

ГИДРОДИНАМИКА ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ С СЕГМЕНТНЫМИ ВКЛАДЫШАМИ И КРИТИЧЕСКИЕ ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ РОТОРОВ

ОКБ им. А. Люльки - филиал ПАО "ОДК-УМПО":
Евгений Ювенальевич Марчуков, д.т.н., Генеральный конструктор
Юрий Борисович Назаренко, к.т.н., ведущий конструктор

Рассматривается жидкостное трение в подшипниках скольжения на основе гидродинамической теории смазки. Определяя гидродинамические силы в клиновом зазоре подшипника скольжения, устанавливается условие возникновения резонанса в масляном потоке и критические частоты вращения роторов.

Considered fluid friction in sliding bearings on the basis of hydrodynamic theory of lubrication. On the basis of the definition of the hydrodynamic forces in the oil wedge of the sliding bearing, the established resonance in the flow and the critical rotational of the rotors.

Ключевые слова: подшипник, гидродинамические силы, масляный клин, критическая частота вращения ротора.
Keywords: between the two shafts, hydrodynamic forces, oil wedge, critical revolution frequency of the rotor.

Введение

Конструкции подшипников скольжения весьма разнообразны. Наиболее перспективными являются подшипники с вкладышами сегментного типа, которые имеют ряд преимуществ перед подшипниками с "гладкими" вкладышами, главными из которых являются пониженный расход масла и даже возможность работы с недостаточной подачей масла, а также повышенная несущая способность.

Для реализации жидкостного трения на вкладышах выполняют масляные каналы, а конструкции стационарного сегментного типа изготавливают с качающимися или регулируемые с поджатием сегментов. При изготовлении вкладышей с расточкой рабочей поверхности, контактирующей с масляным потоком в радиус вала, гидродинамические силы будут определяться как для подшипников скольжения с гладкими вкладышами [3].

Однако при этом необходима подача масла, обеспечивающая практически полное заполнение зазора маслом или, по крайней мере, полноценную работу сектора клинового зазора половины подшипника. В этом случае расход масла будет определяться его утечками через боковые зазоры подшипника.

При уменьшенном расходе масла и обеспечения минимального количества сегментов, создающих гидродинамические силы и поддерживающих ротор на опоре, изготавливают скосы на рабочих поверхностях вкладышей.

При наличии скоса сегмента вкладыша толщину зазора наиболее нагруженного сегмента, расположенного по направлению действия радиальной силы ротора, который будет иметь минимальный клиновой зазор (рис. 1), представим в виде:



Рис. 1 Клиновой зазор сегментов вкладышей

$$\zeta = h_{\min} + \rho \cdot z \cdot \alpha / 2\pi, \quad (1)$$

где ρ - перепад радиусов вкладыша сегмента на входе и выходе; h_{\min} - минимальный зазор на рабочих режимах; z - количество сегментов вкладыша.

Для предотвращения противодействия гидравлического давления противоположных сегментов вкладышей, которые уменьшают гидродинамическую поддерживающую силу, действующую на ротор, устанавливается минимальный коаксиальный зазор между сегментами вкладыша и цапфой Δ в свободном состоянии.

На соседних секторах зазор увеличивается по мере увеличения угловой координаты

$$\Delta h = \Delta \cdot \alpha / (\pi/2).$$

1 Гидродинамика вязкой жидкости при ламинарном течении масла между двух пластин

Исследование режима жидкостного трения в подшипниках основано на гидродинамической теории смазки. Эта теория базируется на решениях дифференциальных уравнений гидродинамики вязкой жидкости, которые связывают давление, скорость и сопротивление вязкому сдвигу [1, 3].

При движении жидкости между двух пластин, одна из которых нагружена силой F , при определенном наклоне пластины и скорости потока V возникает давление со стороны потока, которое компенсирует вертикальную силу (рис. 2).

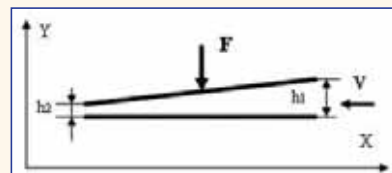


Рис. 2 Течение жидкости между двух пластин

При ширине пластины гораздо больше ее длины сложную пространственную задачу можно свести к плоской в координатах x - y .

Основным уравнением, определяющим движение потока жидкости в сужающемся канале, является закон Ньютона

$$\tau = \mu \cdot dV/dy, \quad (2)$$

где τ - напряжения сдвига от внутреннего трения при сдвиге слоев жидкости; μ - динамическая вязкость жидкости; V - скорость течения.

Продифференцируем обе части уравнения (2)

$$\frac{d\tau}{dy} = \mu \frac{d^2V}{dy^2}. \quad (3)$$

Так как на одной границе поверхности пластины скорость равна нулю, то различные слои потока имеют разную скорость и между ними имеется градиент по оси "y", а за счет сужения канала имеется градиент давления по оси "x".

Рассматривая равновесие элементарного объема в виде

$$dp \cdot dy = -d\tau \cdot dx$$

и подставляя $d\tau/dy = -dp/dx$ в (3), будем иметь основное уравнение гидродинамики для установившегося двумерного течения жидкости

$$\frac{d^2V}{dy^2} = G/\mu, \quad (4)$$

где G - градиент избыточного давления в зазоре, $G = -dp/dx$.

Интегрируя дважды, получаем

$$V = Gy^2/2\mu + C_1y + C_2. \quad (5)$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 найдем из граничных условий при задании скоростей на границах пластин. Верхняя пластина набегаем на жидкость со скоростью V и прогоняет ее через сужающийся зазор.

Окончательно получаем

$$V = -\frac{Gy}{2\mu} \cdot (h-y) + \frac{Vy}{h}, \quad (6)$$

где h - текущая толщина слоя масла в зазоре.

Объемный расход на единицу ширины пластины равен

$$Q = \int_0^h V dy = -\frac{G \cdot h^3}{12\mu} + \frac{V \cdot h}{2} \quad (7)$$

Из условия неразрывности потока жидкости значение Q не должно зависеть от "х" (во всех сечениях зазора Q постоянно).

Из (7) следует, что градиент давления G должен определяться из условия

$$\frac{dp}{dx} = -G = 6\mu \left(-\frac{V}{h^2} + \frac{2Q}{h^3} \right) \quad (8)$$

Учитывая $h = h_1 - \alpha x$, где α - угол наклона верхней пластины, после интегрирования в пределах от h_1 до h и граничном условии $p = 0$ при $h = h_1$ будем иметь

$$p = -\frac{6\mu}{\alpha} \left[V \cdot \left(\frac{1}{h} - \frac{1}{h_1} \right) - Q \left(\frac{1}{h^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) \right] \quad (9)$$

2 Гидродинамические силы в подшипниках скольжения

Максимальное гидродинамическое давление при движении потока масла формируется на сегменте, расположенном по направлению действия радиальной силы, где клиновой зазор будет минимальным.

Для определения давления в клиновом зазоре из выражения (9) установим объемный расход жидкости на единицу пластины.

Из условия, что на выходе из зазора давление равно нулю из уравнения (8), приравняв нулю давление при $h = h_2$, определяем расход жидкости в зазоре

$$Q = V \cdot \chi, \quad (10)$$

где χ - параметр, определяемый соотношением $\chi = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$; h_2 - толщина клинового зазора на выходе, $h_2 = h_{\min}$; h_1 - толщина клинового зазора на входе, $h_1 = h_{\min} + p$; V - окружная скорость цапфы вала.

Из условия неразрывности потока жидкости значение Q не должно зависеть от "х" (во всех сечениях зазора Q постоянно).

Подставляя расход потока (10) в (9), запишем давление в клиновом зазоре для элементарного элемента дуги $dL = R \cdot d\alpha$

$$p = \frac{6\mu V}{\beta} \left[\left(\frac{1}{h_1 - R \cdot d\alpha \cdot \beta / 2} - \frac{1}{h_1} \right) - \chi \left(\frac{1}{(h_1 - R \cdot d\alpha \cdot \beta / 2)^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) \right], \quad (11)$$

где β - угол наклона верхней пластины клинового зазора относительно нижней.

Раскладывая в ряд Тейлора выражение (11) и пренебрегая величинами малого порядка малости, будем иметь давление на единичном участке клинового зазора

$$p = \frac{3\mu \cdot V \cdot R \cdot d\alpha}{1} \left(\frac{1}{\zeta^2} - \frac{\chi}{\zeta^3} \right) \quad (12)$$

Интегрируя выражение (12) в интервале от $0 < \alpha < \alpha_C$, получим значение давления для любого сечения клинового зазора наиболее нагруженного сегмента

$$P(\alpha) = \lambda \int_0^{2\pi/z} \left(\frac{1}{\zeta^2} - \frac{2\chi}{\zeta^3} \right) d\alpha, \quad (13)$$

где λ - параметр, определяемый из соотношения, $\lambda = 3\mu \cdot V \cdot R$.

Произведя преобразования выражение (13), будем иметь

$$P(\alpha) = \lambda \int_0^{2\pi/z} \left(\frac{1}{\eta^2} \cdot \frac{d\alpha}{(\alpha + h_{\min}/\eta)^2} - \frac{2\chi d\alpha}{\eta^3 (\alpha + h_{\min}/\eta)^3} \right), \quad (14)$$

где η - параметр, определяемый соотношением, $\eta = \rho \cdot z / 2\pi$.

Выполняя интегрирование, получим

$$P(\alpha) = \frac{\lambda}{\eta^2} \left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{\vartheta} \right) - \frac{\lambda \chi}{\eta^3} \left(\frac{1}{\gamma^2} - \frac{1}{\vartheta^2} \right), \quad (15)$$

где γ - параметр, определяемый из выражения, $\gamma = \alpha + h_{\min}/\eta$; ϑ - параметр, определяемый из выражения, $\vartheta = 2\pi/z + h_{\min}/\eta$.

Оценим распределение гидродинамического давления по длине зазора и максимальные радиальные гидродинамические силы, поддерживающие вал ротора на масляной подкладке.

Пример расчета проведем на модели подшипника скольжения с радиусом цапфы вала $R = 50$ мм и шириной $B = 50$ мм. Прираще-

ние клинового зазора между сегментом вкладыша и цапфой $\rho = 20$ мкм. Коаксиальный зазор в свободном состоянии 30 мкм. Окружная скорость цапфы вала составляет $V = 50$ м/с; μ - динамическая вязкость масла при температуре 100 °С, $\mu = 0,0027$ Нс/м². Количество сегментов равно шести.

Распределение гидродинамического давления при минимальной толщине зазора $h_{\min} = 10$ мкм в интервале $0 \leq \alpha \leq \pi/3$ представлено на диаграмме (рис. 3).



Рис. 3 Распределение гидродинамического давления при минимальной величине зазора $h_{\min} = 10$ мкм

Как видно из диаграммы, наибольшее давление возникает на удалении $\alpha = 0,3$ рад от торца сегмента вкладыша с наименьшим зазором.

Распределение гидродинамического давления на участке $0 < \alpha < 0,3$ и $0,3 < \alpha < 1,05$ принимаем линейным. В этом случае суммарная гидродинамическая сила будет равна произведению средней величины давления на каждом участке и площади сегмента

$$F = \frac{P_{\max}}{2} \cdot B \cdot \alpha_C \cdot R = 11418,8 \text{ Н}, \quad (16)$$

где P_{\max} - максимальное гидродинамическое давление на сегменте, $P_{\max} = 8,7$ МПа; B - ширина сегмента вкладыша, $B = 0,05$ м; α_C - угол сектора сегмента, $\alpha_C = 2\pi/z = 1,05$ рад; z - количество сегментов, $z = 6$.

Величины давлений на соседних сегментах существенно меньше, чем наиболее нагруженного сегмента, и величинами этих давлений можно пренебречь, тем более, что проекция их по направлению вектора результирующей гидродинамической силы будет еще меньше.

3 Гидродинамические силы в подшипниках скольжения при параболическом законе изменения высоты зазора

При наличии коаксиального зазора между сегментами вкладыша и цапфой изменение высоты клинового зазора будет изменяться по параболическому закону.

Рассмотрим изменение гидродинамических сил по длине сегментного вкладыша.

Относительная величина приращения высоты клинового зазора, равная отношению приращения к величине коаксиального зазора $\Delta h/\Delta$ при изменении угловой координаты относительно вектора приложения радиальной силы, представлена на рис. 4.



Рис. 4 Относительное изменение высоты клинового зазора при изменении угловой координаты

Рассмотрим клиновидный зазор наиболее нагруженного сегмента, расположенного по направлению вектора радиальной силы ротора на опоре (рис. 1) в интервале $-\pi/z < \alpha < \pi/z$, где z - количество сегментов.

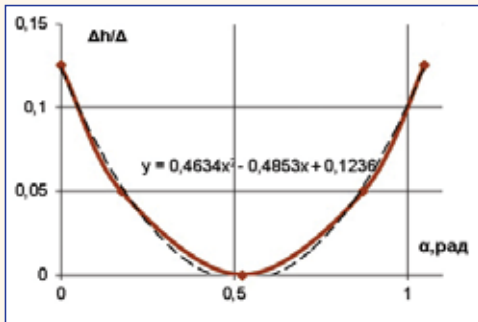


Рис. 5 Относительное изменение высоты клиновидного зазора для одного сегмента

от торца сегмента с минимальным зазором составит

$$\zeta = \delta + \rho \cdot z \cdot \alpha / 2\pi + \psi, \quad (17)$$

где ψ - параметр, определяемый соотношением $\psi = \Delta \cdot (0,463\alpha^2 - 0,485\alpha)$; δ - параметр, определяемый соотношением $\delta = h_{\min} + 0,124 \cdot \Delta$.

Подставляя параболическую зависимость (17) в (13), получим распределение гидродинамического давления по длине клина

$$P(\alpha) = \lambda \int_0^{2\pi/z} \left(\frac{1}{\eta^2} \cdot \frac{d\alpha}{(\alpha + \delta/\eta + \psi/\eta)^2} - \frac{2\chi d\alpha}{\eta^3(\alpha + \delta/\eta + \psi/\eta)^3} \right), \quad (18)$$

где δ - параметр, определяемый соотношением $\delta = h_{\min} + 0,124 \cdot \Delta$; ψ - параметр, определяемый соотношением $\psi = \Delta \cdot (0,463\alpha^2 - 0,485\alpha)$.

Произведя интегрирование выражения (18) численным методом, получим распределение гидродинамического давления при минимальной толщине зазора $h_{\min} = 10$ мкм.

Изменения клиновидного зазора только от коаксиального зазора в интервале $-0,5 < \alpha < 0$ и $0 < \alpha < 0,5$ при $z = 6$ представлено на рис. 5.

Изменение клиновидного зазора для одного наиболее нагруженного сегмента с учетом скоса сегмента и коаксиального зазора в диапазоне $-0,5 < \alpha < 0,5$

Гидродинамическое давление в середине клиновидного зазора $0 < \alpha < 0,75$ рад для элемента дуги $\Delta L = 0,75R$, определим из выражения (11) и оно будет равно

$$P = \frac{6\mu V}{\beta} \left[\left(\frac{1}{h_1 - 0,75R\beta/2} - \frac{1}{h_1} \right) \cdot \frac{\chi}{1} \left(\frac{1}{(h_1 - 0,75R\beta/2)^2} - \frac{1}{h_1^2} \right) \right], \quad (19)$$

где h_1 - начальная величина зазора; $h_1 = h_{\min} + \rho$; χ - параметр, определяемый соотношением $\chi = (h_{\min} + \rho)h_{\min}/(2h_{\min} + \rho)$.

После преобразований будем иметь

$$P = \frac{3\mu V}{\beta} \left[\left(\frac{0,75R\beta}{h_1^2} \right) - \frac{2\chi \cdot h_1}{h_1} \left(\frac{0,75R\beta}{h_1^3} \right) \right] = \frac{3\mu V}{1} \left(\frac{0,75Rk}{h_1^2} \right), \quad (20)$$

где k - параметр, определяемый соотношением $k = 1 - 2h_{\min}/(2h_{\min} + \rho)$.

Давление в клиновидном зазоре при вариации зазора $h_1 + \Delta h$, гораздо меньшей, чем величина зазора на входе, раскладывая в ряд Тейлора выражение (20), представим в виде

$$P = \frac{3\mu V}{1} \left[\frac{0,75Rk}{(h_1 \pm \Delta h)^2} \right] = \frac{3\mu \cdot V \cdot Rk}{z} \left[\frac{0,75}{h_1^2} \pm \frac{1,5\Delta h}{h_1^3} \right]. \quad (21)$$

Переменную составляющую проекции гидродинамической силы по оси Y на сегменте клиновидного зазора $-\pi/z < \alpha < \pi/z$ рад запишем в виде

$$F = \frac{6\mu \cdot V \cdot \pi \cdot R^2 \cdot B \cdot k}{z} \left[\frac{1,5\Delta h}{h_1^3} \right]. \quad (22)$$

Приравняем приращение гидродинамической силы по оси Y на сегменте клиновидного зазора $-\pi/z < \alpha < \pi/z$ приращению центробежной силы $F = m\omega^2\Delta h$, определяем критическую круговую скорость вращения ротора на опоре с подшипником скольжения

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{6\mu \cdot V \cdot R^2 \cdot \pi \cdot B}{m \cdot z} \cdot \frac{1,5k}{h_1^3}}, \quad (23)$$

где m - масса ротора, приходящаяся на опору; h_1 - начальная величина зазора $h_1 = h_{\min} + \rho$.

Подставляя в выражение (23) исходные данные для принятого ранее примера расчета и принимая массу ротора, приходящуюся на опору $m = 100$ кг, определим критическую круговую скорость $\omega_{кр} = 2786,7$ с⁻¹ и частоту вращения ротора $f_k = 443,5$ Гц.

Представленная гидродинамическая модель подшипников скольжения позволяет оценивать гидродинамические силы в клиновидном зазоре и определять критические частоты вращения роторов. □

Литература

1. Назаренко Ю.Б. Гидродинамика подшипников скольжения и критические частоты вращения роторов // Двигатель, №3, 2017. - С.16-18.
2. Марчук Е.Ю., Назаренко Ю.Б. Динамика роторов и гидродинамика масляного клина подшипников качения газотурбинных двигателей: монография/ Москва. 2016. -186с.
3. Назаренко Ю.Б. Гидродинамика подшипников газотурбинных двигателей: монография/ Москва. 2017. -102с.

Связь с автором: nazarenkojb@rambler.ru

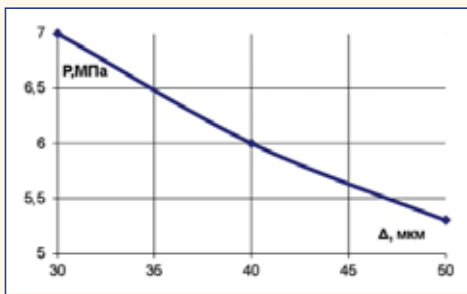


Рис. 6 Максимальное гидродинамическое давление при изменении коаксиального зазора

Максимальное значение гидродинамического давления незначительно уменьшается (7 МПа) и смещается к центру сегмента ($\alpha = 0,35$ рад). На диаграмме (рис. 6) представлена зависимость максимального гидродинамического давления при изменении коаксиального зазора.

4 Критические частоты роторов на опорах с подшипниками скольжения

Основными силами, вызывающими резонанс ротора на опоре с подшипником скольжения, будут центробежные силы ротора при смещении оси вала ротора от оси вращения и гидродинамические силы масляного клина, действующие в этом же направлении.

Оценку резонанса ротора на опоре с подшипником скольжения будем оценивать по приросту центробежной силы при смещении оси вала на опоре по определенному направлению (ось Y) и приросту гидродинамической силы масляного клина при вариации зазора. Определение критических частот вращения будем производить для исходных данных, рассмотренных в предыдущем разделе.

Смещение вала и цапфы при колебаниях ротора будет существенно сказываться на изменении гидродинамических сил только на одном наиболее нагруженном сегменте с минимальными зазорами.

Оценку резонанса ротора на опоре с подшипником скольжения будем оценивать для варианта с минимальным зазором $h_{\min} = 10$ мкм при линейном законе изменения высоты зазора.

Гидродинамическое давление на участках $0 < \alpha < 0,3$ и $0,3 < \alpha < 1,05$ рад имеет линейный характер. В этом случае достаточно определить среднюю величину давления на одном из участков, которая будет такой же и на другом.

