

ГИДРОМЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШАТУННЫХ ПОДШИПНИКОВ, СМАЗЫВАЕМЫХ НЕНЬЮТОНОВСКИМИ ЖИДКОСТЯМИ*

*В.Н. Прокопьев, А.К. Бояршинова, ЕЛ. Задорожная,
К.В. Гаврилов, И.В. Андриященко*

Приводится методика и результаты расчета гидромеханических характеристик шатунного подшипника коленчатого вала двигателя внутреннего сгорания. Поле гидродинамических давлений в смазочном слое подшипника определяется на основе алгоритма сохранения масс. Неньютоновские свойства применяемой для смазки жидкости Максвелла учитываются зависимостями ее вязкости от второго инварианта скоростей сдвига и времени запаздывания изменений вязкости при быстром росте давлений в смазочном слое. Показано, что применение для смазки шатунного подшипника неньютоновских жидкостей приводит к заметному уменьшению толщины смазочного слоя и потерь на трение.

1. Введение. К числу распространенных смазочных жидкостей, обнаруживающих неньютоновские свойства, относятся масла, загущенные полимерными присадками. За последнее время интерес к таким жидкостям возрос и появились работы, в которых неньютоновские свойства масел учитываются при расчете сложнонагруженных подшипников и, в частности, подшипников коленчатого вала двигателей внутреннего сгорания.

С целью упрощения решения задачи расчета динамики и гидромеханических характеристик таких подшипников чаще всего полагают, что они смазываются вязкоупругой жидкостью Максвелла, неньютоновские свойства которых можно описать степенной зависимостью вязкости от скоростей сдвига в смазочных слоях [1]. В работе [2] дополнительно учитываются эффекты релаксации, вызванные запаздыванием изменения вязкости при быстром нарастании гидродинамических давлений. К сожалению, степенной закон при малых скоростях сдвига не обеспечивает получение хотя бы качественно правильных результатов.

В работе Гезима [3] для зависимости вязкости от второго инварианта скоростей сдвига использовано эмпирическое выражение, обеспечивающее совпадение расчетных и экспериментальных результатов для всех реальных значений скоростей сдвига в смазочном слое статических нагруженных подшипников.

В работе [4] формулой Гезима учитываются неньютоновские свойства жидкости Максвелла при решении задачи расчета гидромеханических характеристик сложнонагруженного подшипника. Поле давлений в смазочном слое рассчитывается на основе численного алгоритма сохранения масс, разработанного Элродом [5], который, как показано во многих работах, не гарантирует получения устойчивых результатов.

В статье для определения поля гидродинамических давлений в смазочном слое в отличие от работы [4] использован хорошо зарекомендовавший себя алгоритм сохранения масс, первоначальная версия которого предложена в [6]. Алгоритм базируется на интегрировании модифицированного уравнения Элрода и обеспечивает равенство переносимых масс на границах разрыва и восстановления активной области смазочного слоя неньютоновской жидкости.

2. Уравнение Рейнольдса для давлений в смазочном слое неньютоновской жидкости.

На схеме (рис. 1) подшипник и шип, радиусы которых $r_1 \approx r_2 \approx r$, вращаются с абсолютными угловыми скоростями ω_1 и ω_2 . Положение центра шипа характеризуется эксцентриситетом $e = O_1O_2$ и углом δ , отсчитываемым от оси O_1X системы O_1XY , закрепленной на подшипнике. В этой системе угловая скорость шипа $\omega = (\omega_1 - \omega_2)$, а его центр O_2 движется с некоторой относи-

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Проект 04-01-96088).

Расчет и конструирование

тельной скоростью, составляющие которой на линию центров и направление ей перпендикулярное равны de/dt и $e \cdot d\delta/dt$, где t - время.

Оси Ox, Oz системы координат $Oxyz$, в которой рассматривается течение неньютоновской жидкости в тонком смазочном слое, лежат в плоскости, на которую развёртывается поверхность подшипника. Ось Oy направлена по нормали к поверхности, $-B/2 \leq z \leq B/2$, где B - ширина подшипника.

Для скоростей поверхностей подшипника и шипа справедливы приближенные соотношения [6]:

$$V_{1x} = 0; V_{1y} = 0; V_{2x} = \omega r; V_{2y} = \partial h / \partial t + \omega r \cdot 1/r \cdot \partial h / \partial t, \quad (1)$$

где $h = M_1 M_2 \approx M_1 M'_2$ - толщина смазочного слоя.

Рассмотрим класс вязкоупругих жидкостей Максвелла, реологические свойства которых описываются уравнениями

$$\tau_{xy} + \lambda \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial t} = \mu(I_2) \frac{\partial V_x}{\partial y}; \quad \tau_{yz} + \lambda \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial t} = \mu(I_2) \frac{\partial V_z}{\partial y}. \quad (2)$$

Здесь λ - время релаксации, характеризующее запаздывание изменений касательных напряжений τ относительно изменений скоростей сдвига; $\mu(I_2)$ - вязкость смазки, являющаяся функцией второго инварианта скоростей сдвига:

$$I_2 = \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} \right)^2. \quad (3)$$

Связь касательных напряжений с гидродинамическими давлениями в смазочном слое определяется обычной системой уравнений Рейнольдса:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}; \quad \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

Дифференцируя уравнения (2) по y , получаем соотношения

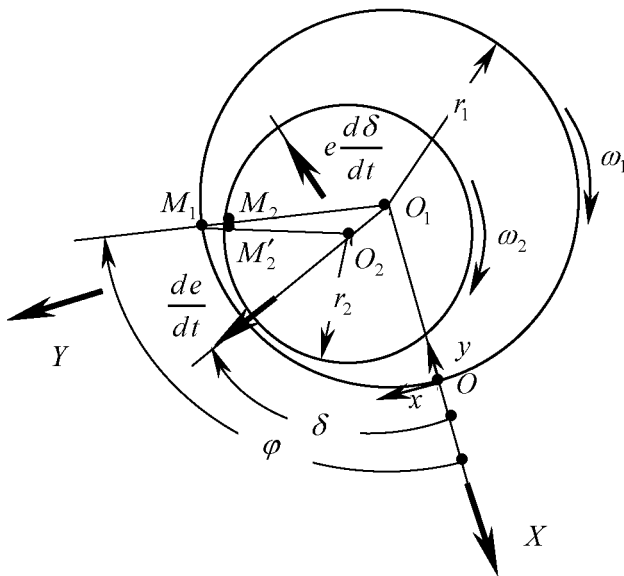


Рис. 1

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \lambda \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V_x}{\partial y} \right); \quad \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \lambda \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V_z}{\partial y} \right),$$

подстановкой которых в (4), находим

$$\frac{\partial p^*}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V_x}{\partial y} \right); \quad \frac{\partial p^*}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V_z}{\partial y} \right); \quad \frac{\partial p^*}{\partial y} = 0, \quad (5)$$

где

$$p^*(t) = p + \lambda \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (6)$$

При $\lambda=0$ система (5), за исключением обозначен p^* , ничем не отличается от системы уравнений, являющейся исходной для задачи теплообмена в тонких смазочных слоях неньютоновской жидкости, сформулированной в работе [7].

Исходя из этого, обозначив $\bar{\phi}_k = \int_0^1 \bar{y}^k / \bar{\mu} d\bar{y}$, где $\bar{\mu} = \mu / \mu_0$ (μ_0 - характерная вязкость), $\bar{y} = y/h$, выпишем, воспользовавшись результатами работы [7], уравнение (символ «*» при p опущен), интегрированием которого определяется поле гидродинамических давлений $p^*(\varphi, z)$:

$$\frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\bar{h}^3 \left(\frac{\bar{\phi}_2}{\bar{\phi}_0} - \frac{\bar{\phi}_1^2}{\bar{\phi}_0} \right) \bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left[\bar{h}^3 \left(\frac{\bar{\phi}_2}{\bar{\phi}_0} - \frac{\bar{\phi}_1^2}{\bar{\phi}_0} \right) \bar{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \right] = \frac{\partial}{\partial \varphi} \left[\bar{\omega} \cdot \bar{\rho} \cdot \bar{h} \left(1 - \frac{\bar{\phi}_1}{\bar{\phi}_0} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial \tau} (\bar{\rho} \cdot \bar{h}). \quad (7)$$

Здесь $\bar{h} = h/h_0$; $h_0 = (r_1 - r_2)$; $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$; $\bar{p} = (p - p_a)\psi^2/\mu_0\omega_0$; $\psi = h_0/r$; $\bar{z} = z/r$, $-a \leq \bar{z} \leq a$, $a = B/2r$; $\tau = \omega_0 t$, где μ_0, ρ_0, ω_0 - характерные: вязкость, плотность смазки, частота вращения шипа, p_a - атмосферное давление.

Безразмерная толщина смазочного слоя \bar{h} и её производная $\partial \bar{h}/\partial \tau$ определяются формулами $\bar{h} = 1 - \chi \cos(\varphi - \delta)$, $\partial \bar{h}/\partial \tau = -\dot{\chi} \cos(\varphi - \delta) - \chi \dot{\delta} \sin(\varphi - \delta)$, где $\chi = e/h_0$ - относительный эксцентриситет; $\dot{\chi}, \dot{\delta}$ - производные по безразмерному времени t .

Интегрируя (6), получаем уравнение

$$p = p(t - t_0) e^{-(t-t_0)/\lambda} + \frac{1}{\lambda} e^{-t/\lambda} \int_{t_0}^t e^{t'/\lambda} p^*(t') dt, \quad (8)$$

с помощью которого определяется поле давлений $p(\varphi, z, t)$ при известном из решения уравнения (7) поле $p^*(\varphi, z, t)$.

Формулы для проекций на оси Ox , Oz производных вектора скорости элементарного объема смазки имеют вид [7]:

$$\frac{\partial V_x}{\partial \bar{y}} = \frac{\omega_0}{\bar{\mu}\psi} \left[\frac{\bar{\omega}}{\bar{h}\bar{\phi}_0} + \bar{h} \left(\bar{y} - \frac{\bar{\phi}_1}{\bar{\phi}_0} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \varphi} \right]; \quad \frac{\partial V_z}{\partial \bar{y}} = \frac{\omega_0}{\bar{\mu}\psi} h \left(\bar{y} - \frac{\bar{\phi}_1}{\bar{\phi}_0} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}}. \quad (9)$$

Уравнения (7)-(9) пригодны и для описания неизотермического течения неньютоновской жидкости в тонком смазочном слое, когда его температура является функцией координат $\varphi, \bar{z}, \bar{y}$. В изотермическом случае, который рассматривается в настоящей статье, зависимость $T = T(\varphi, \bar{z}, \bar{y})$ не учитывается и тем самым вводится понятие эффективной (расчетной) температуры смазочного слоя $T_s(t)$, которая, являясь функцией времени, может в момент τ корректироваться на основе рассмотрения уравнения теплового баланса, отражающего равенство количества теплоты, рассеянной в смазочном слое и отведенной смазкой, вытекающей в торцы подшипника. Приближенно может быть учтено и количество теплоты, отведенной в шип и подшипник.

3. Модифицированное уравнение Элрода. Уравнение (7) в области $\Omega = [\varphi \in 0, 2\pi; \bar{z} \in -a, a]$ будем интегрировать при граничных условиях ЯФО (Якобсона-Флобера-Ольсена), используя основополагающие идеи алгоритмов сохранения массы из работ [5, 6]. Заменим уравнение (7) уравнением относительно степени заполнения зазора θ :

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\bar{h}\theta) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (B + C) + \frac{\partial D}{\partial \bar{z}} = 0. \quad (10)$$

Здесь $B = \bar{\omega}(H\theta)$, $H = \bar{h}(1 - \phi_1/\phi_0)$; $C = -\Gamma \frac{\partial}{\partial \varphi} [g\bar{\beta}(\theta - 1)]$, где $\Gamma = \bar{h}^3(\phi_2 - \phi_1^2/\phi_0)$, $\bar{\beta} = \beta\psi^2/\mu_0\omega_0$ - коэффициент сжимаемости смазки; $g(\theta)$ - переключающая функция: $g = 1$, если $\theta \geq 1$, $g = 0$, если $\theta < 1$; $D = -\Gamma \frac{\partial}{\partial \bar{z}} [g\bar{\beta}(\theta - 1)]$.

Степень заполнения θ , связана с гидродинамическими давлениями соотношением

$$\bar{p} = \bar{p}_c + g(\theta)\beta(\theta - 1). \quad (11)$$

Здесь \bar{p}_c - давление кавитации, постоянное в области $\Omega_c = (\Omega - \Omega_A)$, где Ω_A - активная область, где $\bar{p}(\varphi, z) > 0$

Для интегрирования уравнения (10) использовался конечноразностный алгоритм из работы [5], а само уравнение было модифицировано следующим образом. В активной области Ω_A ввиду малых отличий степени заполнения от единицы функция θ заменялась на $\theta^* = g + (1 - g)\theta$.

Расчет и конструирование

Операторы C и D с учетом (11) заменялись на $C^* = -\Gamma \partial \Pi / \partial \varphi$, $D^* = -\Gamma \partial \Pi / \partial \bar{z}$, где $\Pi = g\bar{p} + (1-g)\bar{p}_c$.

С учетом этого уравнение (10) записывалось в виде

$$\frac{\partial}{\partial \tau} (\bar{h} \theta^*) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (B^* + C^*) + \frac{\partial D^*}{\partial \bar{z}} = 0, \quad (12)$$

где $B^* = \bar{\omega} [gH + (1-g)(H\theta)]$.

4. Динамика сложнагруженного подшипника. Типичным представителем сложнагруженных гидродинамических подшипников является шатунный подшипник коленчатого вала (рис. 2) двигателя внутреннего сгорания. Очевидно, что

$\omega_1 = -d\beta/dt$, $\omega_2 = d\alpha/dt$, $\bar{\omega} = \omega/\omega_0 = 1 + \lambda \cos \alpha / (1 - 0,5\lambda^2 \sin^2 \alpha)$, где $\omega_0 = \omega_2$, λ отношение радиуса кривошипа к длине шатуна.

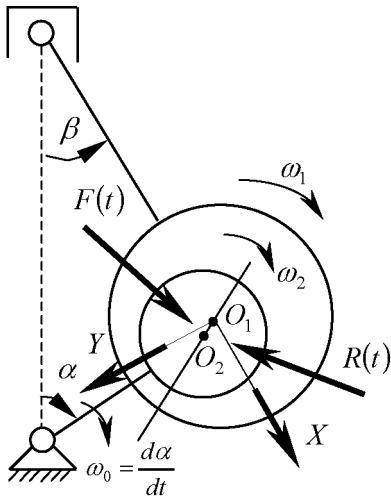


Рис. 2

Внешние нагрузки $F_U(\tau)$ и реакции смазочного слоя $R_U(U, \dot{U})$ приводились к центру шипа, а уравнения плоского движения его центра записывались в виде:

$$\omega_0^2 m_s \ddot{U} = F_U(\tau) + R_U(U, \dot{U}). \quad (13)$$

Здесь $m_s, U = (X, Y)$ - эффективная (расчетная) масса шипа и вектор перемещений его центра; \ddot{U}, \dot{U} - производные по безразмерному времени. Проекции $F_U(\tau)$ считаются известными, реакции $R_U(U, \dot{U})$ связаны с безразмерными реакциями

$$\bar{R}_U = \begin{bmatrix} \bar{R}_X \\ \bar{R}_Y \end{bmatrix} = -\frac{1}{4a} \iint_{\Omega_A} \bar{p} \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix} d\varphi d\bar{z} \quad (14)$$

соотношениями $R_U = k_R \bar{R}_U(\bar{U}, \dot{\bar{U}})$, где $k_R = BD\mu_0\omega_0/\psi^2$, $\bar{U} = U/h_0$.

На основе результатов численного интегрирования уравнений (10) и (13) рассчитывается траектория центра шатунной шейки и определяются мгновенные за цикл нагружения τ_y гидромеханические характеристики: минимальная толщина смазочного слоя $h_{\min}(\tau)$, максимальное гидродинамическое давление $p_{\max}(\tau)$, потери мощности на трение $N(\tau)$, расход смазки $Q_T(\tau)$ в торцы подшипника, эффективная (расчетная) температура смазочного слоя $T(\tau)$. Кроме этого определяются экстремальные $\inf h_{\min}$, $\sup p_{\max}$ и средние h_{\min}^* , p_{\max}^* , N^* , Q_T^* , T_{Σ}^* значения этих характеристик.

Расход $Q_T(\tau)$ определяется формулой [7]:

$$Q_T = -\frac{BD^2\psi\omega_0}{2a} \int_0^{2\pi} \bar{h}^3 \left(\frac{\bar{\phi}_2}{\bar{\phi}_0} - \frac{\bar{\phi}_1^2}{\bar{\phi}_0} \right) \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=a} d\varphi,$$

а $N(\tau)$ - интегрированием диссипативной функции рассеивания

$$N = \frac{BD^2\psi\mu_0}{8a} \iint_{\Omega^-} D^* \cdot \theta d\varphi d\bar{z}.$$

Здесь $\Omega^- = (\Omega - \sum \Omega_s)$; $D^* = \int_0^1 \bar{\mu} \left[\left(\frac{\partial V_x}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_z}{\partial y} \right)^2 \right] d\bar{y}$,

где $\sum \Omega_s$ площадь, занятая источниками смазки.

5. Зависимость вязкости неньютоновских масел от скоростей сдвига. Для неньютоновских масел, например, для масел загущенных полимерными присадками, достаточно удовлетворительное совпадение с экспериментальными результатами обеспечивает следующая формула [31]:

$$\mu = \mu_1 \frac{K_c + \mu_2 \sqrt{I_2}}{K_c + \mu_1 \sqrt{I_2}}. \quad (15)$$

Здесь μ_1 и μ_2 - первая и вторая ньютоновские вязкости, являющиеся для конкретной смазки функциями температуры; $K_c(T)$ - параметр, характеризующий сдвиговую стабильность смазки (чем выше K_c , тем выше стабильность смазки по отношению к сдвигу).

При малых скоростях сдвига значение вязкости μ приближается к μ_1 , а при высоких скоростях к μ_2 . Значения этих вязкостей, как и коэффициента K_c , рассчитывается в зависимости от эффективной температуры T_e .

6. Численные алгоритмы. Разностная аппроксимация уравнения (12) на сетке $\tau^n, \varphi_{ij}, \bar{z}_{ij}, \bar{y}_{ijk}$; $\tau^n = n\Delta_\tau (n = 0, 1, 2, \dots)$; $\varphi_i = i\Delta_\varphi (i = 1, 2, \dots, N)$, $\Delta_\varphi = l_\varphi / (N - 1)$; $\bar{z}_j = j\Delta_{\bar{z}} (j = 1, 2, \dots, M)$, $\Delta_{\bar{z}} = l_z / (M - 1)$; $\bar{y}_k = k\Delta_{\bar{y}} (k = 1, 2, \dots, K)$, $\Delta_{\bar{y}} = l_y / K$, где l_φ и l_z - протяженности подшипника в направлении координат φ и \bar{z} , приводит к следующей системе уравнений для вычисления давлений \bar{p} и степени заполнения θ

$$\begin{aligned} \bar{p}_{ij} &= k_1^{-1} (M_1 + M_2 \bar{p}_c + M_3 - K_3 + K_4), \text{ если } g_{ij} = 1; \\ \theta_{ij} &= \frac{M_1 + (M_2 - K_2) \bar{p}_c + M_3 + M_4}{\bar{\omega} \Delta_\varphi H_{ij} + K_3}, \text{ если } g_{ij} = 0. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь $K_1 = \left\{ \left(\Gamma_{i-1/2,j} + \Gamma_{i+1/2,j} \right) + K_2 \right\}$, где $K_2 = 2 \left(\frac{\Delta_\varphi}{\Delta_{\bar{z}}} \right)^2 \Gamma_{ij}$;

$$K_3 = \Delta_\varphi^2 \left(\frac{\bar{h}_{ij}}{\Delta \tau} + \frac{\partial \bar{h}_{ij}}{\partial \tau} \right); \quad K_4 = \Delta_\varphi^2 \frac{\bar{h}_{ij}}{\Delta \bar{\tau}} [g_{ij}^n + (1 - g_{ij}^n) \theta_{ij}^n];$$

$$M_1 = \left\{ \left(g_{i-1,j} \Gamma_{i-1/2,j} \bar{p}_{i-1,j} \right) + \left(g_{i+1,j} \Gamma_{i+1/2,j} \bar{p}_{i+1,j} \right) + \left(\frac{\Delta_\varphi}{\Delta_{\bar{z}}} \right)^2 \Gamma_{ij} (g_{i,j-1} \bar{p}_{i,j-1} + g_{i,j+1} \bar{p}_{i,j+1}) \right\};$$

$$M_2 = \left\{ \left(-g_{i-1,j} \Gamma_{i-1/2,j} \right) - \left(g_{i+1,j} \Gamma_{i+1/2,j} \right) + \left(\frac{\Delta_\varphi}{\Delta_{\bar{z}}} \right)^2 \Gamma_{ij} [2 - (g_{i,j-1} + g_{i,j+1})] \right\};$$

$$M_3 = \bar{\omega} \Delta_\varphi [(1 - g_{i-1,j}) H_{i-1,j} \theta_{i-1,j} - f_{ij}],$$

$$\text{где } f_{ij} = \frac{(gH)_{i-1,j}}{2} (2 - g_{ij}) - \frac{(gH)_{i+1,j}}{2} g_{ij} - \frac{(gH)_{ij}}{2} (2 - g_{i+1,j} - g_{i-1,j}).$$

Процедура решения уравнений (16) включает следующие шаги.

1. В зависимости от значения g_{ij} вычисляется либо p_{ij} когда $g_{ij} = 1$, либо θ_{ij} , когда $g_{ij} = 0$.

Массив $\mu_{i,j,k}$ остается при выполнении этого шага неизменным, начальные массивы \bar{p}_{ij} , θ_{ij} и $\mu_{i,j,k}$ берутся из $(n - 1)$ -й точки временной оси.

2. После получения сходящегося на предыдущем шаге решения, в точках $k = 1, 2, \dots, K$ оси $0 \leq \bar{y} \leq 1$ для каждого узла i, j по формулам (9) рассчитываются массивы $(\partial V_x / \partial y)_{i,j,k}$, $(\partial V_z / \partial y)_{i,j,k}$ и по формуле (15) вязкости $\mu_{i,j,k}$.

3. Рассчитываются новые массивы скоростей сдвига $\partial V_x / \partial y$ и $\partial V_z / \partial y$.

4. Шаги 2, 3 повторяются до сходимости скоростей в двух соседних итерациях, число которых обычно не превышает трёх.

Расчет и конструирование

5. Уравнения (16) решаются вновь с новыми значениями коэффициентов при неизвестных. Массивы \bar{p}_{ij} и θ_{ij} берутся из предыдущего решения этих уравнений, а их коэффициенты рассчитываются исходя из значений $\mu_{i,j,k}$, являющихся результатом четвертого шага.

6. Шаги 4 и 5 повторяются до сходимости значений \bar{p}_{ij} и θ_{ij} , которая обычно достигается не более чем за пять итераций.

Для вязкоупругих жидкостей необходимо учесть запаздывание изменений касательных напряжений. Для этого давления $p^*(\varphi, \bar{z})$, определённые интегрированием уравнения (12), корректируются по формуле (8).

При $t_0 = t_n$ интеграл в правой части этой формулы рассчитывался по методу трапеций:

$$(p_{ij})_{n+1} = (p_{ij})_n e^{-\Delta\tau/\lambda} + \frac{1}{\lambda} \left[(p_{ij}^*)_{n+1} + e^{-\Delta\tau/\lambda} (p_{ij}^*)_n \right] \frac{\Delta\tau}{2}.$$

Если реакции смазочного слоя \bar{R}_V^* определять из (14) при $\bar{p} = \bar{p}^*$, в уравнения (13) нужно подставлять $\bar{R}_V = \bar{R}_V^* + \lambda \partial \bar{R}_V^* / \partial \tau$.

Более удобен приём замены в уравнениях (13) нагрузки F_U на модифицированную $F_U = F_U + \lambda \omega_0 \partial F_U / \partial \alpha$. В этом случае реакции определяются формулами (14) при $\bar{p} = \bar{p}^*$, а в уравнениях для скоростей сдвига подставляются давления, определяемые из (16).

Уравнения (13) интегрировались методом, базирующимся на формулах дифференцирования назад (ФДН) для уравнений второго порядка [8].

7. Результаты решения тестовой задачи. В качестве тестовой задачи выбрана задача расчета гидромеханических характеристик шатунного подшипника автомобильного двигателя КамАЗ-740. Исходные данные приведены в таблице.

Все расчеты выполнялись для масла 10W40 по классификации SAE.

Таблица

Радиус кривошипа	0,0600 м
Длина шатуна	0,2250 м
Площадь поршня	0,01130 м ²
Угловая частота вращения коленчатого вала	272,27 1/с
Диаметральный зазор в подшипнике	0,0000890 м
Ширина подшипника	0,02652 м
Диаметр подшипника	0,080 м

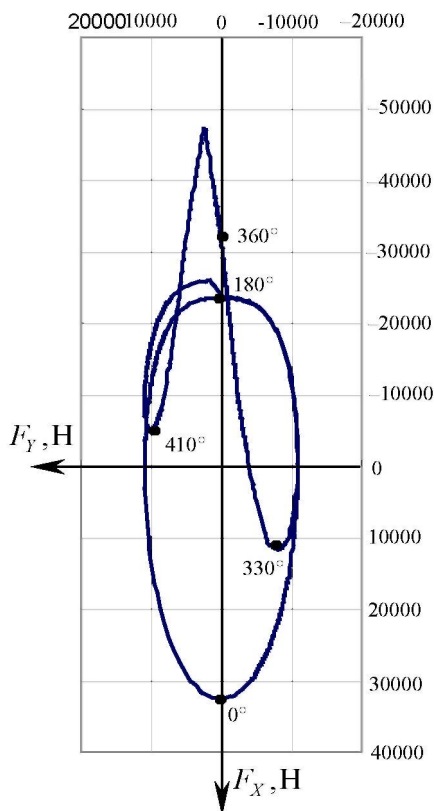


Рис. 3

Эффективная температура T_e принималась равной 100 °С и не корректировалась. При этой температуре [1]: $\mu_1 = 0,011, \text{Па} \cdot \text{с}$; $\mu_2 = 0,0063, \text{Па} \cdot \text{с}$; $K_c = 1500, \text{Па}$.

Расчетный годограф нагрузок, действующий на подшипник, показан на рис. 3, где через 90°, 180° и т.д. обозначены точки, соответствующие углам поворота α , отсчитываемым от верхней мертвой точки такта всасывания.

Из рис. 4 (цифрами 1, 2, 3 помечены результаты расчета, относящиеся соответственно к ньютоновскому маслу с $\mu_3 = \mu_1$, неньютоновскому маслу при $\lambda = 0$ и неньютоновскому при $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ с) следует, что гидромеханические характеристики подшипника, работающего на ньютоновских и неньютоновских маслах, отличаются весьма заметно.

Толщина смазочного слоя h_{\min} (рис. 4а) у ньютоновских масел уменьшается (до 50%), причём у вязкоупругих масел, на характеристики которых сказывается время релаксации λ , влияние неньютоновских свойств более заметно.

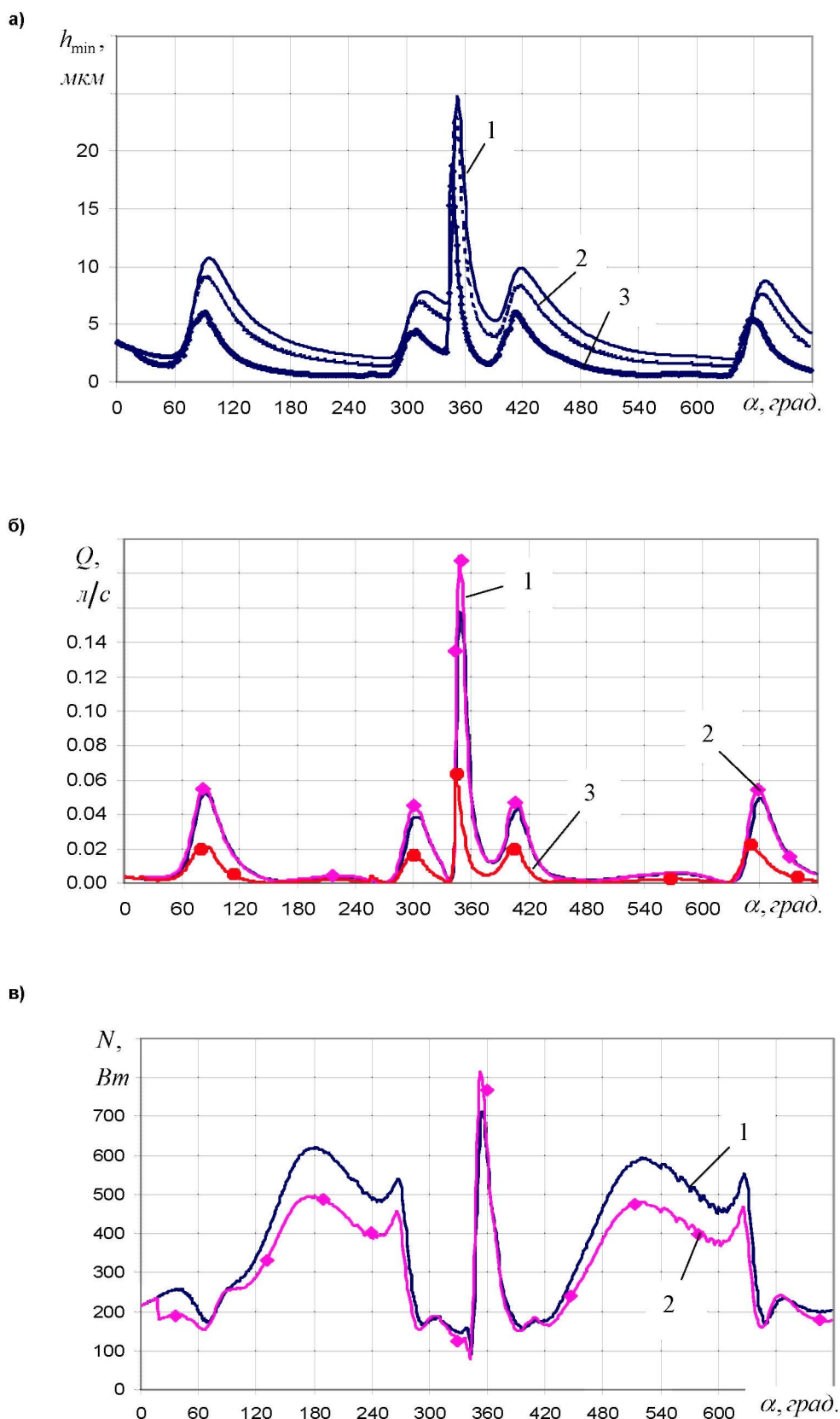


Рис. 4

Потери на трение (рис. 4в) также уменьшаются на 30...40 %, что, возможно, является главным фактором, объясняющим положительные результаты, наблюдаемые при эксплуатации двигателей с использованием масел, загущенных полимерными присадками.

Литература

1. Элрод. Обобщенное стационарное уравнение Рейнольдса для неньютоновских жидкостей и его применение к подшипникам скольжения// ТАОИМ. - М.: МИР/Серия Ф. Проблемы трения и смазки. - 1983. - №3. - С. 73-79.
2. Rastogi A., Gupta R.K. Accounting for Lubricant Shear Thinning in the Design of Short Journal Bearings//J. Rheol. - 1991. - V. 35. P. 589-603.
3. Gesim B.A. Non-Newtonian Effects of Multigrade Oils on Journal Bearings Performance// Tribology Transactions. - 1990. - V. 33. P. 384-394.
4. Paranjpe R.S. Analysis of Non-Newtonian Effects in Dynamically Loaded Finit Journal Bearings Including Mass Conserving Cavitation// ASME Journal ofTribology. - 1992. - V. 114. P. 736-744.
5. Элрод. Алгоритм расчета зоны кавитации// ТАОИМ. - М.: Мир/Серия Ф. Проблемы трения и смазки. - 1981. -№ 3. - С. 28-32.
6. Прокопьев В.Н., Бояришинова А.К., Гаврилов КВ. Применение алгоритмов сохранения массы при расчёте динамики сложнагруженных опор скольжения//Проблемы машиностроения и надежности машин.- М.: Наука. 2004. -№ 4. -С. 32-38.
7. Прокопьев В.Н., Караваев ВТ. Термогидродинамическая задача смазки сложнагруженных опор скольжения неньютоновскими жидкостями// Вестник ЮУрГУ. Серия Машиностроение. - 2003. -Вып. 3. -№ 1(17). - С. 56-66
8. Прокопьев В.Н., Рождественский Ю.В., Ширококов Н.В. Методы решения уравнений движения в задачах динамики опор коленчатого вала двигателей внутреннего сгорания// Вестник Уральского межрегионального отделения Российской академии транспорта. - Курган: КРУ, 1999, № 2. - С. 79-82.