ГОДИШНИК на Минно-геоложкия университет "Св. Иван Рилски", Том 53, Св.III, Механизация, електрификация и автоматизация на мините, 2010
ANNUAL of the University of Mining and Geology "St. Ivan Rilski", Vol. 53, Part III, Mechanization, electrification and automation in mines, 2010

ТЕМПЕРАТУРА В МАНТИЯТА НА ЦЕНТРОБЕЖНИТЕ САЧМЕНИ СЪЕДИНИТЕЛИ

Венелин Тасев

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

РЕЗЮМЕ. В статията се разглежда изменението на температурата в мантията на центробежните сачмени съединители в динамиката на пусковия процес. Изведени са зависимости във функция от времето, координатата и изменението на статичния съпротивителен момент на работната машина.

TEMPERATURE IN THE MANTLE OF CENTRIFUGAL BALL JOINTS.

Venelin Tasev
University of Mining and Geology "St. Ivan Rilski", 1700 Sofia

ABSTRACT. The paper examines changes in temperature in the mantle of centrifugal ball joints in the dynamics of the starting process. Dependencies are derived as a function of time and coordinate changes to the static modulus of the working machine
.

Центробежните сачмени съединители (ЦСС) са фрикционни механизми, които позволяват безпроблемно самостоятелно развъртане на задвижващия двигател при условия на минимално натоварване и плавно ускоряване на работната на машина. Както при всички фрикционни механизми, така и при ЦСС в пусковия процес се отделя топлина, което го загрява. При ЦСС основния фрикционен момент се формира върху вътрешната цилиндрична повърхност – „мантия" и респективно там се отделя най-голямото количество топлина. Решението на топлинната задача при точни реални условия е сложна. Тук се прави опит за намиране на решение при известни опростявания, а именно:

1. Температурата във всички точки в началото на процеса е еднаква.
2. Топлоотделяне се извършва само от външната стена.
3. Пренебрегва се кривината на мантията.
4. Загряването се извършва от вътрешната страна от топлинен поток, определен от условията на триене.
5. Коефициентът на външно топлоотдаване и другите топлинни параметри са постоянни

Горните условия определят задача от едноразмерен вид при гранични условия от втори и трети род [1,2].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}\ ;\quad t = 0 \to T_н = 0 \qquad (1)$$

$$t > 0\ ;\ x = 0 \to q = -\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\ ;$$

$$t > 0\ ;\ x = h \to \lambda\frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_в\left(T - T_в\right)\ ;$$

където: T(t, x) е температурата в мантията, K°;
t – текущото време, s;
x – текущата координата, m;
a – топлопроводното число, ..., ;
α- коефициентът на топлоотдаване – W/m²K°;
$T_в$ – външната температура, K°.

Топлинният поток q се определя от отделената топлинна мощност Q, повърхността на мантията S_m и коефициента на потока разпределение $\alpha_{тп}$ по зависимостта:

$$q(t) = \alpha_{тп}\frac{Q(t)}{S_п}\ ,\ W/m^2. \qquad (2)$$

Топлинната мощност Q е функция на развивания от съединителя момент M_e и разликите между входящата ω_1 и изходящата ω_2 честота на въртене:

$$Q = M_C(\omega_1 - \omega_2)\ ,W;$$

В общия случай всички параметри се променят в пусковия процес и моментната стойност Q(t) на топлинната мощност е:

$$Q(t) = M_c(t)\left[\omega_1(t) - \omega_2(t)\right],W. \qquad (3)$$

При установено боксуване тоест при ω_2=0, топлинната мощност Q и съответно топлиния поток са постоянни:

$$Q_\delta = M_c\omega_1 = const.$$

$$q = const.$$

За този случай решението на 1 е [1,2]:

$$T(t,\eta) = T_в + \frac{qh}{\lambda}.\left[1 - \eta + \frac{1}{B_i} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n\cos(\mu_n\eta)\exp(-\mu_n F_0)\right] \qquad (4)$$

$$\cot g\mu_n = \frac{1}{B_i}\mu_n \ ; \ A_n T = \frac{2\left(\mu_n^2 + B_i\right)}{\mu_n^2\left(\mu_n^2 + B_i^2 + B_i\right)} \ ;$$

$$F_0 \frac{a}{h} t \ ; B_i = \frac{\alpha}{\lambda}$$

където F_0 е критерият на Фурие;

B_i - критерият на Био;

h – дебелината на мантията, m;

q - топлинния поток, W/m^2;

λ - топлопроводността W/mK°;

α - коефициентът на външно топлоотделяне, W/m^2K°.

При коефициент на външното топлоотдаване $\alpha = 8 \div 20$ W/m^2K° критерият на Био има стойности от 10^{-3} до 4.10^{-3}. Това определя едно незначително отделяне на топлина във външната среда и позволява то да се пренебрегне. За този случай 4 има следното решение [1,2]:

$$T(t,\eta) = T_в + \frac{qh}{\lambda}.\left\{F_0 - \eta + \frac{\eta^2}{2} - \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left[\mu_n(1-\eta)\right]\exp\left(-\mu_n^2 F_0\right)\right\} \quad (5)$$

$$\mu_n = n.\pi \ ; \ A_n = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^2} \ ; \ \eta = \frac{x}{h}$$

В таблица 1 са посочени стойностите на относителната температура θ на мантия с дебелина 11 mm при $\alpha в$ = 9 W/m^2K^o, Bi=0,0022 за външната и вътрешната повърхност изчислени по двете формули.

$$\theta_{вт} = \theta(t,0) = \frac{T(t,0)}{q.h}\lambda - T_в \quad (6)$$

$$\theta_{вн} = \theta(t,1) = \frac{T(t,1)}{q.h}\lambda - T_в \quad (7)$$

Таблица 1

Ф-ла		10	20	40	60	80	100	120
4	$\theta_{вн}$	1,32	2,31	4,28	6,25	8,2	10,15	12,1
4	$\theta_{вт}$	0,82	1,81	3,78	5,74	7,7	9,64	11,6
5	$\theta_{в}$	1,32	2,32	4,3	6,28	8,27	10,25	12,2
5	$\theta_{вт}$	0,82	1,82	3,8	5,78	7,76	9,75	11,7
Отнс. гр. %								
	$\varepsilon_{вн}$ %	0,38	0,13	0,34	0,55	0,76	0,98	1,19
	$\varepsilon_{вм}$ %	0,16	0,27	0,49	0,7	0,92	1,14	1,3

Грешката при използването на 5 вместо 4 достига до един процент, което позволява нейното прилагане.

При неизменен статичен съпротивителен момент M_p=const., топлинният поток през мантията линейно намалява [4] $q(t)=q_{max}(1-t/t_n)$ в този за определяне на температурата в мантията може да се ползва предложения в метод на суперпозицията. След съответни преобразувания се получава:

$$\theta(t,\eta) = F_0 - \eta + 0{,}5.\eta^2 + \frac{1}{3} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos\left[\mu_n(1-\eta)\right].$$
$$\exp\left(-\mu_n^2 F_0\right) - \frac{h}{t_n a}.\left\{\frac{F_0^2}{2} + \frac{F_0}{3} + \frac{F_0}{2}\eta^2 - F_0\eta + \right.$$
$$+\frac{\eta^4}{24} - \frac{\eta^3}{6} + \frac{\eta^2}{6} - \frac{1}{45} - \quad (8)$$
$$\left. -\sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos\left[\mu_n(1-\eta)\right]\exp\left(-\mu_n^2 F_0\right)\right\};$$
$$\mu_n = n.\pi \ ; \ A_n = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^2} \ ; \ B_n = (-1)^{n+1}\frac{2}{\mu_n^4}$$

След преобразувания, ограничавайки се само с първите два члена на реда, за относителната температура на вътрешната стена се получава следната зависимост:

$$\theta(t,0) = F_0 + \frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2}e^{-\pi^2 F_0} - \frac{1}{2\pi^2}e^{-4\pi^2 F_0} - $$
$$-\frac{h}{t_n a}.\left(\frac{F_0^2}{2} + \frac{F_0}{3} + \frac{1}{45} + \frac{2}{\pi^4}e^{-4\pi^2 F_0} + \frac{1}{8\pi^4}e^{-4\pi^2 F_0}\right) \quad (9)$$

Съответно за външната стена относителната температура е:

$$\theta(t,1) = F_0 - \frac{1}{6} + \frac{2}{\pi}e^{-\pi^2 F_0} - \frac{1}{2\pi}e^{-4\pi^2 F_0} - $$
$$-\frac{h}{t_n a}.\left(\frac{F_0^2}{2} - \frac{F_0}{6} + \frac{21}{1080} - \frac{2}{\pi^4}e^{-\pi^2 F_0} + \frac{1}{8\pi^4}e^{-4\pi^2 F_0}\right) \quad (10)$$

След преобразуване на 5 за относителната температура при неизменен топлинен поток за външната и вътрешната стена се получават следните изрази

$$\theta(t,0) = F_0 + \frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2}e^{-\pi^2 F_0} - \frac{1}{2\pi^2}e^{-4\pi^2 F_0} \quad (11)$$

$$\theta(t,1) = F_0 - \frac{1}{6} + \frac{2}{\pi^2}e^{-\pi^2 F_0} - \frac{1}{2\pi^2}e^{-4\pi^2 F_0} \quad (12)$$

Получените зависимости 5-12 позволяват да се определят относителните температури на външната и вътрешната стена на мантията при постоянен и линейно намаляващ топлинен поток. Това отговаря съответно на режим на установено боксуване и на ускоряване на работната машина при неизменен съпротивителен момент.

Разгледаните случаи на нагряване на мантията и - при установено боксуване и линейно ускоряване на Р.М. не изчерпват всички възможни случаи на работа на ЦСС.

В практиката се срещат машини, чийто съпротивителен момент се изменя с изменението на ъгловата им скорост. Повечето случаи това изменение може да се опише с полинома:

$$M_p = M_o + a\omega_p + b\omega_p^2, Nm;$$

където: M_p е статичния съпротивителен момент на машината, Nm;

ω_p – ъгловата и скорост, rad;

a и b – коефициенти, определящи вида на кривата.

Различният начин на изменение на M_p (ω_p) води до различно изменение на топлинич поток [4]. В тези случи е удобно изпозването на предложената в [3] зависимост:

$$T(t,n)=\frac{\alpha_{тп}.W_п.b_i.\psi_i}{\lambda_i.S_T.t_п}\left\{\left[\frac{1}{3}-\eta(1-0,5\eta)\right]\tau_N+F_0\tau_w-\right.$$

$$\left.-\frac{2\tau_N}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\exp\left(-\pi^2n^2F_0\tau\right)\cos(\pi n\eta)\right\}+T\ ,K^o\ ; \tag{13}$$

където $W_п$ е пълната работа на триене (пълното количество отделена топлина), J;

b_i - ефективна дълбочина на проникване на топлината, m;

ψ_i- коефициент на участващите в топлообмена маси;

λ_i - топлопроводност на съответния елемент, W/mK°;

$S_т$ - повърхност на триене, m;

$t_п$ - пълното време на триене, s;

τ_N - безразмерен параметър на топлинната мощност;

τ_W - безразмерен параметър на топлинната енергия;

η - отношението на текущата координата към пълния размер η = x/b

τ= t/$t_п$ - относителното време.

С помощта на 13 могат да се определят температурите в целия процес на триене във всяка точка на триещата двойка. За това е необходимо да са известни всички участващи в него коефициенти - $\alpha_{тп}$, $b_{еф}$, λ_i и параметри $W_п$, $t_п$, τ_N, τ_W .

Безразмерните параметри на триенето са дефинирани по следния начин:

$$\tau_N=\frac{Q(t)}{\frac{1}{t_п}\int Q(t)dt} \tag{14}$$

$$\tau_W=\frac{W(t)}{\int Q(t)dt} \tag{15}$$

За представяне на безразмерната температура е удобно въвеждане на безразмерния параметър на средната топлинна мощност:

$$K_N=\frac{W_п}{M_c\omega_н t_п} \tag{16}$$

При това безразмерната температура се пресмята по израза:

$$\theta(t,n)=K_N\left\{\left[\frac{1}{3}-\eta(1-0,5\eta)\right]\tau_N+\right.$$

$$\left.+F_0\tau_w-\frac{2\tau_N}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\cos(\pi n\eta)\exp\left(-\pi^2n^2F_0\tau\right)\right\} \tag{17}$$

За вътрешната и външната повърхност съответно се получава:

$$\theta(t,0)=K_N\left\{F_0\tau_w+\tau_N\left[\frac{1}{3}-\frac{2}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\exp\left(-\pi^2n^2F_0\tau\right)\right]\right. \tag{18}$$

$$\theta(t,1)=K_N\left\{F_0\tau_w-\tau_N\left[\frac{1}{6}-\frac{2}{\pi^2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\cos(\pi n)\exp\left(-\pi^2n^2F_0\tau\right)\right]\right. \tag{19}$$

Изменението на топлинната мощност Q_t и отделеното количество топлина W_t се определя от динамиката на пусковия процес [4].

Законите на изменение на скоростта, топлинната мощност и отделената топлина зависят от момента развиван от съединителя, статичния съпротивителен и инерционен момент на машината и неговото изменение във времето, като се описват със следните зависимост:

$$Q(t)=M_c(t)\left[\omega_1(t)-\omega_2(t)\right]\quad , W$$

$$W(t)=\int_0^t M_c(t)\left[\omega_1(t)-\omega_2(t)\right], J$$

Решението на горните зависимости за изменението на топлинната мощност и отделеното количество топлина е представено таблица 2, а това на пълното количество топлина в таблица 3.

В таблиците са указани формули за различни случаи на изменение на статичния съпротивителен момент на машината (Mp).Намирането на законите на изменение на топлинните параметри дава възможност за определяне на безразмерните параметри на триенето – зависимости 14,15, и 16.Видът на тези зависимости за различни случаи на изменение на статичния съпротивителен момент на Р.М. са показани в таблица.4.

Изведените зависимости в таблици 2,3 и 4 дават възможност за определяне параметрите на триене τ_N, τ_W и K_N.Те дават възможност по зависимости 17,18 и 19 да се определи температурата във всяка точка на мантията по всяко време на пусковия процес.

Те могат да се ползват при топлинното оразмеряване на съединителите и съответния избор на масло.

Таблица 2.

Начин на изменение на съпротивителния момент	Изменение на топлинната мощност	Отделена топлина
$M_p = M_o$	$Q = M_c\left(\omega_n - \frac{M_c - M_o}{J_2} t_p\right)$	$W = M_c\left(\omega_n t_p - \frac{M_c - M_o}{J_2}\left(\frac{t - t_y}{2}\right)^2\right)$
$M_p = M_o + a\omega_2$	$Q = M_c\left(\omega_n - \frac{M_c - M_o}{a} t_p\left(1 - e^{-\frac{at_p}{J_2}}\right)\right)$	$W = M_c\left(\omega_n t_p - \frac{M_c - M_o}{a}\left(t_p - \frac{J_2}{a}\left(1 - e^{-\frac{at_p}{J_2}}\right)\right)\right)$
$M_p = M_o + b\omega_2^2$	$Q = M_c\left(\omega_n - \sqrt{\frac{M_c - M_o}{b}}\, th \frac{\sqrt{b(M_c - M_o)}}{J_2} t_p\right)$;	$W = M_c\left(\omega_n t_p - \frac{J_2}{b} lnch \frac{\sqrt{b(M_c - M_o)}}{J_2} t_p\right)$
$M_p = M_o - b\omega_2^2$	$Q = M_c\left(\omega_n - \sqrt{\frac{M_c - M_o}{b}\, tg \frac{\sqrt{b(M_c - M_o)}}{J_2} t_p}\right)$;	$W = M_c\left(\omega_n t_p + \frac{J_2}{b} lncos \frac{\sqrt{b(M_c - M_o)}}{J_2} t_p\right)$
$M_p = M_o + a\omega_2 + b\omega_2^2$ $a + 4b(M_c - M_o) < 0$ $D = \sqrt{-4b(M_c - M_o) - a^2}$	$Q = M_c\left(\omega_n - \frac{D}{2b} tg\left(arctg\frac{1}{D} - \frac{D}{2J_2} t_p\right) + \frac{1}{2b}\right)$	$W = M_c\left(\left(\omega_n + \frac{a}{2b}\right) t_p - \frac{J_2}{b} ln \frac{cos\left(arctg\frac{a}{D} - \frac{D}{2J_2} t_p\right)}{\cos arcg\, \frac{q}{D}}\right)$
$a + 4b(M_c - M_o) > 0$ $D = \sqrt{a^2 + 4b(M_c - M_o)}$ $A = \frac{a-D}{a+D}$ $z = \frac{D}{J_2} t_p$	$Q = M_c\left(\omega_n - \frac{a - D}{2b}\frac{1 - e^z}{e^z - A}\right)$	$W = M_c\left(\omega_n t_p - \frac{a + D}{2b}\left(\frac{J_2}{2D}(1 - A) ln \frac{e^z - A}{1 - A} - t_p\right)\right)$
$a + 4b(M_c - M_o) = 0$	$Q = M_c\left(\omega_n - \frac{a}{2b}\left(\frac{2J_2}{at_p + 2J_2} - 1\right)\right)$	$W = M_c\left(\left(\omega_n + \frac{a}{2b}\right) t_p - \frac{J_2}{b} ln \frac{at + 2J_2}{2J_2}\right)$

Таблица 3.

Начин на изменение на съпротивителния момент	Отделена топлина	Крайни случаи		
		$M_c \to \infty$	$M_c \to M_o$	$M_c \to M_o$
$M_p = M_o$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}\frac{M_c}{M_c - M_o}$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}$	$W_n = \infty$	-
$M_p = M_o \pm a\omega_2$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}\left(\frac{M_k - M_c}{M_k - M_o} - \ln\frac{M_c - M_o}{M_c - M_k} + 1\right)$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}$	$W_n = \infty$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}$
$M_p = M_o + b\omega_2^2$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}\left(A\tan^{-1}A + \ln\sqrt{1 - A^2}\right)$; $A = \sqrt{\frac{M_k - M_o}{M_c - M_o}}$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}$	$W_n = \infty$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}$
$M_p = M_o - b\omega_2^2$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}\left(A\tan^{-1}A - \ln\sqrt{1 - A^2}\right)$; $A = \sqrt{\frac{M_o - M_k}{M_c - M_o}}$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}$	$W_n = \infty$	-
$M_p = M_o - a\omega_2 + b\omega_2^2$ $a = 2b\omega_н$ $b = (M_o - M_k)/\omega_н^2$	$W_n = \frac{M_c J_2\omega_н^2}{M_k - M_o}\ln\sqrt{1 - \frac{M_o - M_k}{M_c - M_o}}$	$W_n = \frac{J_2\omega_н^2}{2}$	$W_n = \infty$	-

Таблица 4.

Начин на изменение на съпротивителния момент	K_N	T_N	T_W
$M_p = M_o$	$K_N = 0.5$	$T_N = 2(1 - T)$	$T_W = 2T - T^2$
$M_p = M_o \pm a\omega^2$	$K_N = \frac{1 + C\ln A}{2\ln A}$	$T_N = \frac{1 - B\left(1 - A^{-T}\right)}{C\ln A + 1}\ln A$	$T_W = \frac{T\ln A(1 - B) + B\left(1 - A^{-T}\right)}{C\ln A + 1}$
$M_p = M_o \pm b\omega_2^2$	$K_N = \frac{1}{2} - \frac{\ln\sqrt{1 - A^2}}{2AarthA}$	$T_N = \frac{A - th(TarthA)}{AarthA + \ln\sqrt{1 - A^2}}$	$T_W = \frac{ATarthA - \ln ch(TarthA)}{AarthA - \ln\sqrt{1 - A^2}}$
$M_p = M_o - b\omega_2^2$	$K_N = \frac{1}{2} + \frac{\ln\sqrt{1 - A^2}}{2AarthA}$	$T_N = \frac{A - th(TartqA)}{AarctgA + \ln\sqrt{1 - A^2}}$	$T_W = \frac{ATarthA + \ln ch(TarthA)}{AarthA - \ln\sqrt{1 - A^2}}$
$M_p = $ $= M_o - a\omega^2 + b\omega_2^2$	$K_N = \frac{\ln\sqrt{1 - A^2}}{2AarthA}$	$T_N = \frac{arthAth(T - 1)arthA}{\ln\sqrt{1 - A^2}}$	$T_W = 1 + \frac{\ln ch(1 - T)arthA}{\ln\sqrt{1 - A^2}}$

Литература

Пехович А.И. Расчет теплового режима твердых тел. Энергия, Ленинград 1976 г.

Цой П.В. Методы расчета задач тепломасапереноса. Энергоатомиздат, 1984 г.

Чичинадзе А.В. Тепловая дианмика трения. М.Наука, 1970 г.

Тасев В.Л. Възможности за приложение на центробежните сачмени съединители с водещ шестлопатен ротор в задвижванията на минно добивния отрасъл. Дисертационен труд, ВМГИ, 1990 г.

Препоръчана за публикуване от катедра „Механизация на мините”, МЕМФ