

Из приведенных зависимостей для жесткостей  $c_y, c_z$  видно, что собственные частоты колебаний консольно подвешенного тела при наличии переносного вращения существенно нелинейно зависят от угловой скорости этого вращения.

Зависимость безразмерной частоты вертикальных колебаний от безразмерного параметра  $al$  приведена на рис. 2.

УДК 532.135:621.822

Ю.М. ПИКУС, Г.Н. АЛЕХНОВИЧ

## ТЕЧЕНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ВЯЗКОПЛАСТИЧНОЙ СРЕДЫ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПАРЕ ТРЕНИЯ

Рассмотрим гидродинамику ламинарного изотермического смазочного слоя, образованного подачей среды через центральное отверстие в зазор между концентрическими невращающимися сферическими поверхностями (рис. 1). Поверхности трения радиусов  $R$  и  $R_0$  ( $R = R_0 + h$ ,  $h \ll R$ ,  $h \ll R_0$ ,  $h = \text{const}$ ) осесимметричны и ограничены углом  $\varphi_{\kappa} \leq \varphi \leq \varphi_0$ . В пределах  $0 \leq \varphi \leq \varphi_{\kappa}$  течение не рассматривается, а давление принято постоянным и равным давлению подачи  $p_{\kappa}$ .

В качестве реологической модели среды примем уравнение

$$\tau_{ik} = 2(\tau_0/I + kI^{n-1})\dot{e}_{ik},$$

где  $\tau_{ik}, \dot{e}_{ik}$  — соответственно компоненты тензоров напряжений трения и скоростей деформации;  $\tau_0, k, n$  — реологические параметры;  $I$  — интенсивность скоростей деформации:  $I = \sqrt{2\dot{e}_{ik}\dot{e}_{ki}}$ .

Используя обобщенные уравнения теории смазки [1] и переходя к сферическим координатам ( $q_1 = \varphi, q_2 = \theta, q_3 = r$ ), связанным с внутренней поверхностью трения (см. рис. 1), представляем систему исходных уравнений в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{1}{R_0} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v_{\varphi} \sin \varphi) &= 0, \\ \frac{1}{R_0} \frac{\partial p}{\partial \varphi} &= \frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial r}, \quad \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \\ \tau_{r\varphi} &= \left( \frac{\tau_0}{I} + kI^{n-1} \right) \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r}, \\ I &= \left| \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} \right|. \end{aligned}$$

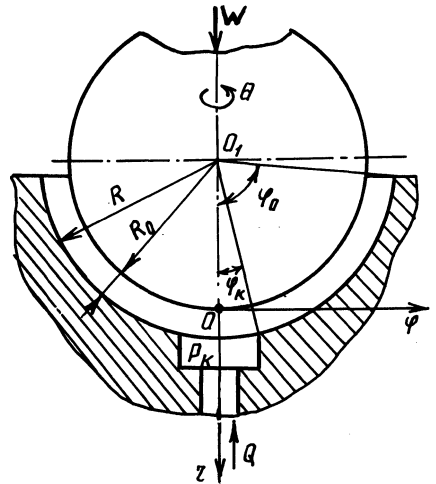


Рис. 1. Сферическая пара трения с постоянным зазором

Применяя методы решения задач теории гидростатической смазки [2], а также учитывая граничные условия прилипания для скорости и условия  $p|_{\varphi=\varphi_0} = 0$ ,  $p|_{\varphi=\varphi_k} = p_k$ , получаем распределение давления в зазоре пары трения

$$p = \frac{2n+1}{n+1} \frac{2R_0\tau_0}{h} (\varphi_0 - \varphi) + \frac{kQ^n R_0^{1-n}}{(4\pi n)^n} \times$$

$$\times \left(\frac{2}{h}\right)^{2n+1} (2n+1)^n \int_{\varphi}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{(\sin\varphi)^n} \quad (1)$$

и зависимость расхода от давления подачи среды

$$Q = [p_k - \left(\frac{2n+1}{n+1}\right) \frac{2R_0\tau_0}{h} (\varphi_0 - \varphi_k)]^{1/n} \times$$

$$\times \frac{\pi n h^{(2n+1)/n} R_0^{(n-1)/n}}{[\int_{\varphi_k}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{\sin^n \varphi}]^{1/n} [(2k)^{1/n} (2n+1)]} \quad (2)$$

Несущая способность пары трения  $W$  находится подстановкой (1) в соотношение

$$W = \int_0^{\varphi_0} \int_0^{\varphi_k} p_k R_0 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi d\theta + \int_0^{\varphi_0} \int_{\varphi_k}^{\varphi} p R_0 \sin \varphi \cos \varphi d\varphi d\theta \quad (3)$$

Формулы для линейно-вязкопластичной среды Шведова–Бингами можно получить подстановкой  $n = 1$ ,  $k = \mu_p$  в формулы (1)–(3) общего решения. После ряда преобразований имеем:

$$Q = \frac{\pi h^3}{\operatorname{tg}(\varphi_0/2)} [p_k - \frac{3\tau_0 R_0}{h} (\varphi_0 - \varphi_k)] ,$$

$$\frac{6\mu_p \ln \frac{\operatorname{tg}(\varphi_0/2)}{\operatorname{tg}(\varphi_k/2)}}{\operatorname{tg}(\varphi_k/2)}$$

$$W = \frac{6\mu_p Q R_0^2}{h^3} (\cos \varphi_k - \cos \varphi_0) + \frac{3\pi R_0^3 \tau_0}{2h} \times$$

$$\times [(\varphi_0 - \varphi_k) - \frac{1}{2} (\sin 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_k)] .$$

При  $\tau_0 = 0$ ,  $n = 1$ ,  $k = \mu$  получим известные формулы для ньютоновской жидкости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. П и к у с Ю.М., А л е х н о в и ч Г.Н. Обобщение уравнений теории смазки реологически сложными жидкостями // Теорет. и прикл. механика. – Мн., 1987. – Вып. 14. – С. 122–130. 2. П и к у с Ю.М. Гидростатическая смазка вязкопластичными и вязкими жидкостями. – Мн., 1981. – 192 с.

УДК 532.135:537.212

В.М. НОСОВ

### ВЛИЯНИЕ МОМЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВРАЩЕНИЯ РОТАЦИОННЫХ ЭЛЕКТРОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Большинство работ, касающихся изучения ротационных электрореологических преобразователей, посвящено исследованию их скоростных характеристик [1]. Однако для практического использования большую важность представляет изучение их моментных характеристик. Вращающий момент ротора определяется экспериментально по приложенному максимальному моменту сопротивления, вызванному регулируемой силой трения и требуемому для полной остановки ротора.

Как видно из рис. 1, *a*, вращающий момент с ростом приложенного напряжения увеличивается сначала линейно, а в дальнейшем наблюдается тенденция

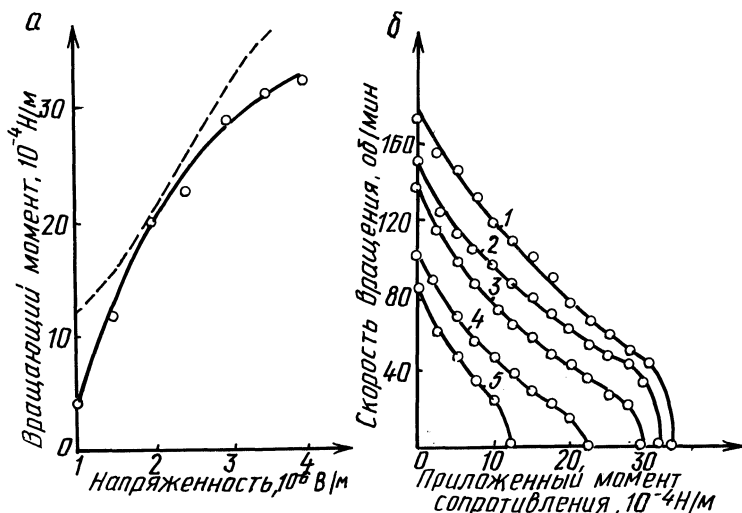


Рис. 1. Зависимость вращающего момента от напряженности электрического поля  $E$  (*a*) (штриховая линия – теоретические значения, точки и сплошная линия – экспериментальные данные) и скорости вращения от приложенного момента сопротивления при различных напряженностях  $E$  (*б*):

1 –  $4 \cdot 10^6$  В/м; 2 – 3,5; 3 – 3; 4 – 2; 5 –  $1,5 \cdot 10^6$  В/м