Расчетная модель упорного подшипника скольжения с повышенной несущей способностью, работающего на неньютоновских смазочных материалах с адаптированной опорной поверхностью

К.С. Ахвердиев, М.А. Мукутадзе, Е.О. Лагунова, К.С. Солоп, А.М. Мукутадзе

Умение правильно выбирать противоизносные присадки [1–6] позволяет создать смазочные материалы, которые в тонких слоях обладают иными свойствами, чем в больших объемах. Считается, что присадки функционируют лишь в зоне граничной смазки и, тем самым, не входят в область гидродинамической теории смазки. Однако, благоприятное влияние присадок как указывается во многих работах [1-5] имеет место в режиме «тонкого слоя» гидродинамической смазки.

Как известно, подшипники жидкостного трения работают на разных видах смазочных материалов, которые состоят из масляной основы и композиции присадок, обеспечивающих маслу необходимые функциональные свойства. При добавлении полимеров с высоким молекулярным весом масла приобретают вязкоупругие свойства. Анализ существующих работ [7–9], посвященных расчету подшипников скольжения, работающих на вязкоупругой смазке, показывает, что в них не учитывается зависимость вязкости и модуля сдвига от давления и температуры, а режим трения предполагается ламинарным. Как известно [10], высокоскоростные подшипники работают в турбулентном режиме трения, более высоким повышенным давлением и температуры и поэтому разработка методов расчета подшипников скольжения, работающих на вязкоупругой смазке требует учета выше указанных факторов.

В связи с выше написанным приведем сначала разработку расчетной модели упорных подшипников, работающих на микрополярной смазке с учетом вязкостных характеристик этих смазок от давления в отличие от существующих расчетных моделей, не учитывающих этих зависимостей (задача 1).

А затем рассмотрим расчетную модель упорного подшипника повышенной несущей способности, работающего на вязкоупругой смазке с учетом зависимости ее характеристик от давления (задача 2).

1. Постановка задачи 1. Рассмотрим установившееся движение жидкости, обладающей микрополярными свойствами, в зазоре упорного подшипника (между ползуном и направляющей). Предполагается, что ползун неподвижен, а направляющая движется со скоростью u^* по направлению оси Ox' (рис. 1.1). Также предполагается, что вязкостные характеристики микрополярной жидкости зависят от давления

$$\mu' = \mu_0 e^{\tilde{\alpha} p'}, \kappa' = \kappa_0 e^{\tilde{\alpha} p'}, \gamma' = \gamma_0 e^{\tilde{\alpha} p'}. \qquad (1.1)$$

Здесь μ_0 – характерная вязкость ньютоновской смазки; κ_0 и γ_0 – характерные вязкости микрополярной смазки; p' – гидродинамическое давление; $\tilde{\alpha}$ – экспериментальная постоянная величина.

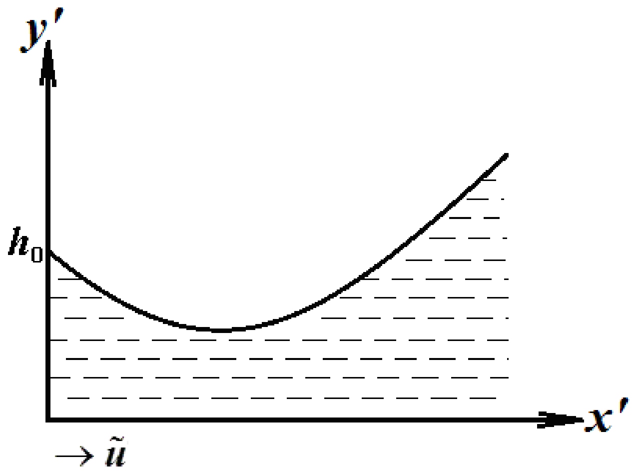

Рис. 1.1 Схематическое изображение пары трения «ползун-направляющая» с адаптированным профилем ползуна

В декартовой системе координат $x'Oy'$ уравнение контура направляющей и ползуна можно записать в виде:

$$y' = 0, \quad y' = h_0 + x' tg\alpha - a\sin\omega' x', \qquad (1.2)$$

где α – угол наклона ползуна с линейным контуром к оси Ox'; $L\frac{tg\alpha}{h_0}$ и $\frac{a}{h_0}$ будем считать малыми величинами одного порядка; $\omega = \omega' L$ – подлежит определению.

2. Основные уравнения и граничные условия задачи 1.

Учитывая зависимость вязкости от давления в качестве основных уравнений рассмотрим систему безразмерных уравнений движения смазочного материала, обладающего микрополярными свойствами, для «тонкого слоя» с учетом (1.1) и уравнение неразрывности

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + N^2 \frac{\partial \nu}{\partial y} = \frac{1}{e^{\alpha p}}\frac{dp}{dx}, \quad \frac{\partial^2 \nu}{\partial y^2} = \frac{\nu}{N_1} + \frac{1}{N_1}\frac{\partial u}{\partial y}, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad . \tag{1.3}$$

Приведем связь размерных величин $u', v', \nu', p', x', y', \mu', \kappa', \gamma'$ с безразмерными величинами $u, v, \nu, p, x, y, \mu, \kappa, \gamma$:

$$u' = u^* u, \quad v' = u^* \varepsilon v, \quad \nu' = \nu^* \nu, \quad p' = p^* p, \quad \mu' = \mu_0 \mu,$$
$$x' = Lx, \quad y' = h_0 y, \quad \kappa' = \kappa_0 \kappa, \quad \gamma' = \gamma_0 \gamma, \quad p^* = \frac{(2\mu_0 + x_0) h u^*}{2h_0^2}, \tag{1.4}$$
$$\varepsilon = \frac{h_0}{l}, \quad \nu^* = \frac{u^*}{2h_0}, \quad N^2 = \frac{x_0}{2\mu_0 + x_0}, \quad N_1 = \frac{l^2}{h_0^2}, \quad l^2 = \frac{\gamma_0}{4\mu_0}.$$

Здесь L – длина ползуна; ν' – скорость микровращения; u', v' – компоненты вектора скорости.

Обозначим $z = e^{-\alpha p}$, тогда $\frac{1}{e^{\alpha p}}\frac{dp}{dx} = -\frac{1}{\alpha}\frac{dz}{dx}$.

Учитывая, что параметр $N_1 >> 1$ решение задачи (1.3)-(1.5) будем искать в виде рядов по степеням малого параметра $\frac{1}{N_1}$

$$u = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{N_1^k} u_k, \quad v = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{N_1^k} v_k, \quad z = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{N_1^k} z_k, \quad \nu = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{N_1^k} \nu_k . \tag{1.6}$$

Подставим (1.6) в (1.3), тогда для нулевого приближения получим систему уравнений и граничных условий к ним

$$\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} = -\frac{1}{\alpha}\frac{dz_0}{dx}, \quad \frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0, \quad v = 0 \qquad ; \tag{1.7}$$

$$u_0 = 0, \quad v_0 = 0 \quad при \quad y = 1 + \eta x - \eta_1 \sin \omega x$$

$$u_0 = 1, \quad v_0 = 0, \quad при \quad y = 0, \quad z(0) = z(1) = e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}}. \tag{1.8}$$

Для задач (1.7)-(1.8) автомодельное решение ищем в явном виде

$$u_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial y} + U_0(x_0, y_0), \quad v_0 = -\frac{\partial \psi_0}{\partial y} + V_0(x_0, y_0), \quad U_0(x_0, y_0) = \tilde{u}_0(\xi),$$

$$V_0(x_0, y_0) = -\tilde{v}_0(\xi) h'_x, \quad \xi = \frac{y}{h(x)}, \quad \psi_0 = \tilde{\psi}_0(\xi), \quad -\frac{1}{\alpha}\frac{dz_0}{dx} = \frac{\tilde{c}_1}{h^2} + \frac{\tilde{c}_2}{h^3}, \tag{1.9}$$

$$h(x) = 1 + \eta x - \eta_1 \sin \omega x,$$

где $\tilde{\psi}_0$, $\tilde{u}_0$, $\tilde{v}_0$, z_0 являются решением следующей задачи

$$\frac{d^3 \tilde{\psi}_0}{d\xi^3} = \tilde{c}_2, \quad \frac{d^2 \tilde{u}_0}{d\xi^2} = \tilde{c}_1, \quad \frac{d\tilde{v}_0}{d\xi} + \frac{d\tilde{u}_0}{d\xi} = 0 \tag{1.10}$$

$$\frac{d\tilde{\psi}_0}{d\xi} = 0, \quad при \quad \xi = 0, \quad \xi = 1; \quad \tilde{u}_0 = 0, \quad \tilde{v}_0 = 0 \quad при \quad \xi = 1;$$

$$\tilde{u}_0 = 1, \quad \tilde{v}_0 = 0 \quad при \quad \xi = 0; \quad \int_0^1 \tilde{u}_0(\xi) d\xi = 0, \tag{1.11}$$

где $\tilde{c}_1 = 6,\ \tilde{c}_2$ определяется из условия $z(0) = z(1) = e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}}$.

Решение системы уравнений (1.10)-(1.11) найдем непосредственным интегрированием. В результате будем иметь

$$\tilde{\psi}_0 = \frac{\tilde{c}_1}{2}\left(\xi^2 - \xi\right), \quad \tilde{u}_0 = \tilde{c}_1 \frac{\xi^2}{2} - \left(\frac{\tilde{c}_1}{2} + 1\right)\xi + 1,$$

$$z_0 = -\alpha \tilde{c}_1 \frac{\eta}{2}\left(x^2 - x\right) - \frac{\alpha \eta_1 \tilde{c}_1}{\omega}(\cos \omega x - 1) + \frac{\alpha \eta_1 \tilde{c}_1}{\omega}(\cos \omega - 1)x + e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}}, \tag{1.12}$$

$$\tilde{c}_2 = -\tilde{c}_1\left[1 + \frac{\eta}{2} + \frac{\eta_1}{\omega}(\cos \omega - 1)\right]$$

Приведем системе уравнений и граничных условий к ним для первого приближения:

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} + N^2 \frac{\partial v_1}{\partial y} = -\frac{1}{\alpha}\frac{dz_1}{dx}, \quad \frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial^2 v_1}{\partial y^2} = \frac{\partial u_0}{\partial y}. \tag{1.13}$$

$$u_1 = 0, \quad v_1 = 0, \quad \nu_1 = 0 \quad при \quad y = 0,$$
$$u_1 = 0, \quad v_1 = 0, \quad \nu = 0 \quad при \quad y = h(x); \tag{1.14}$$
$$z_1(0) = z_1(1) = 0.$$

После необходимых вычислений решение задачи запишется в виде

$$\nu_1 = \left(\frac{\tilde{c}_2}{h^3} + \frac{6}{h^2}\right)\frac{y^3}{6} - \left(\frac{\tilde{c}_2}{2h^2} + \frac{4}{h}\right)\frac{y^2}{2} + \left(\frac{\tilde{c}_2}{12h} + 1\right)y$$

$$u_1 = -N^2\left(\frac{\tilde{c}_2}{h^3} + \frac{6}{h^2}\right)\frac{y^4}{24} - \left(\frac{\tilde{c}_2}{2h^2} + \frac{4}{h}\right)\frac{y^3}{2} + \left(\frac{\tilde{c}_2}{12h} + 1\right)\frac{y^2}{2} - \frac{1}{\alpha}\frac{dz_1}{dx}\frac{y^2}{2} +$$
$$+ \left(N^2\frac{h}{12} + \frac{1}{\alpha}\frac{dz_1}{dx}\frac{h}{2}\right)y, \tag{1.15}$$

$$Q_1 = \frac{5N^2}{24\left(1 - \frac{3}{2}\eta - \frac{3\eta_1}{\omega}(\cos\omega - 1)\right)},$$

$$z_1 = \frac{37\alpha N^2}{10\omega}\left[-2\eta_1 - \eta\omega x - \eta\omega x^2 + 2\eta_1\cos\omega x - 2\eta_1\omega(\cos\omega - 1)x\right],$$

где Q_1 - добавочный безразмерный расход, обусловленный микрополярными свойствами смазочной жидкости.

Для определения гидродинамического давления имеем

$$z_0 + \frac{1}{N_1}z_1 = e^{-\alpha p} \tag{1.16}$$

Воспользуемся асимптотическим разложением функции $e^{-\alpha p}$ в принятом нами приближении $O(\alpha^3)$, $O\left(\alpha^2\frac{1}{N_1}\right)$, получим следующее выражение

$$p = \frac{p_a}{p^*} - \Phi\left[1 + \alpha\left(\frac{p_a}{p^*}\right) - \frac{\alpha^2}{2}\left(\frac{p_a}{p^*}\right)^2\right] \tag{1.17}$$

где

$$\Phi = 3\eta\left(x^2 - x\right) + \frac{6\eta_1}{\omega}(\cos\omega x - 1) - \frac{6\eta_1 x}{\omega}(\cos\omega - 1) +$$
$$+ \frac{37N^2}{10\omega N_1}\left[-2\eta_1 - \eta\omega x + \eta\omega x^2 + 2\eta_1\cos\omega x - 2\eta_1\omega(\cos\omega - 1)x\right] \tag{2.6.18}$$

Используя (1.17) и (1.18), для безразмерной несущей способности будем иметь

$$W=\left[1+\alpha\left(\frac{p_a}{p*}\right)-\frac{\alpha^2}{2}\left(\frac{p_a}{p*}\right)^2\right]\left\{\frac{\eta}{2}+\eta_1\left(\frac{3}{\omega}-\frac{6\sin\omega}{\omega^2}+\frac{3\sin\omega}{\omega}\right)+\right.$$
$$\left.+\frac{37N^2}{10\omega N_1}\left[\frac{\eta\omega}{6}+\eta_1\left(2-\frac{2\sin\omega}{\omega}+\frac{\omega\sin\omega}{2}-\omega\right)\right]\right\} \tag{1.19}$$

Приведем результаты численного анализа (рис. 1.2-1.3) найденного аналитического выражения для несущей способности подшипника:

1. Несущая способность подшипника существенно зависит от параметров микрополярного смазочного материала N и N_1, а также от параметра α, обусловленного зависимостью вязкостных характеристик от давления.

2. С увеличением значений параметра N несущая способность подшипника возрастает.

3. С увеличением значений параметра N_1 несущая способность подшипника снижается. При $N_1 \to \infty$ значение несущей способности стремится к соответствующему значению несущей способности для случая ньютоновского смазочного материала.

4. С увеличением значений параметра α несущая способность подшипника возрастает. При значении $\alpha \approx 0{,}4$ в зависимости несущей способности от α наблюдается ярко выраженный максимум.

5. Наиболее рациональными по несущей способности являются значения параметров $N^2 \approx 0{,}95;\ \alpha \in [0{,}4;0{,}5]$.

6. При значении параметра ω близком к $\frac{3}{2}\pi$ рассматриваемый радиальный подшипник (по сравнению с $\omega = 0$) обладает свойством подшипника, так называемого, «двойного действия», по несущей способности.

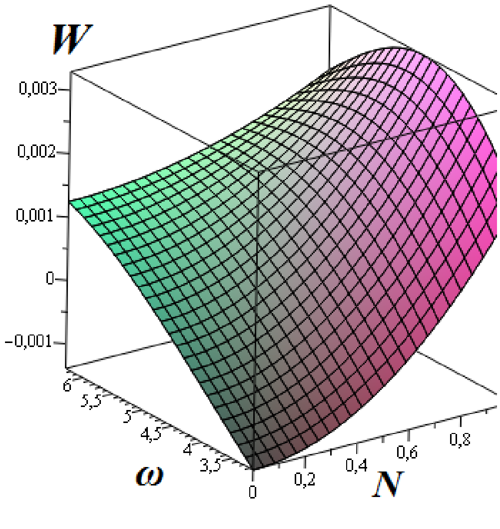

Рис. 1.2. Зависимость безразмерной несущей способности упорного подшипника от параметров N и ω (при учет зависимости вязкости от давления).

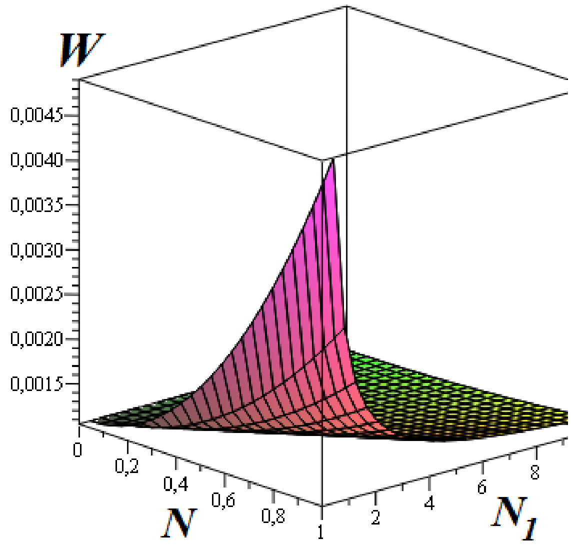

Рис. 1.3. Зависимость безразмерной несущей способности упорного подшипника от параметров N и N_1 (при учет зависимости вязкости от давления).

Рассмотрим теперь расчетную модель упорного подшипника повышенной несущей способности, работающего на вязкоупругой смазке с учетом зависимости ее характеристик от давления (задача 2).

1. Постановка задачи 2. Рассматривается установившееся движение смазки, обладающей вязкоупругими свойствами, между направляющей и ползуном. Предполагается, что ползун неподвижен, а направляющая движется со скоростью u^* по направлению оси Ox'. Также предполагается, что зависимость вязкости и модуля сдвига давления выражаются формулами

$$\mu' = \mu_0 e^{\tilde{\alpha} p'}, \quad G' = G_0 e^{\tilde{\alpha} p'}, \qquad (2.1)$$

где μ_0 – характерная вязкость; G_0 – характерное значение модуля сдвига; μ' – динамический коэффициент вязкости; p' – гидродинамическое давление; $\tilde{\alpha}$ – экспериментальная постоянная величина.

В декартовой системе координат $x'Oy'$ уравнение контуров направляющей и ползуна можно записать в виде:

$$y' = 0, \quad y' = h_0 + x'tg\alpha - a\sin\omega' x'. \tag{2.2}$$

Здесь α – угол наклона ползуна с линейным контуром к оси Ox'; $l\frac{tg\alpha}{h_0}$ и $\frac{a}{h_0}$ – малые безразмерные величины одного порядка; h_0 – толщина пленки в начальном сечении; $\omega = \omega' l$ – подлежит определению.

В дальнейшем для решения рассматриваемой задачи сделаем следующие общепринятые допущения:

1. В качестве смазочного материала рассмотрим неньютоновскую жидкость вместо ньютоновской смазки.
2. Давление p' постоянно по толщине пленки, заданной уравнением (2.2).
3. Характеристики применяемой максвелловской жидкости выражаются следующим уравнением [7-9]

$$\frac{\partial v'_{x'}}{\partial y'} = \frac{\tau'}{\mu'} + \frac{1}{G'}\frac{\partial \tau'}{\partial t'}. \tag{2.3}$$

В случае установившихся условий производную $\frac{\partial \tau'}{\partial t'}$, фигурирующую в уравнении (2.3), можно заменить производной $u^*\frac{\partial \tau'}{\partial x'}$. Следовательно, характеристики потока приближенно выражаются уравнением

$$\frac{\partial v'_{x'}}{\partial y'} = \frac{\tau'}{j\mu'} + \frac{u^*}{G'}\frac{\partial \tau'}{\partial x'}, \tag{2.4}$$

в котором u^* – скорость движения направляющей, τ' – касательное напряжение.

2. Основные уравнения и граничные условия задачи 2

В рамках приведенных допущений уравнение равновесия жидкостного элемента, расположенного между поверхностями упорного подшипника, записывается в виде

$$\frac{\partial \tau'}{\partial y'} = \frac{dP'}{dx'}, \qquad (2.5)$$

где P' – гидродинамическое давление.

После интегрирования вышеуказанного уравнения, получим

$$\tau' = \frac{dP'}{dx'} y' + c'(x').$$

Запишем градиент скорости для максвелловской жидкости с характеристиками потока (2.4)

$$\frac{\partial v'_{x'}}{\partial y'} = \frac{1}{\mu'}\left(\frac{dP'}{dx'} y' + c'(x')\right) + \frac{u^*}{G'}\left(\frac{d^2 P'}{dx'^2} y' + \frac{dc'}{dx'}\right), \qquad (2.6)$$

Продифференцируем обе части уравнения (2.6) по y', тогда получим

$$\frac{\partial^2 v'_{x'}}{\partial y'^2} = \frac{1}{\mu'}\frac{dP'}{dx'} + \frac{u^*}{G'}\frac{d^2 P'}{dx'^2}, \qquad (2.7)$$

В качестве исходных уравнений рассмотрим уравнение неразрывности и уравнение (2.7)

$$\frac{\partial v'_{y'}}{\partial y'} + \frac{\partial v'_{x'}}{\partial x'} = 0. \qquad (2.8)$$

Осуществим переход к безразмерным переменным:

$$x' = Lx, \quad y' = h_0 y, \quad v'_{x'} = u^* v, \quad v'_{y'} = u^* \varepsilon u, \quad \varepsilon = \frac{h_1}{L}, \quad \mu' = \mu_0 \mu,$$
$$T' = T_0 T, \quad P' = p^* p, \quad p^* = \frac{\mu_0 u^* L}{h_1^2}, \quad c' = c^* c, \quad c^* = \frac{u^* \mu_0}{h_1}, \qquad (2.9)$$

где L – длина ползуна; h_0 – толщина пленки в начальном сечении.

Подставляя (2.9) в (2.7) и (2.8), получим:

$$\frac{d^2 v}{dy^2} = \frac{1}{\mu}\frac{dp}{dx} + \frac{\beta}{\mu}\frac{d^2 p}{dx^2}, \qquad (2.10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \qquad (2.11)$$

где $\beta = \frac{\mu_0 u^*}{GL}$ – число Дебора.

$h(x) = e^{-\gamma x}, \quad \gamma = \alpha L .$

Выпишем граничные условия для решения системы дифференциальных уравнений (2.10) и (2.11), определяющие прилипание смазочного материала к поверхности ползуна

$$u = 0, \quad v = 0 \quad при \quad y = h(x) = 1 + \eta x - \eta_1 \sin \omega x, \quad \eta = \frac{L\, tg\alpha}{h_0}, \quad \eta_1 = \frac{a}{h_0}, \quad \omega = \omega' L .$$

прилипание смазочного материала к направляющей поверхности

$$u = 0, \quad v = 1 \quad при \quad y = 0 .$$

условия, накладываемые на давление на торцах упорного подшипника

$$p(0) = 0 \quad при \quad x = 0, \quad x = 1 . \qquad (2.12)$$

Запишем дополнительные граничные условия, учитывающие случай поступления смазки в упорный подшипник при отсутствии в деформации упругого компонента

$$\frac{dc}{dx} = 0, \quad \frac{d^2 p}{dx^2} = 0 \quad при \quad x = 0 . \qquad (2.13)$$

Введем допущение, описывающее случай, когда смазочный материал, находясь в ненапряженном состоянии, подвергается внезапному сдвигу с заданной скоростью в момент подачи смазки в подшипник

$$\tilde{c} = 0 \quad при \quad x = 0 ,$$

откуда следует

$$c = 0, \quad \frac{dp}{dx} = 0 \quad при \quad x = 0 \qquad (2.14)$$

3. Точное автомодельное решение задачи 2.

Для системы дифференциальных уравнений (2.10) – (2.11), запишем в явном виде автомодельное решение с учетом граничных условий (2.12) – (2.14)

$$\begin{gathered} u = -\frac{\partial \psi}{\partial x} + U(x, y), \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial y} + V(x, y), \quad \frac{1}{\mu}\frac{dp}{dx} + \frac{\beta}{\mu}\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{\tilde{c}_1}{h^2(x)} + \frac{\tilde{c}_2}{h^3(x)}, \\ \psi = \tilde{\psi}(\xi), \quad V(x, y) = \tilde{v}(\xi), \quad U(x, y) = \tilde{u}(\xi) \cdot h'(x), \quad \xi = \frac{y}{h(x)}. \end{gathered} \qquad (2.15)$$

Подставим (2.15) в (2.10) и (2.11), получим

$$\tilde{\psi}''' = \tilde{c}_2, \quad \tilde{v}'' = \tilde{c}_1, \quad \tilde{u}' - \xi\tilde{v}' = 0, \tag{2.16}$$

$$\tilde{\psi}'(0) = 0, \quad \tilde{v}(0) = 1, \quad \tilde{u}(0) = 0, \quad \tilde{\psi}'(1) = 0, \quad \tilde{v}(1) = 1, \quad \tilde{u}(1) = 0, \quad \int_0^1 \tilde{v}\, d\xi = 0. \tag{2.17}$$

Решение системы уравнений (2.16) – (2.17) находится непосредственным интегрированием. В результате после необходимых исследований имеем:

$$\tilde{\psi}' = \tilde{c}_2 \frac{\xi^2}{2} + c_1\xi + c_2, \quad \tilde{v} = \tilde{c}_1 \frac{\xi^2}{2} + c_3\xi + c_4, \quad \tilde{u} = \int_0^{\xi} \xi\tilde{v}'(\xi) d\xi.$$

где $\tilde{c}_1 = 6, \quad c_2 = 0, \quad c_3 = -4, \quad c_1 = -\frac{\tilde{c}_2}{2}$.

4 Определение гидродинамического давления в смазочном слое задача 2.

Для определения безразмерного гидродинамического давления в смазочном слое используем уравнение

$$\beta \frac{d^2 p}{dx^2} + \frac{1}{\mu}\frac{dp}{dx} = \frac{\tilde{c}_1}{h^2} + \frac{\tilde{c}_2}{h^3}. \tag{2.18}$$

Введем обозначение

$$Z = e^{-\alpha p} \frac{dp}{dx}. \tag{2.19}$$

С учетом (2.19) с точностью до членов $O(\alpha\beta)$ уравнение (2.18) примет вид

$$\beta \frac{d^2 Z}{dx^2} + \frac{dZ}{dx} = -\alpha\left(\frac{\tilde{c}_1}{h^2(x)} + \frac{\tilde{c}_2}{h^3(x)}\right) \tag{2.20}$$

Решение системы (2.9), удовлетворяющее граничным условиям (2.12) и (2.13) можно записать в виде

$$Z=-\frac{\alpha\tilde{c}_1}{\beta}\tilde{J}_2(x)-\frac{\alpha\tilde{c}_2}{\beta}\tilde{J}_3(x)-\beta A\left(e^{-\frac{x}{\beta}}-1\right)+e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}}=-\alpha F(x)+e^{-\alpha\frac{p_g}{p^*}},$$

$$где\quad \tilde{c}_2=-\frac{A}{\alpha}-\tilde{c}_1,\quad A=\frac{\tilde{c}_1\alpha\left(\tilde{J}_2(1)-\tilde{J}_3(1)\right)}{J_3(1)+\beta^2-\beta^2e^{-1/\beta}},\tag{2.21}$$

$$\tilde{J}_k(x)=\int_0^x e^{-\frac{x}{\beta}}J_k(x)dx,\quad J_k(x)=\int_0^x\frac{e^{\frac{x}{\beta}}}{h^k(x)}dx.$$

Воспользуемся аналитическими разложениями функций $e^{-\alpha p}$ и $e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}}$. С точностью до членов $O(\alpha^2)$ включительно получим алгебраическое уравнение для нахождения безразмерного параметра p

$$\alpha p^2-2p+2\frac{p_a}{p^*}-\alpha\left(\frac{p_a}{p^*}\right)^2+2F(x)=0\,.\tag{2.22}$$

Решая уравнение (2.22), с точностью до членов $O\left(\alpha^2F^2(x)\right)$, $O\left(\alpha^3\left(\frac{p_a}{p^*}\right)^2\right)$ получим следующее выражение

$$p=\frac{p_a}{p^*}+F(x)\left(1+\frac{p_a}{p^*}\alpha-\frac{1}{2}\frac{p_a^2}{p^{*2}}\alpha^2\right).\tag{2.23}$$

При вычислении интегралов, входящих в формулы (2.21), воспользуемся асимптотическим разложением функции $1/(1+\eta x-\eta_1\sin\omega x)$

$$\frac{1}{1+\eta x-\eta_1\sin\omega x}=1+\eta x-\eta_1\sin\omega x+(\eta_1\sin\omega x-\eta x)^2+\ldots\,.$$

С точностью до членов $O(\eta^2)$, $O(\eta_1^2)$ для Z после необходимых вычислений получим следующее выражение

$$Z = e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}} - \frac{2\left[\beta\left(\Delta_6\Delta_3 - \Delta_4 - \Delta_6 e^{-1/\beta} + \Delta_2 e^{-1/\beta}\right) - \Delta_1\Delta_4 + \Delta_3\Delta_2\right]}{\beta + \Delta_1 - \beta e^{-1/\beta} - \Delta_3} +$$

$$+\frac{\alpha\beta\left(\Delta_2 + \Delta_6\Delta_3 - \Delta_6\Delta 1 - \Delta_4\right)}{\beta + \Delta_1 - \beta e^{-1/\beta} - \Delta_3}\cdot e^{-\frac{x}{\beta}} -$$

$$-\alpha\frac{\Delta_4 - \Delta_2 - \beta\Delta_6\left(1 - e^{1/\beta}\right)}{\beta + \Delta_1 - \beta e^{-1/\beta} - \Delta_3}\cdot\left(x + 3\beta\eta x - \frac{3}{2}\eta x^2 - \frac{3\eta\omega\beta}{\omega^2\beta^2+1}\cdot\sin\omega x - \frac{3\eta_1}{\omega^2\beta^2+1}\cdot\cos\omega x\right) - ,$$

$$-\alpha\left(6\eta x + 12\beta\eta x - 6\eta x^2 - \frac{12\eta_1\omega\beta}{\omega^2\beta^2+1}\cdot\sin\omega x - \frac{12\eta_1}{\omega^2\beta^2+1}\cdot\cos\omega x\right) = e^{-\alpha\frac{p_a}{p^*}} - \alpha\Phi(x)$$

(2.24)

где

$$\Delta_1 = -\frac{3\eta_1}{\gamma},\quad \Delta_2 = \frac{12\eta_1}{\gamma},\quad \gamma = \omega^2\beta^2 + 1,\quad \Delta_3 = 1 + 3\beta\eta - \frac{3}{2}\eta - \frac{3\eta\beta\omega}{\gamma}\cdot\sin\omega - \frac{3\eta_1}{\gamma}\cdot\cos\omega,$$

$$\Delta_4 = 6 + 12\beta\eta - 6\eta - \frac{12\eta_1\beta\omega}{\gamma}\cdot\sin\omega - \frac{12\eta_1}{\gamma}\cdot\cos\omega,\quad \Delta_5 = 1 - 3\beta\eta - \frac{3\eta\beta\omega^2}{\gamma}, \qquad .$$

$$\Delta_6 = 6 - 12\beta\eta - \frac{12\eta_1\beta\omega^2}{\gamma}$$

Для безразмерного гидродинамического давления в рассматриваемом случае получим выражение аналогичное (2.23)

$$p = \frac{p_a}{p^*} + \Phi(x)\left(1 + \frac{p_a}{p^*}\alpha - \frac{1}{2}\frac{p_a^2}{p^{*2}}\alpha^2\right). \tag{2.25}$$

С учетом (2.25) для поддерживающей силы будем иметь

$$w = p^*\int_0^1\left(p - \frac{p_a}{p^*}\right)dx . \tag{2.26}$$

Сила трения определяется выражением

$$L_{\delta\delta} = \frac{\mu_0 u^*}{h_0}\int_0^1\left(\frac{\tilde{\psi}''(0)}{h^2} + \frac{\tilde{v}'(0)}{h}\right)e^{\alpha p}dx \tag{2.27}$$

Результаты численного анализа, приведенные при различных значениях параметра β^{-1}, показывают, что:

1. В случае вязкоупругой смазки имеет место уменьшение несущей способности подшипника, работающего в стационарном режиме трения по сравнению с этим показателем для ньютоновской смазки.

2. В случае стационарного режима с увеличением значений параметра $\beta = 0{,}2$ несущая способность резко уменьшается, при значении параметра $\beta = 0{,}6$ несущая способность стабилизируется.

3. С увеличением значений параметра α несущая способность подшипника возрастает.

4. При значении параметра ω близком к 0,5 рассматриваемый радиальный подшипник (по сравнению с $\omega = 0$) обладает свойством подшипника, так называемого, «двойного действия», по несущей способности.

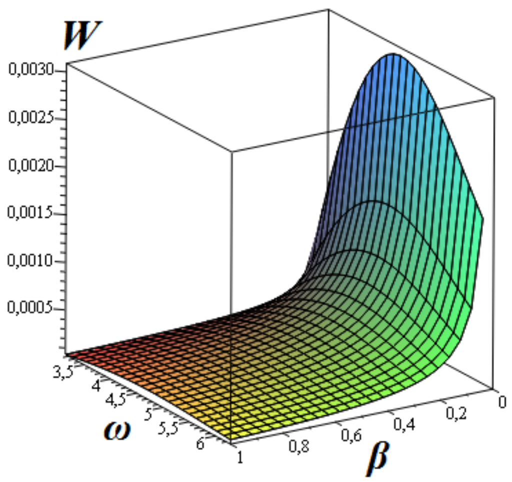

Рис. 2.1. Зависимость безразмерной несущей способности упорного подшипника от параметров ω и β^{-1} при учет зависимости вязкости от давления.

Литература:

1. Мигун, Н.П., Гидродинамика и теплообмен градиентных течений микроструктурной жидкости / Н.П. Прохоренко // Наука и техника. - 1984. – 264 с.

2. Типей, Н. Анализ смазки подшипников микрополярными жидкостями и его применение к коротким подшипникам / Н. Типей // Проблемы трения и смазки. – 1979. – № 3. – С. 122–131.

3. Allen, S. Y., Lubrication theory for micropolar fluids / S.Y. Allen, K.A. Kline// Trans. Asme, 1971. – V. E38. – No 4. – P. 646–656.

4. Вовк, А.Ю., Математическая модель прогнозирования значений безразмерных критериев микрополярной смазки, обеспечивающих рациональный режим работы упорного подшипника скольжения / А.Ю. Вовк, М.А. Савенкова// Труды РГУПС. – 2006. – № 2. – С. 29–34.

5. Ахвердиев, К.С., Математическая модель гидродинамической смазки бесконечно широких опор, работающих в турбулентном режиме на микрополярной смазке / К.С. Ахвердиев, А.Ю. Вовк, М.А. Мукутадзе, М.А. Савенкова // Трение и смазка в машинах и механизмах.– 2007.– № 9. – С. 12 – 15.

6. Эркенов, А.Ч. Гидродинамический расчет радиального подшипника, близкого к круговому, работающего на микрополярной смазке / А.Ю. Вовк, И.С. Семенко, В.А. Константинов // Вестник РУПС. – 2009. – № 1. – С. 148–152.

7. Ахвердиев, К.С. Установившееся движение вязкоупругой жидкости между наклонным ползуном и направляющей с учетом сил инерции смазочной композиции / К.С. Ахвердиев, И.А. Журба // Трение и износ. – 2004. – Т. 25. – №6. – С. 567-576.

8. Ахвердиев, К.С., Об устойчивости движения направляющей при неустановившемся течении вязкоупругой смазки в системе «ползун – направляющая» / К.С. Ахвердиев, И.А. Журба // Вестник РГУПС. – 2005.– №1. – С. 5–11.

9. Ахвердиев, К.С., Гидродинамический расчет подшипников скольжения с учетом сил инерции смазочной жидкости, обладающей вязкоупругими свойствами / К.С. Ахвердиев, М.В. Яковлев, И.А. Журба // Трение и износ.– 2003. – Т. 24. – №2. – С. 121–125.

10. Уилкок, Д.Ф. «Расчет упорных подшипников с эффективной работой в турбулентном режиме» /Д.Ф. Уилкок // Проблемы трения и смазки: Труды Американского общества инженеров-механиков. – 1977. – № 1. –С. 118–126.

11. Дерлугян Ф.П., Щербаков И.Н. Обоснование процесса получения композиционных антифрикционных самосмазывающихся материалов с заданными техническими характеристиками методом химического наноконструирования. [Электронный ресурс] // «Инженерный вестник Дона», 2010 г., №4 – Режим доступа: http://ivdon.ru/magazine/archive/n4y2010/287 (доступ свободный) – Загл. с экрана. – Яз. рус.

12. Reynolds, O. On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower"s experiments / O. Reynolds. – Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1886, vol. 177, pt. 1.

13. Мукутадзе М.А., Расчетная модель гидродинамической смазки неоднородного пористого подшипника конечной длины, работающего в устойчивом нестационарном режиме трения при наличии принудительной подачи смазки [Электронный ресурс] / Флек Б.М., Задорожная Н.С., Поляков Е.В., Мукутадзе А.М.// «Инженерный вестник Дона», 2013 г., №3 – Режим доступа: http://ivdon.ru/magazine/archive/n3y2013/1765 (доступ свободный) – Загл. с экрана. – Яз. рус.