Инженерный вестник Дона, №1 (2018)
ivdon.ru/ru/magazine/archive/n1y2018/4686

Расчет клиновидной опоры (ползун, направляющая), работающей на микрополярном жидком смазочном материале

Е.О. Лагунова

Ростовский государственный университет путей сообщения

Аннотация: Представленная работа посвящена математическому моделированию клиновидной опоры (ползун, направляющая), работающей на микрополярном жидком смазочном материале в турбулентном режиме трения с учетом зависимости вязкостных характеристик микропролярного смазочного материала от температуры и давления. Рассматриваем для случая «тонкого слоя» систему уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости микрополярного смазочного материала с учетом зависимости вязкостных характеристик микропролярного смазочного материала от температуры и давления, уравнение неразрывности и формулу скорости диссипации энергии для определения функции $\Phi(x)$, обусловленной расплавом поверхности опорного кольца. В результате определены основные рабочие характеристики рассматриваемой пары трения.
Оценено влияние параметра, который обусловлен расплавом направляющей, а также зависимость структурно-вязкостных параметров микрополярного жидкого смазочного материала от температуры и давления на несущую способность и силу трения.
Ключевые слова: гидродинамика, опора скольжения (ползун, направляющая), вязкий несжимаемый жидкий микрополярный смазочный материал, расплавленная поверхность направляющей, зависимость вязкости смазочного материала от давления и температуры.

Введение. Для современной инженерной практики смазочная среда является одним из важнейших равноправных конструктивных элементов подшипников жидкостного трения.

Одним из методов решения конструктивно-эксплуатационных задач может быть применение смазывания расплавом легкоплавкого покрытия поверхности подшипников [1–7]. Гидродинамическому расчету системы, состоящей из ползуна, при его расположении под углом к поверхности направляющей, в условиях отсутствия смазочного вещества, и учете зависимости вязкости смазочного материала от давления посвящено большое количество работ [8–13]. Рассматриваемая пара трения, работающая на смазывании расплавом, имеет существенный недостаток, а именно низкую несущую способность и не учет влияния неньютоновских смазочных материалов. А также, не является самоподдерживающимся процесс смазывания пластичного смазочного материала.

Следовательно, разработка расчетных моделей подшипников скольжения, работающих на микрополярных смазочных материалах в виде металлических расплавов, учитывая вышеуказанные аспекты функционирования, является одним из перспективнейших направлений теоретических исследований в современной трибологии.

Постановка задачи. Рассматривается клиновидная опора, состоящая из системы «ползун – направляющая». Предполагается, что поверхности ползуна и направляющей разделены слоем смазочного материала, обладающими микрополярными свойствами, ползун неподвижен, а направляющая, выполненная из материала с низкой температурой плавления, движется в сторону сужения зазора со скоростью u^* (рис. 1).

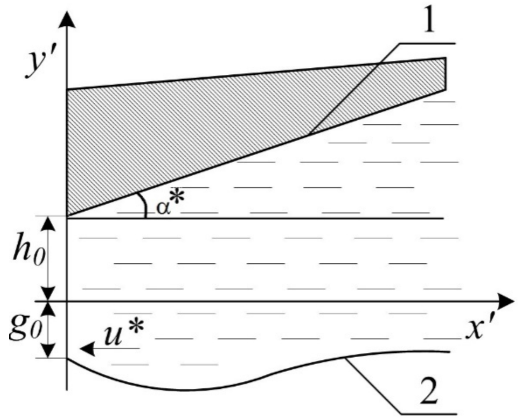

Рис. 1. Рабочая схема

Предполагаем, что вязкостные характеристики микрополярного жидкого смазочного материала зависят от давления и температуры по показательному закону

$$\mu' = \mu_0 e^{\alpha' p' - \beta' T'},\ \kappa' = \kappa_0 e^{\alpha' p' - \beta' T'}, \qquad \gamma' = \gamma_0 e^{\alpha' p' - \beta' T'}. \qquad (1)$$

где μ' – коэффициент динамической вязкости смазочного материала; κ', γ' – коэффициенты вязкости микрополярного смазочного материала; μ_0 –

характерная вязкость ньютоновского смазочного материала; p' – гидродинамическое давление в смазочном слое; α' – характеризует зависимость вязкости смазочного материала от давления, β' – характеризует зависимость вязкости смазочного материала от температуры.

Рассматривается движение бесконечно широкого ползуна при допущениях:

1. Жидкая среда является вязкой несжимаемой жидкостью.
2. Все тепло, которое выделяющется в смазочной пленке, идет на плавление поверхности материала направляющей.
3. Чтобы отразить влияние турбулентности умножим вязкость на коэффициент $j > 1$, в результате получим величину эффективной вязкости. Вместе с этим предполагаем, что данный коэффициент j выражается в виде следующей функции числа Рейнольдса $j = 0{,}0139\,\mathrm{Re}^{0{,}657}$ [14], где $\mathrm{Re} = \rho u^* h_0^2 / \mu_0 l$ – число Рейнольдса, h_0 – толщина пленки в начальном сечении, μ_0 – динамическая вязкость, u^* – скорость движения, ρ – плотность, l – длина подшипника.

Исходные уравнения и граничные условия. За исходные уравнения рассмотрим систему безразмерных уравнений движения смазочного материала, обладающего микрополярными свойствами для случая «тонкого слоя» и уравнения неразрывности.

$$\frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} + N^2 \frac{\partial \upsilon'}{\partial y'} = \frac{1}{j\mu'}\frac{dp'}{dx'}, \quad \frac{\partial^2 \upsilon'}{\partial y'^2} = \frac{\upsilon'}{N_1} + \frac{1}{N_1}\frac{\partial u'}{\partial y'}, \quad \frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} = 0. \tag{2}$$

где μ' –коэффициент динамической вязкости; u', v' – компоненты вектора скорости смазочной среды; υ' – скорость микровращения; p' – гидродинамическое давление в смазочном слое.

Рассмотрим декартовую систему координат $x'oy'$ (рис. 1).Уравнение расплавленной поверхности направляющей и контура ползуна можно записать в виде.

$$y' = h_0 + x'\mathrm{tg}\alpha^*, \qquad y' = -\eta' f'(x'). \tag{3}$$

Граничные условия для рассматриваемойзадачи запишутся в виде:

$$\begin{gathered} u' = -u^*, \quad v' = 0, \quad \upsilon' = 0 \quad \text{при} \quad y' = -\eta' f'(x'); \\ u' = 0, \quad v' = 0, \quad \upsilon' = 0, \quad \text{при} \quad y' = h_0 + x'\mathrm{tg}\alpha; \\ p'(0) = p'(1) = \frac{p_a}{p^*}; \quad \eta' f'(x') = \Phi(x) \quad \text{при} \quad x' = 0, \end{gathered} \tag{4}$$

где $\Phi(x)$ – толщина расплавленной пленки в начальном сечении. Для определения функций $\Phi(x)$, обусловленной расплавом опорного кольца, применим формулу скорости диссипации энергии

$$-\frac{d\eta' f'(x')}{dx'} \cdot u^* L' = -2j\mu' \int\limits_{-\Phi(x)}^{h_0 + x'tg\alpha} \left(\frac{\partial u'}{\partial y'}\right)^2 dy', \tag{5}$$

где L' – удельная теплота плавления на единицу объема.

Размерные величины связаны соответствующими безразмерными величинами следующими соотношениями:

$$\begin{gathered} u' = u^* u; \quad v' = u^* \varepsilon v; \quad \upsilon' = \upsilon^* \upsilon; \quad p' = p^* p; \quad y' = h_0 y; \quad x' = lx; \quad \mu' = \mu_0 \mu; \\ \kappa' = \kappa_0 \kappa; \quad \gamma' = \gamma_0 \gamma; \quad N^2 = \frac{\kappa_0}{2\mu_0 + \kappa_0}; \quad N_1 = \frac{2\mu_0 l^2}{\kappa_0 h_0^2}; \quad l^2 = \frac{\gamma}{4\mu}; \quad \beta = T^* \beta'; \\ \alpha' = \frac{\tilde{\alpha}}{p^*}; \quad T' = T^* T; \quad T^* = \frac{\mu_0 u^{*2}}{I\lambda}; \quad \varepsilon = \frac{h_0}{l}; \quad \upsilon^* = \frac{u^*}{2h_0}; \quad p^* = \frac{(2\mu_0 + \kappa_0) l u^*}{2h_0^2} \end{gathered} \tag{6}$$

С учетом перехода к безразмерным переменным в смазочном слое, опуская штрихи приходим к следующей системе уравнений:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + N^2 \frac{\partial \upsilon}{\partial y} = \frac{1}{je^{\tilde{\alpha}p - \beta T}} \frac{dp}{dx}, \ \frac{\partial^2 \upsilon}{\partial y^2} = \frac{\upsilon}{N_1} + \frac{1}{N_1}\frac{\partial u}{\partial y}, \qquad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \tag{7}$$

$$\frac{1}{j\mu(x)}\frac{d\Phi(x)}{dx}=K\int\limits_{-\Phi(x)}^{h(x)}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 dy;$$

где $K=\dfrac{2\mu_0 u^*}{h_0 L'}$; $h(x)=1+\eta x$; $\eta=\dfrac{l\mathrm{tg}\alpha}{h_0}$,

и граничным условиям:

$$\begin{aligned}&\upsilon=0,\quad v=0,\quad u=0,\quad \text{при}\quad y=1+\eta x=h(x);\\&\upsilon=0,\quad v=0,\quad u=-1\quad \text{при}\quad y=-\Phi(x);\quad p(0)=p(1)=p_a/p^*.\end{aligned} \qquad (8)$$

Учтем малость зазора и равенство $\upsilon=0$ на неподвижных и подвижных поверхностях. Осредняя второе уравнение системы (7) по толщине смазочного слоя, получим:

$$\frac{1}{h+\Phi}\int\limits_{-\Phi}^{h}\frac{\partial^2\upsilon}{\partial y^2}dy=\frac{1}{N_1}\cdot\frac{1}{h+\Phi}\int\limits_{-\Phi}^{h}\upsilon dy+\frac{1}{N_1}\cdot\frac{1}{h+\Phi}\int\limits_{-\Phi}^{h}\frac{\partial u}{\partial y}dy. \qquad (9)$$

Будем искать решение уравнения (9) в виде:

$$\upsilon=A_1(x)y^2+A_2(x)y+A_3(x). \qquad (10)$$

Учитывая граничные условий (8),получим для υ выражение:

$$\upsilon=A_1(x)\cdot\left(y^2-(h-\Phi)y-\Phi h\right). \quad (11)$$

Подставим (11) в (9) с точностью до членов $O\left(\Phi/N_1\right), O\left(1/N_1^2\right)$, в итоге имеем:

$$\upsilon=\frac{1}{2N_1h}\left(y^2-hy\right),\qquad \frac{\partial\upsilon}{\partial y}=\frac{1}{2N_1h}(2y-h),\qquad A_1=\frac{1}{2N_1h}. (12)$$

Система уравнений (7) при учете (12) в принятом нами приближении имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{N^2}{2N_1h}(2y-h)=\frac{1}{j\mu(x)}\frac{dp}{dx},\ \upsilon=\frac{1}{2N_1h}\left(y^2-hy\right),$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0,\ \frac{1}{j\mu(x)}\frac{d\Phi(x)}{dx}=K\int\limits_{-\Phi(x)}^{h(x)}\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 dy. \qquad (13)$$

В качестве малого параметра примем параметр *K*, который обусловлен расплавом и скоростью диссипации энергии.Функцию $\Phi(x)$ будем искать в виде:

$$\Phi(x) = -K\Phi_1(x) - K^2\Phi_2(x) - K^3\Phi_3(x) - ... = H. \quad (14)$$

На контуре $y = 0 - \Phi(x)$ для безразмерных компонентов скорости *u* и *v*граничные условия примут вид:

$$v(0 - H(x)) = v(0) - \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)\Bigg|_{y=0} H(x) - \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right)\Bigg|_{y=0} H^2(x) - \ldots = 0;$$

$$u(0 - H(x)) = u(0) - \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)\Bigg|_{y=0} H(x) - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)\Bigg|_{y=0} H^2(x) - \ldots = -1. \quad (15)$$

Учитывая граничные условия (8) и (15), асимптотическое решение системы дифференциальных уравнений (13) ищем в виде рядов по степеням малого параметра *K*:

$$v = v_0(x, y) + Kv_1(x, y) + K^2 v_2(x, y) + \ldots,$$

$$u = u_0(x, y) + Ku_1(x, y) + K^2 u_2(x, y) + \ldots,$$

$$\Phi(x) = -K\Phi_1(x) - K^2\Phi_2(x) - K^3\Phi_3(x) - \ldots,$$

$$p = p_0 + Kp_1(x) + K^2 p_2(x) + K^3 p_3(x) + \ldots ,$$

$$\mu(x) = \mu_0(x) + K\mu_1(x) + K^2\mu_2(x) + K^3\mu_3(x) + \ldots,$$

$$T = T_0 + KT_1(x) + K^2 T_2(x) + K^3 T_3(x) + \ldots. \quad (16)$$

Выражения (16) подставим в систему дифференциальных уравнений (13) при учетеграничных условий (8), в результате придем к следующим уравнениям:

– для нулевого приближения:

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} + \frac{N^2}{2N_1 h}(2y - h) = \frac{1}{j\mu_0(x)} \frac{dp_0}{dx}, \qquad \frac{\partial v_0}{\partial x} + \frac{\partial u_0}{\partial y} = 0. \quad (17)$$

с граничными условиями:

$$\upsilon_0 = 0, \quad v_0 = 0, \quad u_0 = 0, \quad \text{при} \quad y = 1 + \eta x;$$
$$\upsilon_0 = 0, \quad u_0 = -1, \quad v_0 = 0 \quad \text{при} \quad y = 0; \quad p_0(0) = p_0(1) = p_a / p^*; \tag{18}$$

– для первого приближения:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} = \frac{1}{j\mu_0(x)}\frac{dp_1}{dx} - \frac{\mu_1(x)}{j\mu_0^2(x)}\frac{dp_0}{dx}, \qquad \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial y} = 0,$$
$$\frac{d\Phi_1(x)}{dx} = j\mu_0(x) K \int_{-\Phi_0}^{1+\eta x} \left(\frac{\partial u_0}{\partial y}\right)^2 dy; \tag{19}$$

с граничными условиями:

$$v_1 = \left.\left(\frac{\partial v_0}{\partial y}\right)\right|_{y=0} \cdot \Phi_1(x); \qquad u_1 = \left.\left(\frac{\partial u_0}{\partial y}\right)\right|_{y=0} \cdot \Phi_1(x);$$

$$\upsilon_1 = 0, \quad v_1 = 0, \quad u_1 = 0 \quad \text{при} \quad y = 1 + \eta x;$$
$$p_1(0) = p_1(1) = 0, \quad K\Phi_1(0) = K\alpha^*, \quad \Phi(0) = \Phi(1) = \alpha^*. \tag{20}$$

Точное автомодельное решение. Для нулевого приближения точное автомодельное решение задачи в принятом нами приближении с точностью до членов $O(\eta/N_1)$ ищем в виде:

$$u_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial x} + U_0(x,y); \quad v_0 = -\frac{\partial \psi_0}{\partial y} + V_0(x,y); \quad \psi_0(x,y) = \tilde{\psi}_0(\xi); \quad \xi = \frac{y}{h(x)};$$
$$V_0(x,y) = -\tilde{v}(\xi)\cdot h'(x); \quad U_0(x,y) = \tilde{u}_0(\xi). \tag{21}$$

Подставим (21) в систему дифференциальных уравнений (17) при учете граничных условий (18). В результатес точностью до $O\left(\frac{\eta}{N_1}\right)$ получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\tilde{\psi}_0''' = \tilde{C}_2; \quad \tilde{u}_0'' = \tilde{C}_1 - \frac{N^2}{2N_1}(2\xi - 1); \quad \tilde{u}_0' + \xi\tilde{v}_0' = 0;$$
$$\frac{dp_0}{dx} = j\mu_0(x)\left(\frac{\tilde{C}_1}{h^2(x)} + \frac{\tilde{C}_2}{h^3(x)}\right); \tag{22}$$

и граничные условия:

$$\tilde{\psi}_0'(0)=0,\quad \tilde{\psi}_0'(1)=0;\quad \tilde{u}_0(1)=0,\quad \tilde{v}_0(1)=0;\quad \upsilon(0)=\upsilon(1)=0,$$

$$\tilde{u}_0(0)=1,\quad \tilde{v}_0(0)=0,\quad \int_0^1 \tilde{u}_0(\xi)\,d\xi=0,\quad p_0(0)=p_0(1)=p_a/p^*. \qquad (23)$$

Непосредственно интегрируя, получим:

$$\tilde{\psi}_0'(\xi)=\frac{\tilde{C}_2}{2}\left(\xi^2-\xi\right),\ \tilde{u}_0(\xi)=\tilde{C}_1\frac{\xi^2}{2}-\frac{N^2}{2N_1}\left(\frac{\xi^3}{3}-\frac{\xi^2}{2}\right)-\left(\frac{N^2}{12N_1}+\frac{\tilde{C}_1}{2}+1\right)\xi+1,$$

$\tilde{C}_1=6.$(24)

Используем условие $p_0(0)=p_0(1)=p_a/p^*$, с точностью до членов второго порядка малости $O\left(\eta^2\right)$ для $\tilde{C}_2$ получим следующее выражение:

$$\tilde{C}_2=-\tilde{C}_1\frac{I_2(1)}{I_3(1)};\quad I_k(x)=\int_0^x\frac{dx}{h^k(x)};\ \tilde{C}_2=-6\left(1+\frac{1}{2}\eta\right). \qquad (25)$$

Для нахождения гидродинамического давления для нулевого приближения сначала определим μ_0 как функцию от x. Для этого выражение $\mu_0(x)=e^{\tilde{\alpha}p-\beta T}$ продифференцируем:

$$\frac{d\mu_0(x)}{dx}=\mu_0(x)\left(\tilde{\alpha}\frac{dp_0}{dx}-\beta\frac{dT_0}{dx}\right). \qquad (26)$$

Для определения $\frac{dT_0}{dx}$ используем формулу для скорости диссипации энергии:

$$\frac{dT_0}{dx}=-\frac{24\mu_0\mu_0(x)\beta u^* l h(x)}{T^* c_p h_0^2\int_0^1\tilde{\psi}_0'(\xi)\,d\xi}\int_0^1\left(\frac{\tilde{\psi}_0''(\xi)}{h^2(x)}+\frac{\tilde{u}_0'(\xi)}{h(x)}\right)^2 d\xi. \qquad (27)$$

Подставляя (27) в (26) и сделав ряд преобразований, получим:

$$\frac{1}{\mu_0^2(x)}\frac{d\mu_0(x)}{dx}=\tilde{\alpha}\left(\frac{\tilde{C}_1}{h^2(x)}+\frac{\tilde{C}_2}{h^3(x)}\right)+\frac{24\mu_0 u^* l\beta h(x)}{T^* c_p h_0^2\tilde{C}_2}\int_0^1\left(\frac{\tilde{\psi}_0''(\xi)}{h^2(x)}+\frac{\tilde{u}_0'(\xi)}{h(x)}\right)^2 d\xi, \qquad (28)$$

где c_p – теплоемкость при постоянном давлении.

Интегрируя (28), получим

$$\frac{1}{\mu_0(x)}=1-\tilde{\alpha}\left(\tilde{C}_1J_2(x)+\tilde{C}_2J_3(x)\right)-\tilde{B}\beta\left[\Delta_1J_3(x)+\Delta_2J_2(x)+\Delta_3J_1(x)\right], \qquad (29)$$

где $\tilde{B}=\dfrac{24\mu_0u^*l}{T^*c_ph_0^2\tilde{C}_2}$; $\Delta_1=\int\limits_0^1\left(\tilde{\psi}_0''(\xi)\right)^2d\xi=3(1+\eta)$;

$$\Delta_2=2\int\limits_0^1\left(\tilde{\psi}_0''(\xi)\cdot\tilde{u}_0'(\xi)\right)d\xi=-6\left(1+\frac{1}{2}\eta\right);$$

$$\Delta_3=\int\limits_0^1\left(\tilde{u}_0'(\xi)\right)^2d\xi=4+\frac{N^4}{720N_1^2};\ J_k(x)=\int\limits_0^x\frac{dx}{h^k(x)}.$$

Функцию $\mu_0(x)$ заменим ее усредненным интегральным значением с учетом решений Δ_1, Δ_2, $\Delta_3, J_3(x), J_2(x), J_1(x)$ с точностью до $O(\eta^2)$. В результате для $\tilde{\mu}_0$ получим следующуюформулу:

$$\tilde{\mu}_0=1+\tilde{\alpha}\frac{\eta}{12}-B\beta\left(-\frac{3}{4}+\frac{11}{24}\eta-\left(4+\frac{N^4}{720N_1^2}\right)\left(\frac{1}{72}\eta+\frac{1}{12}\right)\right), \qquad (30)$$

где $B=\dfrac{24\mu_0u^*l}{T^*c_ph_0^2}$.

Тогда

$$p_0=3\eta j\tilde{\mu}_0\left(x^2-x\right)+p_a/p^*. \qquad (31)$$

Для определения $\Phi_1(x)$ с учетом уравнения (24), получим следующее уравнение:

$$\frac{d\Phi_1(x)}{dx}=h(x)\int\limits_0^1\left(\frac{\psi_0''(\xi)}{h^2(x)}+\frac{\tilde{u}_0'(\xi)}{h(x)}\right)^2d\xi. \qquad (32)$$

Проинтегрируем уравнение (32) и получим:

$$\Phi_1(x)=\int\limits_0^x\frac{\Delta_1dx}{h^3(x)}+\int\limits_0^x\frac{\Delta_2dx}{h^2(x)}+\int\limits_0^x\frac{\Delta_3dx}{h(x)}, \qquad (33)$$

Решим уравнение (33) с учетом $K\Phi_1(0)=K\alpha^*$, получим:

$$\Phi_1(x)=\left[-3x+\frac{3}{2}\eta x^2+\left(4+\frac{N^4}{720N_1^2}\right)\left(x-\frac{\eta}{2}x^2\right)\right]+\alpha^*. \tag{34}$$

Для первого приближения точное автомодельное решение ищем в виде:

$$u_1=\frac{\partial\psi_1}{\partial x}+U_1(x,y);\quad v_1=-\frac{\partial\psi_1}{\partial y}+V_1(x,y);\quad \psi_1(x,y)=\tilde{\psi}_1(\xi);\quad \xi=\frac{y}{h(x)};$$

$$V_1(x,y)=-\tilde{v}(\xi)\cdot h'(x);\quad U_1(x,y)=\tilde{u}_1(\xi). \tag{35}$$

Подставим (35) в систему дифференциальных уравнений (19) при учете граничных условий (20). В результате получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$\tilde{\psi}_1'''(\xi)=\tilde{\tilde{C}}_2,\quad \tilde{u}_1''=\tilde{\tilde{C}}_1,\quad \tilde{u}_1'+\xi\tilde{v}_1'=0,$$

$$\frac{1}{j\mu_0(x)}\frac{dp_1}{dx}-\frac{\mu_1(x)}{j\mu_0^2(x)}\frac{dp_0}{dx}=\frac{\tilde{\tilde{C}}_1}{h^2(x)}+\frac{\tilde{\tilde{C}}_2}{h^3(x)}, \tag{36}$$

и соответствующие граничные условия

$$\tilde{\psi}_1'(0)=0,\quad \tilde{\psi}_1'(1)=0;\quad \tilde{u}_1(1)=0,\quad \tilde{v}_1(1)=0;\quad \upsilon_1(0)=\upsilon_1(1)=0,$$

$$\tilde{u}_1(0)=M,\quad \tilde{v}_1(0)=0,\quad \int_0^1\tilde{u}_1(\xi)d\xi=0,\quad p_1(0)=p_1(1)=0. \tag{37}$$

Непосредственно интегрируя, получим:

$$\tilde{\psi}_1'(\xi)=\frac{\tilde{\tilde{C}}_2}{2}\left(\xi^2-\xi\right),\quad \tilde{\tilde{C}}_1=6M,\ \tilde{u}_1(\xi)=\tilde{\tilde{C}}_1\frac{\xi^2}{2}-\left(\frac{\tilde{\tilde{C}}_1}{2}+M\right)\xi+M. \tag{38}$$

Используя условие $p_1(0)=p_1(1)=0$ для $\tilde{\tilde{C}}_2$ получим:

$$\tilde{\tilde{C}}_2=-6M\left(1+\frac{1}{2}\eta\right), \tag{39}$$

где

$$M=\sup_{x\in[0;1]}\left(\frac{\partial u_0}{\partial y}\right)\Bigg|_{y=0}\cdot\Phi_1(x)=\sup_{x\in[0;1]}\left|\left(-\frac{N^2}{2N_1}\frac{(1+\eta x)^2}{6}-3\eta(2x-1)\frac{(1+\eta x)^2}{2}\right)\right.\times$$

$$\times\left(3x\left(\frac{\eta}{2}-1\right)-\frac{3}{2}\eta x^2+\left(4+\frac{N^4}{720N_1^2}\right)\left(x-\frac{\eta}{2}x^2\right)+\alpha^*\right)\Bigg|.$$

Для нахождениягидродинамического давления из уравнения $\frac{1}{j\mu_0(x)}\frac{dp_1}{dx}-\frac{\mu_1(x)}{j\mu_0^2(x)}\frac{dp_0}{dx}=\frac{\tilde{\tilde{C}}_1}{h^2(x)}+\frac{\tilde{\tilde{C}}_2}{h^3(x)}$ сначала определим $\mu_1(x)$. Для этого выражение $\mu_1(x)=e^{\tilde{\alpha}p_1-\beta T_1}$ продифференцируем:

$$\frac{d\mu_1(x)}{dx}=\tilde{\alpha}\mu_0(x)\frac{dp_1}{dx}+\tilde{\alpha}\mu_1(x)\frac{dp_0}{dx}-\beta\mu_1(x)\frac{dT_0}{dx}-\beta\mu_0(x)\frac{dT_1}{dx}. \quad (40)$$

Для определения $\frac{dT_1}{dx}$ используем формулу для скорости диссипации энергии:

$$\frac{dT_1}{dx}=-\frac{24\mu_0\mu_1(x)\beta u^* l h(x)}{T^* c_p h_0^2\tilde{\tilde{C}}_2}\int_0^1 2\left(\frac{\tilde{\psi}_0''(\xi)}{h^2(x)}+\frac{\tilde{u}_0'(\xi)}{h(x)}\right)\left(\frac{\tilde{\psi}_1''(\xi)}{h^2(x)}+\frac{\tilde{u}_1'(\xi)}{h(x)}\right)d\xi. \quad (41)$$

Подставляя (41) в (40) и сделав ряд преобразований с точностью до членов $O\left(K\tilde{\alpha}\mu_1(x)\right)$, получим:

$$\ln\left|\mu_1(x)\right|=\beta B\tilde{\mu}_0\left[\frac{1}{\tilde{C}_2}\left(\Delta_1 J_3(x)+\Delta_2 J_2(x)+\Delta_3 J_1(x)\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{2}{\tilde{\tilde{C}}_2}\left(\tilde{\Delta}_1 J_3(x)+\tilde{\Delta}_2 J_2(x)+\tilde{\Delta}_3 J_2(x)+\tilde{\Delta}_4 J_1(x)\right)\right], \quad (42)$$

где $B=\frac{24\mu_0 u^* l}{T^* c_p h_0^2}$; $\tilde{\Delta}_1=\int_0^1\psi_0''(\xi)\psi_1''(\xi)d\xi$; $\tilde{\Delta}_2=\int_0^1\psi_0''(\xi)\cdot\tilde{u}_1'(\xi)d\xi$;

$$\tilde{\Delta}_3=\int_0^1\psi_1''(\xi)\cdot\tilde{u}_0'(\xi)d\xi;\ \tilde{\Delta}_4=\int_0^1\tilde{u}_0'(\xi)\tilde{u}_1'(\xi)d\xi. \quad (43)$$

Сделав ряд преобразований в уравнении (42) с учетом (43), а затем полученную функцию $\mu_1(x)$ заменим ее усредненным интегральным значением, получим:

$$\tilde{\mu}_1 = \int_0^1 \mu_1(x)\,dx = 1 - e^{B\tilde{\mu}_0\beta\left[\frac{7}{4}-\frac{9}{8}\eta-\left(\frac{1}{2}-\frac{5}{12}\eta\right)\left(\frac{1}{6}\left(4+\frac{N^4}{720N_1}\right)+\frac{4}{3}\right)\right]}. \quad (44)$$

Тогда для p_1 получим:

$$p_1 = 3j\eta\left(x^2 - x\right)\left(\tilde{\mu}_1 + M\tilde{\mu}_0\right). \quad (45)$$

Результаты исследования и их обсуждения. Перейдем к определению основных рабочих характеристик подшипника. Учитывая (17), (19), (31) и (48) для несущей способности и силы трения получим:

$$W = \frac{(2\mu_0+\kappa_0)lu^{*2}}{2h_0^2}\int_0^1\left(p_0 - \frac{p_a}{p^*} + Kp_1\right)dx = \frac{(2\mu_0+\kappa_0)lu^{*2}\eta j}{4h_0^2}\left(\tilde{\mu}_0 + \frac{K}{2}\left(\tilde{\mu}_1 + \tilde{\mu}_0 M\right)\right),$$

$$\begin{aligned} L_{тр} &= \frac{(2\mu_0+\kappa_0)lu^{*}}{2h_0}\int_0^1\left[\left.\frac{\partial u_0}{\partial y}\right|_{y=0} + K\left.\frac{\partial u_1}{\partial y}\right|_{y=0}\right]dx = \\ &= -\frac{(2\mu_0+\kappa_0)lu^{*2}j}{2h_0}\left[\tilde{\mu}_0\left(-\frac{N^2(1+\eta)}{12N_1} - \frac{\eta}{2}\right) - KM\tilde{\mu}_1\left(1+\frac{\eta}{2}\right)\right]. \end{aligned} \quad (46)$$

По результатам численного анализа построены графики (рис. 2–5), позволяющие сделать следующие выводы.

1. Получена уточненная расчетная модель клиновидной опоры скольжения, работающей в условиях гидродинамического смазывания на микрополярном жидком смазочном материале, обусловленной расплавом покрытое легкоплавким металлическим расплавом поверхности опорного кольца.

2. Показан значительный вклад параметров: параметра N_1, характеризующего размер молекул смазочного материала, параметра K, обусловленного расплавом поверхности легкоплавкого покрытия поверхности опорного кольца, параметра связи N, параметра α, характеризующего зависимость вязкости смазочного материла от давления, и параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры.

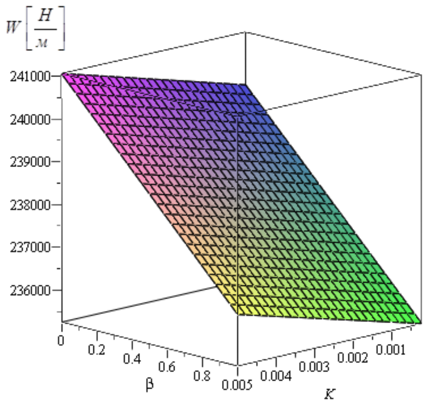

Рис. 2. Зависимость несущей способности от параметра *К*, обусловленного расплавом, и параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры.

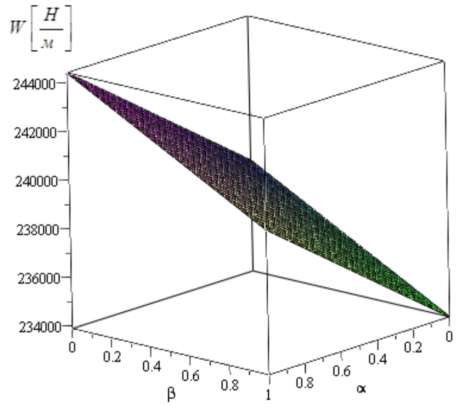

Рис. 3. от параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры, и от параметра α, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от давления

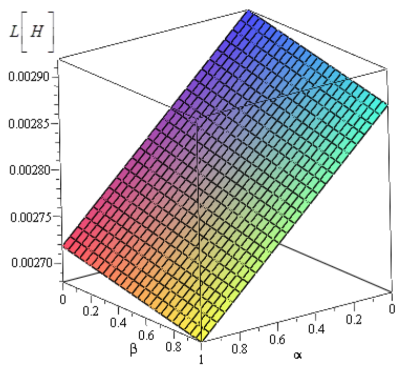

Рис. 4. Зависимость силы трения от параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры, и от параметра α, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от давления

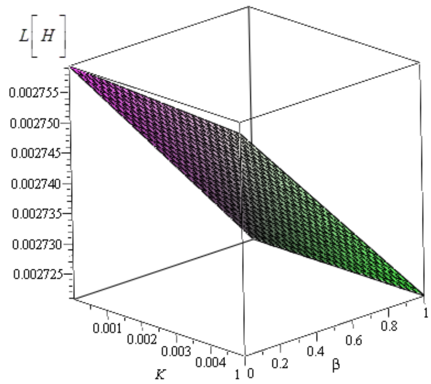

Рис. 5. Зависимость силы трения от параметра *К*, обусловленного расплавом, и от параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры

Установлено, что значительное повышение несущей способности и уменьшение силы трения происходит при росте структурно-вязкостных параметров микрополярного смазочного материала (N и N_1), параметра K, обусловленного расплавом поверхности направляющей покрытой легкоплавким покрытием, параметра α, характеризующего зависимость вязкости смазочного материла от давления. А также установлено, что значительное увеличение силы трения и уменьшения несущей способности происходит при учете параметра β, характеризующего зависимость вязкости смазочного материала от температуры.

Работа выполнена по гранту ОАО «РЖД» № 2210370/22.12.2016 на развитие научно-педагогических школ в области железнодорожного транспорта.

Литература

1. Прокопьев, В.Н., Бояршинова А.К., Задорожная Е.А. Динамика сложнонагруженного подшипника, смазываемого неньютоновской жидкостью // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2005. – № 6. – С. 108– 114.

2. Прокопьев, В.Н., Задорожная Е.А., Караваев В.Г., Леанов И.Г. Совершенствование методики расчета сложнонагруженных подшипников скольжения, смазываемых неньютоновскими маслами // Проблемы машиностроения и надежности машин. – 2010. – № 1. – С. 63– 67.

3. Дергулян, Ф.П., Щербаков И.Н. Обоснование процесса получения композиционных антифрикционных самосмазывающихся материалов с заданными техническими характеристиками методом химического наноконструирования. // Инженерный вестник Дона, 2010, №4 URL: ivdon.ru/magazine/archive/n4y2010/287

4. Беретта. Подшипники скольжения, смазываемые собственным расплавом или продуктом сублимации / Беретта, Ниро, Сильвестри // Труды Амер. о-ва инж. -мех. – 1992. – № 1. – С. 86–90.

5. Приходько, В.М., Котельницкая Л.И. Математическая модель гидродинамической смазки при плавлении опорной поверхности радиального подшипника // Трение и износ. – 2001. – Т. 22, № 6. – С. 606–608.

6. Ахвердиев К.С., Мукутадзе М.А., Лагунова Е.О., Василенко В.В. Гидродинамический расчет радиального подшипника, смазываемого расплавом легкоплавкого покрытия при наличии смазочного материала // Вестник РГУПС. – 2017. – №2 (66). – С. 129-135.

7. Василенко, В.В., Лагунова Е.О., Мукутадзе М.А. Гидродинамический расчет радиального подшипника, смазываемого расплавом легкоплавкого покрытия при наличии смазочного материала // Интернет-журнал «НАУКОВЕДЕНИЕ» Том 9, №5 (2017) URL: naukovedenie.ru/PDF/20TVN517.pdf

8. Ахвердиев, К.С., Василенко, В.В., Лагунова Е.О. Расчетная модель радиального подшипника, смазываемого расплавом, с учетом зависимости вязкости от давления // Вестник ДГТУ. – 2017. – №3 (90). – С. 27-37.

9. Lagunova, E.O. Wedge-Shaped Sliding Supports Operating on Viscoelastic Lubricant Material Due to the Melt, Taking Into Account the Dependence of Viscosity and Shear Modulus on Pressure // International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9120-9127.

10. Lagunova, E.O. Radial Plain Bearings Operating on Viscoelastic Lubricant Caused by the Melt, Taking into Account the Dependence of the Viscosity of the Lubricant and the Shear Modulus on the Pressure // International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9128-9137.

11. Calculation Model of the Radial Bearing, Caused by the Melt, Taking into Account the Dependence of Viscosity on Pressure / V.V. Vasilenko, E.O. Lagunova, M.A. Mukutadze, V.M. Prikhodko // International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9138-9148.

12. Ахвердиев К.С., Мукутадзе М.А., Лагунова Е.О., Василенко В.В. Клиновидные опоры скольжения, работающие на микрополярном смазочном материале, обусловленные расплавом // Вестник РГУПС. – 2017. – №3 (67). – С. 8-15.

13. Гармонина А.Н., Мукутадзе М.А., Приходько В.М. Расчетная модель радиального подшипника с двухслойным пористым покрытием на поверхности вала, работающего на электропроводящем смазочном материале// Инженерный вестник Дона, 2017, №3 URL: ivdon.ru/magazine/archive/n3y2017/4320

14. Нг. Линеаризованная теория турбулентного течения смазки / Нг, Пэн // Теоретические основы инженерных расчетов. – 1965. – №3. – С. 157–162.

References

1. Prokop’ev V.N., Boyarshinova A.K., Zadorojnaya E.A. Problemy mashinostroenija i nadezhnosti mashin, 2005. № 6. pp. 108 – 114.

2. Prokop'ev V.N., Zadorozhnaya E.A., Karavaev V.G., Levanov I.G. Problemy mashinostroenija i nadezhnosti mashin, 2010. №1. pp. 63– 67.

3. Dergulyan, F.P., Scherbakov I.N. Inženernyj vestnik Dona (Rus), 2010, №4 URL: ivdon.ru/magazine/archive/n4y2010/287.

4. Beretta, Niro, Silvestri. Trudy Amer. o-va inzh. -meh.1992. №1. pp. 86-90.

5. Prikhodko V.M., Kotelnitskaya L.I. Trenie i iznos , 2001. V. 22, №6. pp. 606-608.

6. Akhverdiev K.S., Mukutadze M.A., Lagunova E.O., Vasilenko V.V. Vestnik RGUPS, 2017. №2 (66). pp. 129-135.
7. Vasilenko V.V., Lagunova E.O., Mukutadze M.A. Internet-zhurnal «NAUKOVEDENIE» Tom 9, №5 (2017). URL: naukovedenie.ru/PDF/20TVN517.pdf
8. Akhverdiev K.S, Lagunova E.O., Vasilenko V.V. Vestnik DGTU. 2017. vol. 17. no.3, pp. 27–37.
9. Lagunova, E.O. International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9120–9127.
10. Lagunova, E.O. International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9128–9137.
11. Vasilenko V.V., Lagunova E.O, Mukutadze M.A., PrikhodkoV.M. International Journal of Applied Engineering Research ISSN 0973-4562 Volume 12, Number 19 (2017) pp. 9138–9148.
12. Akhverdiev K.S., Mukutadze M.A., Lagunova E.O., Vasilenko V.V. Vestnik RGUPS. 2017. №3 (67).
13. Garmonina A.N., Mukutadze M.A., Prikhodko V.M. Inženernyj vestnik Dona (Rus), 2017, №3. URL: ivdon.ru/magazine/archive/ n3y2017/4320
14. Ng. Pan. Teoreticheskie osnovy inzhenernyh raschetov, 1965. No. 3. pp. 157–162.