

ТЕОРИЯ РЕОДИНАМИЧЕСКОЙ УПРУГО-ВЯЗКОПЛАСТИЧЕСКОЙ СМАЗКИ РАДИАЛЬНЫХ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ

В узлах трения разнообразных машин химической промышленности широко используются различные типы радиальных подшипников скольжения, смазываемых консистентными смазками. Применение таких подшипников в определенных случаях увеличит несущую способность узлов трения, повысит надежность их работы, а также значительно упростит конструкцию опорных узлов.

В предлагаемой работе рассматривается течение консистентной смазки как упруго-вязкопластической среды в зазоре радиального подшипника, определяются законы распределения скоростей и давления в слое смазки, заполняющей зазор. Предполагается, что вал вращается с постоянной угловой скоростью ω ; течение считаем стационарным.

Тябин и Трусов [1] показали, что при течении упруго-вязкопластической среды в зазоре плоского подшипника часть зазора в наиболее общем случае занята так называемыми «стопорными зонами». Там, где толщина слоя смазки наименьшая, стопорная зона прилегает к валу, в месте максимального зазора — к втулке подшипника, в средней части подшипника течение охватывает весь зазор.

Применяя такую картину к течению упруго-вязкопластической среды в зазоре радиального подшипника, можно прийти к выводу, что здесь слой смазки состоит из шести зон (см. рис. 1), причем зоны первая и шестая, вторая и пятая, третья и четвертая симметричны между собой.

При определении законов распределения давления воспользуемся граничными условиями половиной кривой Зоммерфельда (2), т. е. считаем, что кривая распределения давления начинается при $\varphi = 0$ и заканчивается при $\varphi = \pi$, и предполагаем, что при $\pi < \varphi < 2\pi$ давление не существует.

Принимая длину под-

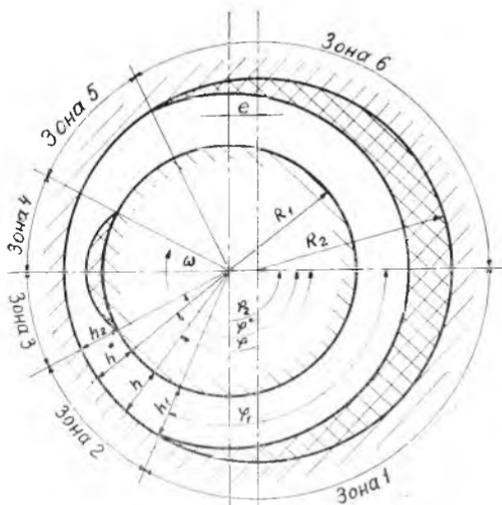


Рис. 1. Расположение зон смазки

шипника бесконечной и учитывая, что толщина слоя смазки намного меньше радиуса цапфы, т. е. $h \ll R_1$, течение упруго-вязкопластической смазки в зазоре можно считать плоским. Такое течение [1] описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x}; \quad (1)$$

$$\tau_{xy}^2 = \Theta^2 + \eta \tau_{xy} \frac{\partial v_x}{\partial y}, \quad (2)$$

где τ_{xy} — касательное напряжение;
 p — давление в слое смазки;
 η — пластическая вязкость;
 Θ — предел текучести;
 v_x — составляющая скорости.

После решения уравнения (1) при граничных условиях: при $y = y_1$, $\tau_{xy} = \tau_1$; при $y = y_2$, $\tau_{xy} = \tau_2$ и подстановки в него значения τ_{xy} из (2), получим.

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{y_2 - y_1}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial y} = \frac{\tau_2}{\eta} - \frac{1}{\eta} \cdot \frac{dp}{dx} (y_2 - y) - \frac{\Theta^2}{\eta \left[\tau_2 - \frac{dp}{dx} (y_2 - y) \right]}, \quad (4)$$

где y_1 и y_2 — ординаты границ зоны течения у поверхности вала (y_1) и втулки (y_2), отсчитываемые по нормали от поверхности вала.

Интегрирование уравнения (4) с учетом граничного условия: при $y = y_2$, $v_x = 0$ дает выражение для определения v_x :

$$v_x = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dx} (y_2 - y)^2 - \frac{\tau_2}{\eta} (y_2 - y) - \frac{\Theta^2}{\eta \frac{dp}{dx}} \ln \left(1 - \frac{dp}{dx} \cdot \frac{y_2 - y}{\tau_2} \right). \quad (5)$$

Из уравнений (4) и (5) следует, что при $\frac{dp}{dx} = 0$, $h = h^*$, $\tau = \text{const}$, т. е. в месте максимального значения давления,

$$v_x = U \left(1 - \frac{y}{h^*} \right),$$

где U — линейная скорость поверхности цапфы;
 h^* — толщина слоя смазки в том месте, где давление максимально.

Расход смазки в этом сечении:

$$q = \int_0^{h^*} v_x dy = \frac{U h^*}{2}. \quad (6)$$

Выражение (5) можно записать с сохранением угловых измерений дуг при $x = R\varphi$:

$$v_x = \frac{1}{2\eta R} \cdot \frac{dp}{d\varphi_*} (y_2 - y)^2 - \frac{\tau_2}{\eta} (y_2 - y) - \frac{R\theta^2}{\eta} \ln \left(1 - \frac{dp}{d\varphi} \frac{y_2 - y}{R\tau_2} \right), \quad (7)$$

где R — радиус цапфы;

φ — угол, отсчитываемый от входного сечения (см. рис. 1).

Законы распределения давлений и скоростей находятся после подстановки в уравнения (3) и (7) значений y_1 , y_2 , τ_1 и τ_2 , определенных для каждой зоны в зависимости от картины течения среды в зазоре.

В исследуемом течении величины зазоров h на границе между первой и второй, второй и третьей зонами определяются следующими соотношениями, найденными для плоского подшипника:

$$h_1 = \frac{3}{2} h^*; \quad h_2 = \frac{3}{4} h^*.$$

Для первой зоны ($0 < \varphi < \varphi_1$):

$$y_1 = 0; \quad \tau_2 = -\Theta. \quad (8)$$

Решая совместно уравнения (6) и (7) с учетом граничного условия: при $y = y_1$, $v_x = U$, получим

$$\tau_1 = \frac{2\eta U}{3h^*} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} \right]; \quad (9)$$

$$y_2 = \frac{3}{2} h^*. \quad (10)$$

Выражение для градиента давления:

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{4R\eta U}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right]. \quad (11)$$

Проинтегрировав с учетом граничного условия: при $\varphi = 0$, $p = 0$, получим

$$P_1 = \frac{4R\eta U}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \varphi. \quad (12)$$

Закон изменения скорости в первой зоне находится после подстановки в (7) значений y_2 , τ_2 и $\frac{dp}{d\varphi}$ из (8), (10) и (11).

В зоне 2: при $y = y_1 = 0$, $\tau_1 > \Theta$, $v_x = U$;
при $y = y_2 = h$, $\tau_2 > \Theta$, $v_x = 0$.

Легко показать, что $h = mR(1 + \varepsilon \cos \varphi)$,

где $m = \frac{R_2 - R_1}{R_1}$ — относительный зазор;

$\varepsilon = \frac{e}{R_2 - R_1}$ — относительный эксцентриситет.

τ_1 и τ_2 определяются из совместного решения уравнений (6) и (7):

$$\tau_1 = \frac{\eta U}{h^*} \left[\frac{3h^{*2}}{2h^2} - \frac{2h^*}{h} - \sqrt{\left(\frac{2h^*}{h} - \frac{3h^{*2}}{2h^2} \right)^2 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} \right]; \quad (13)$$

$$\tau_2 = \frac{\eta U}{h^*} \left[-\frac{3h^{*2}}{2h^2} + \frac{h^*}{h} - \sqrt{\left(\frac{3h^{*2}}{2h^2} - \frac{h^*}{h} \right)^2 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} \right]. \quad (14)$$

Градиент давления во второй зоне:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{d\varphi} = & \frac{R\eta U}{h^{*2}} \left\{ \frac{3h^{*2}}{m^2 R^2 (1+\varepsilon \cos \varphi)^2} - \frac{3h^{*3}}{m^3 R^3 (1+\varepsilon \cos \varphi)^3} - \frac{h^*}{mR (1+\varepsilon \cos \varphi)} \right\} \times \\ & \times \sqrt{\left[\frac{3h^{*2}}{2m^2 R^2 (1+\varepsilon \cos \varphi)^2} - \frac{h^*}{mR (1+\varepsilon \cos \varphi)} \right]^2 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} + \\ & + \frac{h^*}{mR (1+\varepsilon \cos \varphi)} \sqrt{\left[\frac{2h^*}{mR (1+\varepsilon \cos \varphi)} - \frac{3h^{*2}}{2m^2 R^2 (1+\varepsilon \cos \varphi)^2} \right]^2 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Из (13), (14), (15) видно, что при $h = h^*$,

$$\tau_1 = \tau_2 = -\frac{\eta U}{2h^*} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{2\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} \right];$$

$$\frac{dp}{d\varphi} = 0; \quad v_x = U \left(1 - \frac{y}{h^*} \right).$$

Допустим, что характер изменения $\frac{dp}{d\varphi}$ совпадает с видом этой кривой для вязкой жидкости, т. е. $\frac{dp}{d\varphi} = F(I) \frac{dp_{\text{внз}}}{d\varphi}$, где $I = \frac{\Theta h^*}{\eta U}$ — критерий Ильюшина.

Допустим, что функция $F(I)$ имеет вид [1]

$$F(I) = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + I^2} - I).$$

Тогда

$$\frac{dp}{d\varphi} = \frac{3U\eta}{m^2 R} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \left[\frac{1}{(1+\varepsilon \cos \varphi)^2} + \frac{1+\varepsilon \cos \varphi^*}{(1+\varepsilon \cos \varphi)^3} \right]. \quad (16)$$

После интегрирования с учетом граничного условия: при $\varphi = \varphi_1$, $P_{11} = P_1$, получаем

$$\begin{aligned} P_{11} = & \frac{3U\eta\varepsilon}{2m^2 R (1-\varepsilon^2)} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \left(\frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi}{(1+\varepsilon \cos \varphi)^2} - \right. \\ & - \frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi_1}{(1+\varepsilon \cos \varphi_1)^2} + \frac{1}{1-\varepsilon^2} \left[\frac{(1+3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi}{1+\varepsilon \cos \varphi^2} - \right. \\ & - \frac{(1+3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi_1}{1+\varepsilon \cos \varphi_1} - \frac{2(\varepsilon^2 + 3\varepsilon + 2 \cos \varphi^*)}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{1+\varepsilon} - \right. \\ & \left. \left. - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2}}{1+\varepsilon} \right) \right] \right) + \frac{4R\eta U}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3\Theta h^*}{\eta U} \right] \Big|_{\varphi_1}. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражение для компоненты скорости v_x во второй зоне получим после подстановки в (7) найденных значений $\frac{dp}{d\varphi}$, τ_2 , y_2 .

В третьей зоне ($\varphi_2 < \varphi < \pi$), где стопор прилегает к цапфе подшипника, граничные условия следующие:

при $y = y_1$, $\tau_1 = \Theta$, $v_x = U$;

при $y = y_2 = h$, $\tau_2 > \Theta$, $v_x = 0$.

Значения y_1 , τ_2 определяются тем же способом, что и для первой и второй зон:

$$y_1 = h^* \left(\frac{3}{2} - \frac{2h}{h^*} \right); \quad (18)$$

$$\tau_2 = - \frac{hU}{h^*} \left[\frac{2h^*}{3(2h-h^*)} - \sqrt{\frac{4h^{*2}}{9(2h-h^*)^2} - \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} \right]. \quad (19)$$

Градиент давления в третьей зоне:

$$\frac{dp}{d\varphi} = - \frac{Rr_1U}{h^{*2}} \left\{ \frac{4h^{*2}}{9(2mR + 2mR\varepsilon \cos \varphi - h^*)^2} - \frac{2h^*}{3(2mR + 2mR\varepsilon \cos \varphi - h^*)} \right. \\ \left. \times \left[\sqrt{\frac{4h^{*2}}{9(2mR + 2mR\varepsilon \cos \varphi - h^*)^2} + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \right\}. \quad (20)$$

После аппроксимации, проведенной согласно [1],

$$\frac{dp}{d\varphi} = - \frac{4Rr_1U}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \cdot \frac{(1 + \varepsilon \cos \varphi^*)^2}{(2\varepsilon \cos \varphi + 1 - \varepsilon \cos \varphi^*)^2}. \quad (21)$$

Интегрируя при граничном условии: при $\varphi = \pi$, $P_{III} = 0$, получаем закон распределения давления в третьей зоне:

$$P_{III} = \frac{8Rr_1U}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \frac{(1 + \varepsilon \cos \varphi^*)^2}{(1 - \varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2} \times \\ \times \left\{ \frac{\varepsilon \sin \varphi}{1 - \varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon \cos \varphi} - \frac{1 - \varepsilon \cos \varphi^*}{\sqrt{(1 - \varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} \right\} \times \\ \times \left[\arctg \frac{(1 - \varepsilon \cos \varphi^* - 2\varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{(1 - \varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} - \frac{\varphi}{2} \right]. \quad (22)$$

Величина h^* определяется из уравнения

$P_{II} = P_{III}$ при $\varphi = \varphi_2$ или:

$$\frac{3\varepsilon}{2m^2R^2(1-\varepsilon^2)} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \left\{ \frac{(1 + \varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi_2}{(1 + \varepsilon \cos \varphi_2)^2} - \right. \\ \left. - \frac{(1 + \varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi_1}{(1 + \varepsilon \cos \varphi_1)^2} + \frac{1}{1 - \varepsilon^2} \left[\frac{(1 + 3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi_2}{1 + \varepsilon \cos \varphi_2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{(1 + 3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi_1}{1 + \varepsilon \cos \varphi_1} - \frac{2(\varepsilon^2 + 3\varepsilon + 2 \cos \varphi^*)}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \left(\arctg \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}}{1 + \varepsilon} \right) \right] \right\} = 0$$

$$\begin{aligned}
 & - \operatorname{arctg} \left. \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2}}{1+\varepsilon} \right) \Bigg] + \frac{4}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \varphi_1 = \\
 & = \frac{8}{9h^{*2}} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{9}{4} \left(\frac{\Theta h^*}{\eta U} \right)^2} - \frac{3}{2} \frac{\Theta h^*}{\eta U} \right] \frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*)^2}{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2} \times \\
 & \quad \times \left\{ \frac{\varepsilon \sin \varphi_2}{1-\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon \cos \varphi_2} - \frac{1-\varepsilon \cos \varphi^*}{\sqrt{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} \times \right. \\
 & \quad \times \left. \left[\operatorname{arctg} \frac{(1-\varepsilon \cos \varphi^* - 2\varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2}}{\sqrt{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \quad (23)
 \end{aligned}$$

При критерии Ильюшина $I = 0,1 \div 1,0$,

$$1 + \sqrt{1+I^2} - I \approx 1 + \sqrt{1 + \left(\frac{3}{2} I \right)^2} - \frac{3}{2} I.$$

Тогда уравнение (23) запишется:

$$\begin{aligned}
 & \frac{3\varepsilon}{2m^2R^2(1-\varepsilon^2)} \left\{ \frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi_2}{(1+\varepsilon \cos \varphi_2)^2} - \frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*) \sin \varphi_1}{(1+\varepsilon \cos \varphi_1)^2} + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{1-\varepsilon^2} \left[\frac{(1+3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi_2}{1+\varepsilon \cos \varphi_2} - \frac{(1+3\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon^2) \sin \varphi_1}{1+\varepsilon \cos \varphi_1} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{2(\varepsilon^2 + 3\varepsilon + 2 \cos \varphi^*)}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2}}{1+\varepsilon} - \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{1-\varepsilon^2} \operatorname{tg} \frac{\varphi_1}{2}}{1+\varepsilon} \right) \right] \right\} + \\
 & \left. + \frac{4\varphi_1}{9h^{*2}} = \frac{8}{9h^{*2}} \cdot \frac{(1+\varepsilon \cos \varphi^*)^2}{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2} \left\{ \frac{\varepsilon \sin \varphi_2}{1-\varepsilon \cos \varphi^* + 2\varepsilon \cos \varphi_2} - \right. \\
 & \left. - \frac{1-\varepsilon \cos \varphi^*}{\sqrt{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} \left[\operatorname{arctg} \frac{(1-\varepsilon \cos \varphi^* - 2\varepsilon) \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2}}{\sqrt{(1-\varepsilon \cos \varphi^*)^2 - 4\varepsilon^2}} - \frac{\pi}{2} \right] \right\}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

После подстановки

$$\varphi^* = \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{h^*}{mR} - 1 \right) \right];$$

$$\varphi_1 = \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{3h^*}{2mR} - 1 \right) \right];$$

$$\varphi_2 = \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{3h^*}{4mR} - 1 \right) \right],$$

получим

$$\begin{aligned}
 & \frac{3\varepsilon}{2m^2R^2(1-\varepsilon^2)} \left\{ \frac{16mR \sqrt{\varepsilon^2 - \left(\frac{3h^*}{4mR} \right)^2 + \frac{3h^*}{2mR} - 1}}{9h^{*2} \varepsilon} - \right. \\
 & \left. - \frac{4mR \sqrt{\varepsilon^2 - \left(\frac{3h^*}{2mR} \right)^2 + \frac{3h^*}{mR} - 1}}{9h^{*2} \varepsilon} + \frac{1}{1-\varepsilon^2} \times \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[\frac{\left(-2 + \frac{3h^*}{mR} + 2\varepsilon^2\right) \sqrt{\varepsilon^2 - \left(\frac{3h^*}{4mR}\right)^2 + \frac{3h^*}{2mR} - 1 \cdot 4mR}}{3h^* \varepsilon} - \right. \\
& \left. \frac{2mR \left(-2 + \frac{3h^*}{mR} + 2\varepsilon^2\right) \sqrt{\varepsilon^2 - \left(\frac{3h^*}{2mR}\right)^2 + \frac{3h^*}{mR} - 1}}{3h^* \varepsilon} - \right. \\
& \left. \frac{2 \left[\varepsilon^2 + 3\varepsilon + \frac{2}{\varepsilon} \left(\frac{h^*}{mR} - 1 \right) \right]}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(4mR\varepsilon - 3h^* + 4mR)(1 - \varepsilon^2)}{(4mR\varepsilon + 3h^* - 4mR)(1 + \varepsilon)^2}} - \right. \right. \\
& \left. \left. - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{(2mR\varepsilon - 3h^* + 2mR)(1 - \varepsilon^2)}{(2mR\varepsilon + 3h^* - 2mR)(1 + \varepsilon)^2}} \right) \right] + \frac{4}{9h^{*2}} \arccos \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{3h^*}{2mR} - 1 \right) \right] = \\
& = \frac{8}{9} \cdot \frac{1}{(2mR - h^*)^2 - 4(mR\varepsilon)^2} \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon^2 - \left(\frac{3h^*}{4mR}\right)^2 + \frac{3h^*}{2mR} - 1 \cdot 2mR}}{5h^*} - \right. \\
& \left. - \frac{2 - \frac{h^*}{mR}}{\sqrt{\left(2 - \frac{h^*}{mR}\right)^2 - 4\varepsilon^2}} \left[\operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{4mR\varepsilon - 3h^* + 4mR}{4mR\varepsilon + 3h^* - 4mR}} \times \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. \times \frac{2 - \frac{h^*}{mR} - 2\varepsilon}{\sqrt{\left(2 - \frac{h^*}{mR}\right)^2 - 4\varepsilon^2}} - \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\}. \quad (25)
\end{aligned}$$

Решение данного уравнения на ЭЦВМ дает зависимость h^* (или φ^*) от ε при заданных значениях зазора mR .

ЛИТЕРАТУРА

1. Трусов С. А., Тябин Н. В. Реодинамическая теория плоского подшипника с упруго-вязкопластической смазкой. Сб. «Пластичные смазки», Киев, «Наукова думка», 1971.
2. Зоммерфельд А. К гидродинамической теории смазки, М.—Л., ГТТИ, 1934.

Б. П. ДЬЯЧЕНКО, Г. Д. ЕВСТАФЬЕВ,
В. Н. ЕРФИЛОВ, А. П. СТАРОСТИНА

ОБОРУДОВАНИЕ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ВЯЗКОУПРУГИХ СВОЙСТВ ЖИДКОСТЕЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Для исследований вязкоупругих свойств жидкостей при высоких давлениях сконструированы и изготовлены датчик (рис. 1) и комплекс испытательной аппаратуры (рис. 2), включающий