\frac{\dot{E}}{\dot{E}_0} = 0,68$ при переході на границі від $T > T_K$ до $T < T_K$. На розділяючій лінії зони II крива 1 проходить через величину співвідношення 0,5, а крива 2 – через величину співвідношення 0,56. При цьому на другій половині зони крива 2 квазістабілізується за величини співвідношення 0,44. В той же час крива 1 наприкінці другої половини зони II зупинилася на величині співвідношення 0,32.

Порівняльний аналіз величин співвідношень $\frac{\dot{H}}{\dot{H}_0}$ та $\frac{\dot{E}}{\dot{E}_0}$ вказує на те, що друге співвідношення є майже квазістабільним в інтервалі температур $T < T_K$, що дає змогу зовнішній поверхні обода шківа працювати у зоні його феромагнітних властивостей.

Перейдемо до розгляду теплового стану іззовні обода гальмівного шківа.

Визначення теплового стану обода гальмівного шківа при роботі комбінованого гальма. При роботі стрічково-колодкового гальма в режимі індукторного гальма розбиваємо процес нагрівання зовнішньої поверхні обода гальмівного шківа на три стадії: першу, при якій температури всіх точок зовнішньої поверхні обода шківа є нижчими за точку Кюрі – холодний режим; другу (проміжну), при якій температура Кюрі поширюється по ободу шківа, і, зрештою, третю – гарячий режим, при якому обід стає парамагнітним і параметри матеріалу практично не змінюються.

Для першої стадії використаємо співвідношення, отримане Л. Р. Нейманом [2, 6], згідно з яким густина індукційного струму для феромагнітного матеріалу ободу, обмеженого з другої сторони, робочою поверхнею обода шківа

$$j = j_0 \left(1 - \frac{R_6 - R_3}{X_1} \right), \quad (34)$$

де: j_0 – амплітуда густини струму на зовнішній поверхні обода шківа; X_1 – відстань від зовнішньої поверхні обода шківа до шару, де густина струму рівна нулю (за Л. Р. Нейманом $X_1 = 1,46\delta_3$, де δ_3 – зведена глибина проникнення струму, яка розрахована для значення μ на зовнішній поверхні обода шківа; R_6, R_3 – радіуси: внутрішній та зовнішній обода шківа ($R_3 - X_1 < R_6 > R_3$).

При $R_g > R_3 - X_2$; $j = 0$. Використавши безрозмірні координати $\alpha_1 = 1 - \frac{X_1}{R_3}$; $\beta = \frac{R_3}{R_g}$, та позначивши через P_0 питому потужність поля, отримали вираз для джерел тепловиділення

$$W_1 = \frac{12P_0(\beta - \alpha_1)^2}{R(\alpha_1 + 3)(1 - \alpha_1)^3} \text{ при } \beta \geq \alpha_1;$$

$$W_1 = 0 \text{ при } \beta < \alpha_1.$$

$$\frac{dT}{dR_3} - a \left[\frac{1}{R_3} \frac{d}{dR_3} \left(R_3 \frac{dT}{dR_3} \right) \right] - \frac{\alpha}{\lambda} W = 0;$$

$$T(\tau = 0) = 0; \quad T(R_3 = R_g) = 0,$$

де: α – коефіцієнт тепловіддачі зовнішньої поверхні обода шківів; a , λ – коефіцієнти теплопровідності та теплопроводності матеріалу обода шківів.

Для зменшення викладок запишемо тільки загальний вираз для шуканої температури [4]

$$T = \frac{2P_0 R}{\lambda_1} [Fo_1 + F(\alpha_1; \beta; Fo_1)], \quad (35)$$

де Fo_1 – критерій Фур'є; $Fo_1 = \frac{a\tau_1}{R^2}$.

При підстановці в отриманий вираз значення температури $T = T_K$, де T_K – точка Кюрі та значення $\beta = 1$, отримаємо час початку другої стадії прогрівання Fo_1^* . Для другої стадії в якості початкових умов необхідно приймати розподіл температури наприкінці першої стадії.

З достатньою для практики точністю для даної стадії можна вважати, що всі джерела розміщуються в поверхневому шарі товщиною ξ і густина їх в цьому шарі є сталюю. Тоді

$$W_2 = \frac{P_0}{R_3(1 - \alpha_2)} \text{ при } \beta \geq \alpha_2;$$

$$W_2 = 0 \text{ при } \beta < \alpha_2,$$

де $\alpha_2 = 1 - \frac{\xi}{R_3}$.

Розв'язок краєвої задачі для другої стадії також є достатньо громіздким, тому запишемо загальний вираз

$$T = \frac{2P_0 R_3}{\lambda_2} [Fa_1^* + F(\alpha_1; \beta; Fa_1^* + Fo_2) - F(\alpha_1; \beta; Fo_2)] + \frac{2P_0 R_3}{\lambda_2} [Fo_2 + F(\alpha_2; \beta; Fo_2)]. \quad (36)$$

За отриманими залежностями (35) і (36) були виконані розрахунки температур (табл. 2).

В табл. 2 наведені закономірності зміни розподілу температур на зовнішній поверхні та всередині приповерхневого шару обода гальмівного шківів в часі при індукторному нагріванні. Аналіз даних наведених в табл. 2 засвідчив: на зовнішній поверхні обода гальмівного шківів при індукторному нагріванні температура досягне

Таблиця 2 – Величини зміни температур на зовнішній поверхні та всередині приповерхневого шару обода гальмівного шківів в часі при індукторному нагріванні

Час, с	Температури, °С	
	на зовнішній поверхні	всередині шару ($\delta=2,25$ мм) обода гальмівного шківів
2,5	50,0 / 40,0	
5,0	100,0 / 80,0	
7,5	180,0 / 120,0	
10,0	280,0 / 160,0	
12,5	380,0 / 200,0	
15,0	440,0 / 240,0	
17,5	520,0 / 280,0	
20,0	600,0 / 320,0	
22,5	660,0 / 360,0	
25,0	720,0 / 400,0	
27,5	800,0 / 440,0	
30,0	840,0 / 480,0	

точки Кюрі (тобто 800°C) через 27,5 с. Водночас всередині шару ($\delta = 2,25$ мм) обода шківів інтервал температур від 770,0 до 820,0°C досягається в інтервалі часу від 12,5 до 15,0 с.

Особливою задачею є визначення температур по шарах обода гальмівного шківів методом Е.Шмідта. Враховуючи те, що режим опускання бурильної колони складається з двох періодів: розгін – вільне опускання бурильної свічки після відведення гальмівної стрічки з накладками і гальмування – зупинки, тіло обода гальмівного шківів підлягає періодичному циклічному нагріванню та вимушеному або природному охолодженню. Крім того, час охолодження обода шківів після опускання кожної свічки (підйом ненавантаженого елеватора, захоплення та загвинчування чергової свічки) складає приблизно 120–200 с. Час нагрівання обода шківів прийнято рівним часу гальмування в процесі опускання розглядуваної свічки складає, всередньому 9,0–10,4 с. Тому перед опусканням чергової свічки тіло обода шківів мало значну залишкову температуру, величини котрої, як показали результати безперервного заміру, коливалася на робочій поверхні обода шківів від 170 до 760°C і на його неробочій поверхні від 100 до 140°C.

З отриманої табл. 3 видно, що температура внутрішньої поверхні обода гальмівного шківів при опусканні даної свічки сягала 137°C, що узгоджується з отриманими раніше експериментальними даними. В процесі гальмування максимальному нагріванню піддавався поверхневий робочий шар обода шківів (760°C); при цьому температура середніх шарів по його товщині в декілька разів (в 3,36) нижче температури робочого шару, а темп нагрівання по товщині обода шківів відбувається менш інтенсивно, ніж нагрівання його поверхневого шару. Таким чином, для покращення умов роботи та підвищення працездатності гальмівних шківів

Таблиця 3 – Величини зміни температур по шарах ободу гальмівного шківів в часі

Час, с	Товщина шару ободу в мм та його температури °С										
	0,7	1,0	1,5	2,25	3,375	5,0	7,6	11,4	17,1	25,6	38,4
0,001	170	168	167	164	161	157	151	145	133	117	98
0,003	200	199	197	194	189	182	171	164	151	133	111
0,007	240	238	235	230	224	216	203	190	168	149	125
0,02	300	295	289	280	267	253	233	218	192	160	134
0,04	380	370	355	338	316	288	259	237	201	167	140
0,07	450	432	407	378	347	311	269	246	209	174	145
0,2	530	497	454	411	367	329	283	253	214	178	138
0,4	625	567	500	438	386	338	291	260	220	183	141
0,92	645	569	502	439	387	338	291	260	220	183	141
2,05	725	616	533	460	398	342	295	264	224	186	144
4,64	760	635	535	463	401	345	298	266	226	188	145
10,4	520	488	451	408	363	326	281	251	213	177	137

бурових лебідок необхідно, насамперед, покращити тепловідведення з поверхневого робочого шару обода гальмівного шківів. Крім того, невисокий тепловий стан шару неробочої поверхні обода шківів уможливує його використання як якоря для допоміжного індукторного гальма.

Виходить, що на шари обода шківів зі сторони його зовнішньої поверхні при вмиканні індукторного гальма діють темпи нагрівання набагато менші, ніж з внутрішньої сторони обода шківів при роботі стрічково-колодкового гальма.

Висновки. Таким чином, теоретично обґрунтована можливість використання індукторного гальма сумісно зі стрічково-колодковим гальмом, які реалізують гальмівні режими з зовнішньої та внутрішнього боку обода гальмівного шківів. При цьому тепловий стан зовнішньої поверхні обода шківів та його приповерхневий шар не будуть суттєво впливати на теплонавантаженість внутрішньої поверхні обода через значну відмінність в темпах їхнього нагрівання.

Література

- 1 Стрічково-колодкові гальма / [С.І. Крижанівський, М.О. Вольченко, Д.О. Вольченко та ін.]. – Івано-Франківськ: Факел, 2007. – Том 2. – 215 с.
- 2 Абрамович И.Г. Уравнение математической физики / И.Г. Абрамович, В.И. Левин. – М.: Наука, 1989. – 286 с.
- 3 Несис Е.И. Методы математической физики / Е.И. Несис. – М.: Просвещение, 1987. – 200 с.
- 4 Лыков А.В. Методы определения теплопроводности и температуропроводности / А.В. Лыков. – М.: Энергия, 1983. – 336 с.
- 5 Алехин К.А. Моделирование электромагнитного тормоза с массивным ротором / К.А. Алехин // Вестн. Брянск. гос. техн. ун-та. – 2008. – №1(17). – С.44-48.
- 6 Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1996. – 724с.

Стаття надійшла до редакційної колегії

14.04.11

Рекомендована до друку професором
Мойсишиним В.М.