

3. Гутьяр Е. М. Распределение давлений между шипом и втулкой при малом зазоре между ними. «Доклады МИИСХП», том 1, вып. 5, 1964

4. Цфас Б. С., Фролов Н. В. Давления цилиндрической штанги на опору при малом зазоре между опорой и штангой. «Известия вузов, Машиностроение», 1965, № 2.

5. Цфас Б. С., Фролов Н. В. Давление и трение в цилиндрической вращательной паре, несущей поперечную равномерно распределенную по длине нагрузку. Сборник научных трудов Куйбышевского филиала ВЗИИТ, вып. 1, 1967.

6. Цфас Б. С. О работе шипа в подшипнике. «Известия вузов. Машиностроение», 1971, № 5.

Д. С. КОДНИР

НЕКОТОРЫЕ НОВЫЕ РЕШЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ КОНТАКТНО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

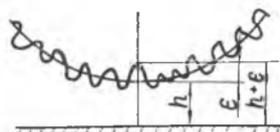
1. Соображения о контактной гидродинамике шероховатых поверхностей

До настоящего времени еще не опубликовано ни одного решения контактно-гидродинамической задачи для шероховатых поверхностей. Имеются лишь замечания о важности этого вопроса и решения гидродинамических задач для недеформируемых поверхностей [1, 2]. Приведем статистически-стохастическое рассмотрение влияния шероховатости на контактную гидродинамику по аналогии с работой Кристенсена [1], выполненной ранее для жестких поверхностей.

Будем определять толщину смазочного слоя, как сумму номинальной толщины (соответствующей средней гладкой поверхности) и случайной переменной величины (рис. 1) $\bar{h}(x) = h(x) + \epsilon$. Здесь $\bar{h}(x)$ — суммарная толщина пленки — случайная величина; $h(x)$ — детерминированная составляющая толщины пленки, ее номинальная величина; ϵ — случайная переменная величина — приведенная величина выступа неровностей обеих поверхностей от средней линии.

Предполагается, что $\bar{h}(x)$ имеет такой вид, при котором допустимо использование уравнения Рейнольдса.

Функцию плотности вероятности высоты шероховатости определим, как Кристенсен и Тондер, с помощью полиномиальной аппроксимации закона Гаусса (рис. 2):



$$f(\epsilon) = \frac{35}{32c_1} \left[1 - \left(\frac{\epsilon}{c_1} \right)^2 \right] \text{ при } |\epsilon| \leq c_1.$$

Если же $|\epsilon| > c_1$, то $f(|\epsilon|) = 0$. Здесь c_1 — половина интервала значения случайной переменной толщины слоя.

Для плоской гидродинамической задачи при однородной изотропной шерохо-

Рис. 1. Определение статистической толщины слоя смазки

ватости при ньютоновском поведении жидкости уравнение Рейнольдса для среднего ожидаемого давления $\bar{\kappa}_0$ имеет вид [1]

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{d\bar{\kappa}_0}{dx} E(\bar{h}^3) \right] = -6\mu_0(U_a + U_b) e^{\bar{n}\bar{\kappa}_0} \cdot \frac{dE(\bar{h})}{dx}. \quad (1)$$

Здесь x — координата в направлении, обратном движению трущихся поверхностей;

$U_a + U_b$ — суммарная скорость движения поверхностей;

μ_0 — вязкость масла при атмосферном давлении;

n — пьезокэффициент вязкости $\mu = \mu_0 e^{\bar{n}\bar{\kappa}_0}$;

$E(\bar{h})$ — оператор математического ожидания величины \bar{h} ; $E(\bar{h}^3)$ — оператор математического ожидания величины \bar{h}^3 , $E(\bar{h}^3) =$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} (\bar{h})^3 f(\epsilon) d\epsilon.$$

Элементарные расчеты показывают, что $E(\bar{h}) = h$;

$$E(\bar{h}^3) = h^3 + \frac{hc_1^2}{3}.$$

Таким образом, решение контактно-гидродинамической задачи для шероховатых поверхностей при стохастическом рассмотрении сводится к совместному решению системы уравнений для безразмерных величин:

$$\frac{d\bar{\kappa}}{dz} = \frac{1-H}{H^3} e^{B\bar{n}\bar{\kappa}} \cdot \frac{1}{1 + \frac{\alpha^2}{3} \frac{1}{H^2}}; \quad (2)$$

$$H = 1 - \alpha^2 + z^2 + C\bar{\kappa}, \quad (3)$$

где $\alpha = \frac{C_1}{h_0}$; $\bar{\kappa} = \frac{\bar{\kappa}_0}{B}$; $H = \frac{h}{h_0}$; $z = \frac{x}{B_1}$;

h_0 — толщина смазочного слоя в точке экстремума давления;

$$B_1 = \sqrt{\frac{2h_0}{\lambda_a \pm \lambda_b}}; \quad B = \frac{6\mu_0(U_a + U_b)}{h_0^2} B_1;$$

C — коэффициент деформации (см. [3]);

$\lambda_a \pm \lambda_b$ — приведенная или эффективная кривизна номинальных поверхностей до деформации.

Решение этой системы производится, как и ранее в [3]. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 3 и в табл. 1.

Полученные результаты показывают, что с увеличением шероховатости гидродинамическая грузоподъемность снижается

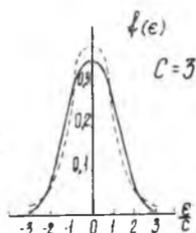


Рис. 2. Функция плотности вероятности

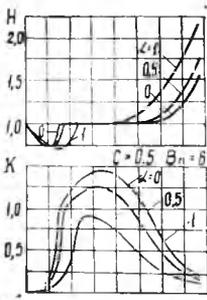


Рис. 3. Формы зазора и эпюры давления для шероховатых поверхностей

мало. Так, например, при $\alpha=0,5$ снижение не превышает 20% и лишь для гипотетического случая ($\alpha=1$) доходит до двух раз. Эксперименты Напела и Босми [4] качественно подтверждают этот теоретический результат.

Отметим, что полученное является лишь начальной стадией решения контактно-гидродинамической задачи для шероховатых поверхностей, т. к. сюда необходимо добавить решение нестационарной неизотермической задачи для неньютоновской жидкости. Кроме того, при значительном соотношении высоты неровности к толщине слоя необходимо учесть также влияние турбулентности.

2. Решение изотермической контактно-гидродинамической задачи для ньютоновской жидкости при произвольной зависимости вязкости от давления

До последнего времени все опубликованные решения контактно-гидродинамической задачи производились при зависимости вязкости (μ) от давления (κ_0) по закону Баруса ($\mu = \mu_0 \cdot e^{n\kappa_0}$). Только в работе [5] сделана попытка получить решение в размерном виде для нескольких частных случаев сочетания нагрузки, скорости движения, вязкости и приведенной кривизны при зависимости вязкости от давления в виде

$$\mu = \mu_0 e^{(n\kappa_0)^{1/3}} \quad (4)$$

Действительно, часто зависимость вязкости от давления отклоняется от закона Баруса. Поэтому полагаем целесообразным получить решение контактно-гидродинамической задачи для более общей зависимости вязкости от давления

$$\mu = \mu_0 e^{(n\kappa_0)^\beta}, \quad (5)$$

где $0 \leq \beta \leq 1$.

Переходя от размерных к безразмерным параметрам, мы решали совместно систему уравнений

$$\frac{d\kappa}{dz} = \frac{1-H}{H^3} e^{(Bn\kappa)^\beta}; \quad (6)$$

$$H = 1 - a^2 + z^2 + C\kappa. \quad (3)$$

Результаты расчета приведены в табл. 2. Построив графики зависимости безразмерной погонной несущей способности K и от $K/K_\beta = 1$, получим возможность при интерполяции находить значения для любого $0 \leq \beta \leq 1$.

Результаты расчета шероховатых поверхностей

C	B_n	α	a	H_m	κ_{\max}	K	$\frac{K}{K_{\alpha=0}}$
0,5	3	0	-0,507	0,806	0,263	0,349	1,00
		0,2	-0,507	0,806	0,259	0,349	1,00
		0,5	-0,510	0,799	0,250	0,335	0,96
		1	-0,523	0,780	0,223	0,308	0,88
0,5	6	0	-0,851	0,705	1,450	1,77	1,00
		0,2	-0,843	0,708	1,421	1,72	0,97
		0,5	-0,795	0,709	1,264	1,41	0,80
		1	-0,677	0,709	0,916	0,84	0,47
0,5	9	0	-1,68	0,628	5,64	12,7	1,00
		0,2	-1,65	0,627	5,45	12,1	0,95
		0,5	-1,65	0,615	5,44	12,0	0,94
		1	-1,46	0,575	4,26	8,3	0,65
0,5	12	0	-2,50	0,604	12,5	41,7	1,00
		0,5	-2,5	0,594	12,5	41,7	1,00
		1	-2,5	0,580	12,5	41,7	1,00
1	3	0	-0,600	0,799	0,282	0,387	1,00
		0,5	-0,597	0,792	0,263	0,372	0,96
		1	-0,595	0,772	0,236	0,344	0,89
1	6	0	-1,000	0,712	1,13	1,68	1,00
		0,5	-0,996	0,705	0,99	1,42	0,85
		1	-0,885	0,688	0,78	1,03	0,61
1	9	0	-1,84	0,636	3,39	8,40	1,00
		0,5	-1,84	0,633	3,38	8,40	1,00
		1	-1,63	0,620	2,66	5,86	0,70

Таким образом, если задан сорт масла, известна зависимость его вязкости от давления (β), легко найти при выбранной величине h_0 и остальным параметрам безразмерную и размерную погонную грузоподъемность (K и K_0). Однако нам кажется, что такой вид зависимости вязкости от давления не соответствует опыту, т. к. при зависимости типа (5) производная по давлению от логарифма вязкости в начале области трения (при $\kappa_0=0$) имеет бесконечную величину. В действительности же тангенс угла наклона кривой зависимости вязкости от давления в полулогарифмических координатах имеет всегда ограниченную величину.

Результаты решения контактно-гидродинамической изотермической стационарной задачи для жидкости с вязкостью, зависящей от давления по закону

$$\mu = \mu_0 e^{(nk_s)\beta}$$

C	Bn	β	a	H_m	κ_{\max}	K	$\frac{K}{K_{\beta=1}}$
0,2	6	1	-0,681	0,71	2,32	2,30	1
		0,5	-0,488	0,80	0,55	0,59	0,26
		0	-0,480	0,81	0,48	0,70	0,30
0,2	9	1	-1,57	0,60	12,3	25,7	1
		0,5	-0,561	0,77	1,32	1,18	0,046
		0,2	-0,495	0,81	0,55	0,67	0,026
		0	-0,48	0,81	0,48	0,70	0,027
0,2	12	1	-2,41	0,57	29,00	93,2	1
		0,5	-0,94	0,69	4,42	5,67	0,061
		0,2	-0,502	0,81	0,61	0,80	0,0086
		0	-0,48	0,81	0,48	0,70	0,0075
0,5	6	1	-0,86	0,70	1,44	1,76	1
		0,5	-0,61	0,78	0,63	0,76	0,43
		0	-0,54	0,81	0,50	0,77	0,44
0,5	9	1	-1,68	0,62	5,65	12,6	1
		0,5	-0,858	0,73	1,46	1,89	0,15
		0,2	-0,616	0,80	0,60	0,85	0,067
		0	-0,54	0,81	0,50	0,77	0,061
0,5	12	1	-2,5	0,59	12,5	41,7	1
		0,5	-1,24	0,70	3,07	5,26	0,13
		0,2	-0,635	0,80	0,66	0,92	0,022
		0	-0,54	0,81	0,50	0,77	0,018
1	6	1	-1,00	0,71	1,00	1,68	1
		0,5	-0,86	0,76	0,72	1,05	0,62
		0	-0,80	0,81	0,54	0,95	0,56
1	9	1	-1,84	0,65	3,39	8,30	1
		0,8	-1,62	0,68	2,54	5,16	0,62
		0,5	-1,18	0,73	1,39	2,40	0,29
		0,2	-0,83	0,79	0,66	1,06	0,13
		0	-0,80	0,81	0,54	0,95	0,11
1	12	1	-2,66	0,62	7,08	26,0	1
		0,5	-1,24	0,69	3,07	5,27	0,20
		0,2	-0,87	0,79	0,73	1,21	0,05
		0	-0,80	0,81	0,54	0,95	0,04

C	Bn	μ	a	H_m	κ_{\max}	K	$\frac{K}{K_{\mu=1}}$
3	6	1	-1,57	0,74	0,82	1,80	1
		0,5	-1,55	0,77	0,80	1,78	0,99
		0	-1,34	0,83	0,64	1,52	0,84
3	9	1	-2,40	0,69	1,92	6,14	1
		0,5	-1,97	0,75	1,29	3,50	0,57
		0	-1,34	0,83	0,64	1,52	0,25
3	12	1	-3,18	0,67	3,37	14,29	1
		0,5	-2,50	0,73	2,08	7,24	0,51
		0	-1,34	0,83	0,64	1,52	0,11

Поэтому лучше принять вместо (5) новую зависимость

$$\mu = \mu_0 \exp \left[\frac{(a_1 + a_2 T) H_0}{1 + a_3 k_0} \right] \quad (7)$$

или при зависимости логарифма вязкости от давления в виде двух отрезков ломаной прямой (перегиб при $K_{\text{опер}}$)

$$\mu = \mu_0 e^{n_1 k_0} \cdot \left[1 + e^{12 \left(\frac{k_0}{K_{\text{опер}}} - 1 \right)} \right]^{\frac{n_2 - n_1}{12} K_{\text{опер}}} \quad (8)$$

Соответственно изменится уравнение (6).

В данной статье в связи с ограниченностью ее объема мы лишены возможности привести результаты расчета для двух последних случаев. Качественно они весьма сходны с результатами, приведенными в табл. 2.

3. Решение приближенной неизоэтермической контактно-гидродинамической задачи при качении со скольжением и ньютоновским поведением жидкости

До сих пор почти во всех решениях контактно-гидродинамической задачи производилось раздельное определение толщины смазочного слоя при чистом качении и сил трения при скольжении. (Отметим, что при определении сил трения использовалась толщина слоя, найденная при чистом качении).

Таким образом, почти не было теоретических решений, показывавших, как снижается толщина слоя за счет неизоэтермического процесса трения. Некоторым исключением является статья Гринвуда и Каузлариха [6]. Однако они получили свое реше-

ние только для случая чистого качения, когда влияние неизотермичности минимальное.

В настоящей работе приведено приближенное решение контактно-гидродинамической задачи в случае любой комбинации качения со скольжения (начиная от чистого качения и заканчивая чистым скольжением) и при этом впервые одновременно учитываются касательные напряжения, возникающие как при качении, так и при скольжении.

Стремясь упростить аналитические выкладки, мы приняли гиперболическую зависимость вязкости от температуры T .

Задача сводится к совместному решению системы:

$$\frac{d\kappa_0}{dx} = \frac{\partial \tau}{\partial y}; \quad -\lambda \frac{d^2 T}{dy^2} = \tau \frac{\partial u}{\partial y}; \quad \tau = \mu \frac{du}{\partial y}; \quad \mu = \frac{\mu_s}{1 + \alpha(T - T_s)}. \quad (9)$$

Здесь y — координата в направлении поперек смазочного слоя;

τ — касательное напряжение в данной точке слоя;

u — скорость частицы масла в данной точке;

λ — коэффициент теплопроводности масла;

μ_s и T_s — вязкость и температура на поверхности трения;

α — экспериментальный коэффициент, зависящий от давления.

Если вязкость масла была бы постоянной поперек сечения, то температура распределялась по закону параболы 4 степени. За счет переменной вязкости температура должна распределяться по параболе меньшей степени. Для упрощения выполнено два решения: в одном температура поперек слоя распределена по параболе 4, в другом — по параболе 2 степени.

$$1) T = T_m - (T_m - T_s) \left(\frac{2y}{h} - 1 \right)^4 \quad 2) T = T_m - T_m - T_s \left(\frac{2y}{h} - 1 \right)^2. \quad (10)$$

Здесь T_m — максимальная температура в среднем слое.

Введем обозначения:

$$\Theta = \alpha(T_m - T_s) \quad (11) \quad \varphi = \frac{U_a - U_b}{U_a + U_b} \quad (12) \quad \Phi = \frac{h^2}{6\mu_s(U_a + U_b)} \cdot \frac{d\kappa_0}{dx} \quad (13)$$

и перейдем, как и ранее, к безразмерным параметрам.

Тогда в первом случае получим систему:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\kappa}{dz} \right)_{IV} &= \frac{1-H}{H^3} e^{B\kappa} \cdot \frac{1}{1+0,57\Theta} \\ H &= 1 - a^2 + z^2 + C\kappa \\ \left(\frac{\lambda}{\mu_s \alpha (U_a + U_b)^2} \right)_{IV} &= \frac{1}{8\Theta} \left\{ \left(\frac{\varphi}{1 + \frac{4}{5}\Theta} - 3\Phi \right)^2 \left(1 + \frac{14}{15}\Theta \right) + \right. \\ &+ 4\Phi \left(\frac{\varphi}{1 + \frac{4}{5}\Theta} - 3\Phi \right) \left(1 + \frac{34}{35}\Theta \right) + \frac{9\Phi^2}{2} \left(1 + \frac{69}{70}\Theta \right) \left. \right\} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Во втором случае — иная система:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d\kappa}{dz}\right)_{II} &= \frac{1-H}{H^3} e^{Bn\kappa} \cdot \frac{1}{1+0,4\Theta} \\ H &= 1 - a^2 + z^2 + C_k \\ \left(\frac{\lambda}{\mu_s \alpha (U_a + U_b)^2}\right)_{II} &= \frac{1}{8\Theta} \times \\ &\left\{ \left(\frac{\varphi}{1 + \frac{2}{3}\Theta} - 3\Phi\right)^2 \left(1 + \frac{5}{6}\Theta\right) + \right. \\ &+ 4\Phi \left(\frac{\varphi}{1 + \frac{2}{3}\Theta} - 3\Phi\right) \times \\ &\left. \left(1 + \frac{9}{10}\Theta\right) + \frac{9\Phi^2}{2} \left(1 + \frac{14}{15}\Theta\right) \right\}. \end{aligned} \right\} (15)$$

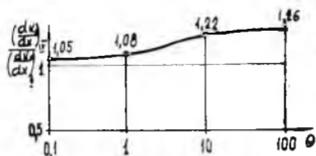
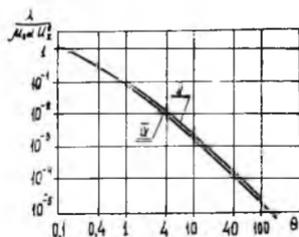


Рис. 4. Различие решений при температуре, распределенной поперек слоя по параболе IV и II степеней

Результаты расчетов в этих двух случаях расходятся весьма мало (рис. 4). Поэтому очевидно, что принятие произвольного закона распределения температуры поперек сечения не приводит к существенной погрешности.

Чтобы оценить, какова поправка на неизотермичность процесса, обратим внимание, что в реальных случаях для Θ характерны значения $\Theta=1$ и $\Theta=10$. Соответствующая поправка для эпоры давления (при сохранении длины зоны контакта) достигает 40—57% и 500—670%.

Эта оценка является весьма приближенной и заниженной. Например, при $C=0,5$; $Bn=6$; $\varphi=0$;

$$\left(\frac{\lambda}{\mu_s \alpha (U_a + U_b)^2}\right)_{IV} = 1 \text{ найдено } K = 1,13; H_m = 0,73;$$

$\kappa_{\max} = 1,1$; $\Theta_m = 0,177$; $\frac{K}{K_{\text{изотерм}}} = 0,645$. Соответствующая оценка — 0,9.

При $C=0,5$; $Bn=6$; $\varphi=1$; $\left(\frac{\lambda}{\mu_s \alpha (U_a + U_b)^2}\right)_{IV} = 1$ найдено $K=0,36$; $H_m=0,81$; $\kappa_{\max}=0,35$; $\Theta_m=0,71$; $\frac{K}{K_{\text{изотерм}}}=0,205$. Соответствующая оценка — 0,7.

4. Решение изотермической контактно-гидродинамической задачи для максвелловской жидкости при большой и малой степенях неньютоновости

Как известно, для максвелловской жидкости $\mu_{эф} = \frac{\mu}{1 + \left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}$,

где t_p — время релаксации. Заменяя $\mu_{эф} = \frac{\tau}{\frac{\partial u}{\partial y}}$, получим

$$\frac{\tau}{\mu} t_p = \frac{t_p \frac{\partial u}{\partial y}}{1 + \left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)^2}. \quad (16)$$

Для решения контактно-гидродинамической задачи отсюда нужно получить значение $t_p \frac{\partial u}{\partial y}$. Раскладывая корень квадратный в ряд, найдем

$$\begin{aligned} \left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 &= \frac{\tau}{\mu} t_p + \left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^3 + 2\left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^5 + 5\left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^7 + \dots; \\ \left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)_2 &= \frac{\mu}{\tau t_p} - \frac{\tau}{\mu} t_p - \left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^3 - 2\left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^5 - 5\left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^7 - \dots \end{aligned}$$

Приближенно можно принять

$$\left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)_1 = \frac{\tau}{\mu} t_p + 4\left(\frac{\tau}{\mu} t_p\right)^3 \quad \text{при } t_p \frac{\partial u}{\partial y} \leq 1; \quad (17)$$

$$\left(t_p \frac{\partial u}{\partial y}\right)_2 = \frac{\mu}{\tau t_p} - 2\frac{\tau}{\mu} t_p \quad \text{при } t_p \frac{\partial u}{\partial y} \geq 1. \quad (18)$$

В зоне малых градиентов давления при $t_p \frac{\partial u}{\partial y} \leq 1$ в результате интегрирования получим видоизмененное уравнение типа Рейнольдса

$$\frac{6\mu(U_a + U_b)(h_0 - h)}{h^3} = \frac{d\kappa_0}{dx} + \frac{3}{5} \left(\frac{ht_p}{\mu}\right)^2 \left(\frac{d\kappa_0}{dx}\right)^3. \quad (19)$$

При большой степени неньютоновости при $t_p \frac{\partial u}{\partial y} \geq 1$ соответственно получим

$$\left(\frac{d\kappa_0}{dx}\right)^3 + \frac{6\mu(U_a + U_b)(h_0 - h)}{h^3} \left(\frac{d\kappa_0}{dx}\right)^2 - \frac{6\mu^2}{h^2 t_p^2} \frac{d\kappa_0}{dx} + \frac{21}{5} \frac{\mu^3}{h^3 t_p^3} = 0. \quad (20)$$

Переходя, как и ранее, к безразмерным параметрам и вводя обозначение

$$H_1 = \frac{h_0}{(U_a + U_b) t_p}, \quad (21)$$

получим при малой степени неньютоновости $H_1 \gg$

$$\gg 6H \left| \frac{dk}{dz} \right| e^{-B\eta k}$$

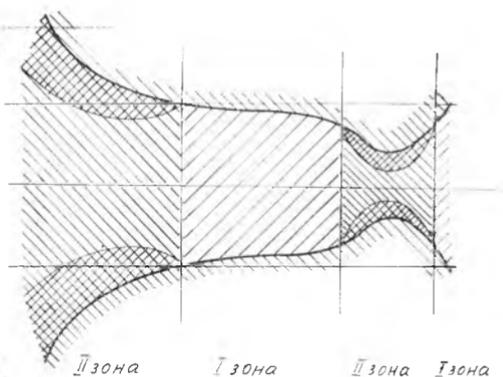
$$\left(\frac{dk}{dz} \right)^3 + \frac{5}{108} \left(\frac{H_1}{H} \right)^2 \frac{dk}{dz} \times$$

$$\times e^{2B\eta k} - \frac{5}{108} \left(\frac{H_1}{H} \right)^2 \times$$

$$\times \frac{1-H}{H^3} e^{3B\eta k} = 0;$$

$$H = 1 - a^2 + z^2 + Ck.$$

(22)



При большой степени неньютоновости $H_1 \leq 6H \times$

$$\times \left| \frac{dk}{dz} \right| e^{-B\eta k}$$

$$\left(\frac{dk}{dz} \right)^3 + \frac{1}{2} \frac{1-H}{H^3} \left(\frac{dk}{dz} \right)^2 e^{B\eta k} - \frac{1}{6} \left(\frac{H_1}{H} \right)^2 \frac{dk}{dz} e^{2B\eta k} + \frac{7}{360} \left(\frac{H_1}{H} \right)^3 e^{3B\eta k} = 0$$

$$H = 1 - a^2 + z^2 + Ck. \quad (23)$$

В этой зоне $\left| \frac{dk}{dz} \right| \gg 0$.

Численное решение этой задачи показывает, что в области трения возникают две зоны, причем они занимают определенное место как по толщине смазочного слоя, так и по длине площадки контакта (рис. 5).

5. Решение неизотермической контактно-гидродинамической задачи для максвелловской жидкости при большой степени неньютоновости

Как показано в предыдущем разделе, при большой степени неньютоновости следует принять

$$\frac{du}{dy} = \frac{\mu}{\tau t_p^2} - 2 \frac{\tau}{\mu}. \quad (24)$$

В работе [7] мы рассмотрели лишь случай малой степени неньютоновости. Используя (24) и применяя ту же методику, что и

в [7], получим номограмму (рис. 6) для определения $Y = \frac{\mu_{эф}}{\mu_s}$

в зависимости от $X = \frac{(U_a - U_b)^2 \beta \cdot \nu_s}{8 \cdot 427 \lambda}$ и $C_1 = \frac{t_p^2 (U_a - U_b)^2}{3h^2}$. Здесь

зависимость вязкости от температуры поперек сечения смазочного

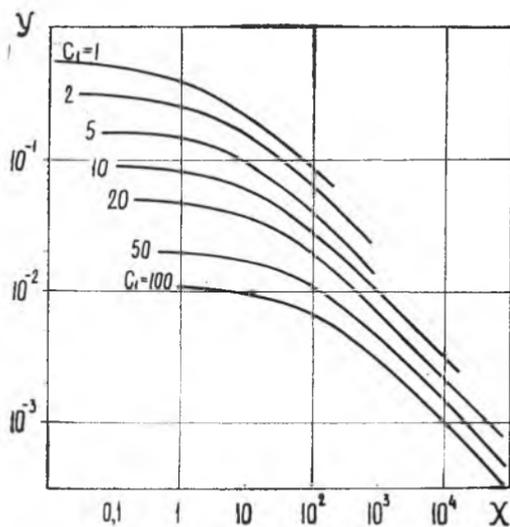


Рис. 6. Номограмма для определения $Y \frac{\mu_{эф}}{\mu_s}$

слоя принята в виде $\mu = \alpha e^{-\beta T}$. Таким образом, Y показывает, во сколько раз снижается эффективная вязкость по сравнению с ньютоновской на трущейся поверхности за счет как неньютоновского поведения, так и неизотермического процесса.

Касательное напряжение в данном сечении смазочного слоя определяется формулой

$$\tau = \mu_s \frac{U_a - U_b}{h} Y. \quad (25)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Кристенсен Г., Тондер К. Гидродинамическая смазка подшипника конечной ширины с шероховатыми поверхностями. Труды Американского общества инженеров-механиков. Проблемы трения и смазки. т. 93, № 3, 1971, стр. 9—12.
2. S. T. Tzeng, E. Saibel Surface Roughness Effect on Slider Bearing Lubrication, ASLE Transactions, v 10, p 334—338, 1973.
3. Коднир Д. С. Контактно-гидродинамическая теория смазки. Куйбышевское книжное издательство, 1963, стр. 3—182.
4. W. E. Napei, R. Vosma. The Influence of Surface Roughness on the Capacitive Measurement of Film Thickness in Elastohydrodynamic Contacts. Proc. Instn. Mech. Engrs, 1970—1971, v 185, 37/71, p 635—639.
5. Петрусевич А. И. Упрощенный метод решения контактно-гидродинамических задач. «Машиноведение», 1971, № 6, стр. 72—76.
6. Гринвуд И. А., Каузларих И. И. Нагрев масла за счет трения на входе в зону упруго-гидродинамического контакта. Труды Амери-

канского общества инженеров-механиков. Проблемы трения и смазки. т. 95, № 4, 1973, стр. 20—30.

7. Код нир Д. С. Неизотермическая стационарная задача для не-ньютоновской жидкости. Контактно-гидродинамическая теория смазки и ее практическое применение в технике. Труды I Всероссийской конференции, вып. 1, Куйбышев, 1973, стр. 49—59.

В. А. САДЫКОВ

РАСЧЕТ ПОТЕРЬ НА ТРЕНИЕ В ПОДШИПНИКАХ СКОЛЬЖЕНИЯ РЕДУКТОРОВ ПО УПРОЩЕННЫМ ЗАВИСИМОСТЯМ

Величина мощности, затраченная на преодоление трения в узлах мощных быстроходных редукторов, складывается из потерь на трение в опорных и упорных подшипниках скольжения, в зацеплении, а также потерь на разбрызгивание и барбота-таж.

При окружных скоростях ≥ 10 м/сек для редукторов применяется в основном циркуляционная система смазки, которая обеспечивает наиболее рациональное и эффективное охлаждение и смазку зубчатых колес и подшипников. Потери на трение у таких редукторов растут почти пропорционально квадрату оборотов [1]. Полные потери редуктора достаточно точно могут быть определены экспериментальным путем, однако при проектировании необходимо сделать оценку их.

Для зубчатых передач имеются зависимости, позволяющие рассчитать потери в зацеплении. В то же время для подшипников скольжения, потери которых в большинстве случаев составляют не менее половины потерянной мощности в редукторе, нет методов расчета полных потерь на трение. Гидродинамический расчет подшипника [2] позволяет определить трение только в рабочей зоне подшипника при наличии нагрузки и не учитывает потерь в нерабочей зоне, которые могут составлять основную часть.

Проведенный нами анализ экспериментальных данных ЦНИИТМАШа и Ленинградского Кировского завода позволил получить эмпирические зависимости, дающие возможность быстро сделать оценку общих потерь мощности в подшипниках скольжения редуктора.

Затраты мощности на трение в подшипнике, по аналогии с редуктором [1], на любом режиме работы удобно представить как сумму потерь от вращения без нагрузки ΔN_x и от увеличения крутящего момента ΔN_p , т. е.

$$\Delta N_n = \Delta N_x + \Delta N_p. \quad (1)$$