

УДК 539.3

К. В. Аврамов^{*}, д-р техн. наук
А. В. Борисюк^{**}

^{*} Институт проблем машиностроения им. А.Н. Подгорного НАН Украины
 (г.Харьков, e-mail: kavramov@ipmach.kharkov.ua)

^{**} Национальный технический университет
 «Харьковский политехнический институт»
 (г.Харьков, e-mail: alexborysiuk@mail.ru)

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОДШИПНИКОВ СКОЛЬЖЕНИЯ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДЛИНЫ НА АВТОКОЛЕБАНИЯ ОДНОДИСКОВЫХ РОТОРОВ

Предлагается модель автоколебаний роторов с подшипниками скольжения произвольной длины. Силы масляного слоя представляются в виде степенных рядов по обобщенным координатам и обобщенным скоростям цапф. Коэффициенты этих степенных рядов определяются из расчета методом конечных элементов. Исследуется влияние зазора между цапфой и подшипником на динамику ротора.

Пропонується модель автоколивань роторів з підшипниками ковзання довільної довжини. Сили масляного шару подаються у вигляді степеневих рядів за узагальненими координатами та узагальненими швидкостями цапфи. Коефіцієнти цих степеневих рядів визначаються з розрахунку методом скінченних елементів. Досліджується вплив зазору між цапфою та підшипником на динаміку ротора.

Введение

Автоколебания в роторных системах могут возникать вследствие взаимодействия масляной пленки подшипника скольжения с цапфой ротора. Такие колебания привели к разрушению ряда роторных систем [1]. В настоящее время для исследования колебаний роторов часто применяются современные аналитические и численные методы нелинейной динамики [2]. Позняк [3] получил аналитические результаты, описывающие давления в масляной пленке подшипников скольжения. Используя вариационный подход, Олимпиев [4] нашел асимптотическое решение уравнения Рейнольдса. Устойчивость цапфы в подшипнике скольжения рассматривается в монографии [5]. Каринцев, Шульженко [6] получили модель давлений в масляном слое коротких подшипников скольжения. Они исследовали влияние инерции масляного слоя на величины давлений. Филиппов, Шульженко [7] применяли асимптотические методы для исследования автоколебаний в роторах. Овчарова, Голоскоков [8] анализировали вынужденные колебания ротора с учетом масляного слоя в коротких подшипниках скольжения. Они описали динамику ротора расчетной схемой, состоящей из упругого вала с тремя дискретными массами.

В этой статье представлена модель автоколебаний однодисковых роторов в подшипниках скольжения произвольной длины. Для получения нелинейных сил давлений масляного слоя на цапфы роторов используется конечноэлементное решение уравнения Рейнольдса, полученное в виде рядов по степеням обобщенных координат и обобщенных скоростей цапф. Исследуется влияние величины зазора между цапфой и подшипником, вязкости масла на амплитуды автоколебаний диска ротора.

1. Модель ротора в подшипниках скольжения

Рассмотрим ротор, состоящий из упругого вала и жесткого диска, который крепится к этому валу (рис.1). Ротор является несимметричным ($l_1 \neq l_2$). Концы вала устанавливаются

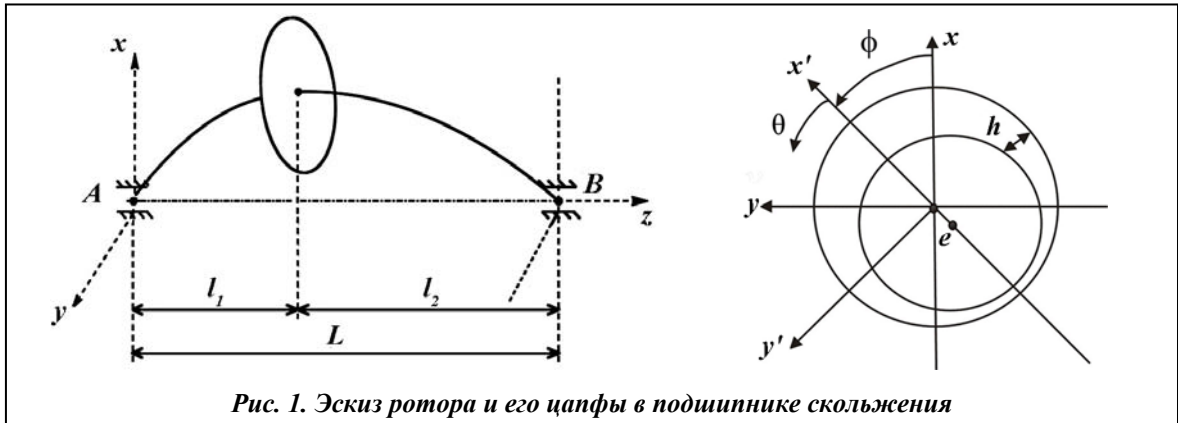


Рис. 1. Эскиз ротора и его цапфы в подшипнике скольжения

в подшипниках скольжения. Масса упругого вала не учитывается. Колебания диска опишем четырьмя обобщенными координатами. Две обобщенные координаты (x, y) описывают движения центра тяжести диска, который находится в точке крепления вала с диском. Углы поворота диска θ_1, θ_2 описывают вращение диска вокруг осей x, y соответственно. При колебаниях ротора его цапфы A и B совершают движения, которые описываются обобщенными координатами (x_1, y_1) и (x_2, y_2) соответственно. Эскиз расположения цапфы ротора в подшипнике скольжения представлен на рис. 1. Цапфы ротора поддерживаются в подшипнике скольжения усилиями масляного слоя. Проекции этих сил на оси x и y обозначим через $F_x(x_i, y_i), F_y(x_i, y_i), i = 1, 2$.

Вектор угловой скорости диска ω определяется как

$$\omega = \omega_1 e_1 + \omega_2 e_2 + \omega_3 e_3 \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \dot{\theta}_1 \cos \theta_2 \cos \theta_3 + \dot{\theta}_2 \sin \theta_3; \\ \omega_2 &= \dot{\theta}_2 \cos \theta_3 - \dot{\theta}_1 \cos \theta_2 \sin \theta_3; \\ \omega_3 &= \dot{\theta}_3 + \dot{\theta}_1 \sin \theta_2; \end{aligned} \tag{2}$$

e_1, e_2, e_3 – единичные орты; $\frac{d\theta_1}{dt} = \dot{\theta}_1$.

Ротор вращается с постоянной угловой скоростью Ω вокруг оси z . Из соотношений (1, 2) получим $\Omega = \dot{\theta}_3 + \dot{\theta}_1 \sin \theta_2$. Кинетическую энергию диска представим так:

$$2T = I_e (\dot{\theta}_2^2 + \dot{\theta}_1^2 \cos^2 \theta_2) + I_p (\dot{\theta}_3 + \dot{\theta}_1 \sin \theta_2)^2 + m(\dot{x}^2 + \dot{y}^2), \tag{3}$$

где m – масса диска; I_e, I_p – экваториальный и полярный моменты инерции диска.

Инерция цапф не учитывается. Потенциальную энергию изгиба вала запишем в виде

$$2\Pi = c_{11}(x_f^2 + y_f^2) + c_{22}(\theta_{2,f}^2 + \theta_{1,f}^2) + 2c_{12}(x_f \theta_{2,f} - y_f \theta_{1,f}), \tag{4}$$

где c_{11}, c_{12}, c_{22} – элементы матрицы жесткости стержня; $c_i = \frac{l_i}{l}, i = 1, 2; x_f = x - c_1 x_2 - c_2 x_1;$

$$y_f = y - c_2 y_1 - c_1 y_2; \theta_{1,f} = \theta_1 + \frac{y_2 - y_1}{l}; \theta_{2,f} = \theta_2 - \frac{x_2 - x_1}{l}.$$

Воспользуемся выражениями (3), (4) для получения уравнений движения системы. Так как массы цапф не учитываются, то для каждой из цапф можно записать два уравнения равновесия. Итак, уравнения динамики ротора состоят из четырех уравнений равновесия для двух цапф и четырех уравнений движения диска ротора. Уравнения движения диска ротора получим так:

$$\begin{aligned}
 m\ddot{x} + c_{11}x_f + c_{12}\theta_{2,f} &= -mg; \\
 m\ddot{y} + c_{11}y_f - c_{12}\theta_{1,f} &= 0; \\
 I_e\ddot{\theta}_1 + I_p\Omega\dot{\theta}_2 + c_{22}\theta_{1,f} - c_{12}y_f + \Theta_1(\theta_1, \theta_2) &= 0; \\
 I_e\ddot{\theta}_2 - I_p\Omega\dot{\theta}_1 + c_{22}\theta_{2,f} + c_{12}x_f + \Theta_2(\theta_1, \theta_2) &= 0,
 \end{aligned} \tag{5}$$

где $\Theta_1(\theta_1, \theta_2) = -I_e\ddot{\theta}_1\theta_2^2 - \frac{1}{2}I_p\Omega\dot{\theta}_2\theta_2^2 - 2I_e\dot{\theta}_1\dot{\theta}_2\theta_2$; $\Theta_2(\theta_1, \theta_2) = I_e\dot{\theta}_1^2\theta_2 + \frac{1}{2}I_p\Omega\dot{\theta}_1\theta_2^2$; g – ускорение свободного падения. Уравнения равновесия цапф запишем в следующей матричной форме:

$$[\mathbf{K}]z_f = \mathbf{F}, \tag{6}$$

$$\text{где } [\mathbf{K}] = \begin{bmatrix} c_{12}l^{-1} - \zeta_2c_{11} & 0 & 0 & c_{22}l^{-1} - \zeta_2c_{12} \\ 0 & c_{12}l^{-1} - \zeta_2c_{11} & \zeta_2c_{12} - c_{22}l^{-1} & 0 \\ \zeta_1c_{11} + c_{12}l^{-1} & 0 & 0 & c_{22}l^{-1} + \zeta_1c_{12} \\ 0 & -\zeta_1c_{11} - c_{12}l^{-1} & c_{22}l^{-1} + \zeta_1c_{12} & 0 \end{bmatrix};$$

$$z_f = [x_f; y_f; \theta_{1,f}; \theta_{2,f}]^T; \quad \mathbf{F} = [F_x(x_1, y_1); F_y(x_1, y_1); -F_x(x_2, y_2); F_y(x_2, y_2)]^T.$$

В статье [9] показано, что функции $\Theta_i(\theta_1, \theta_2)$; $i = 1, 2$ являются малыми и практически не влияют на динамику ротора. Поэтому в дальнейшем анализе эти функции не будут учитываться.

Под действием силы тяжести, которая учитывается в первом уравнении из (5), вращающийся с постоянной угловой скоростью ротор занимает некоторое состояние равновесия, которое описывается следующими значениями обобщенных координат: $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{\theta}_1, \bar{\theta}_2, \bar{x}_1, \bar{y}_1, \bar{x}_2, \bar{y}_2)$. Координаты равновесия цапф определяются из следующей системы нелинейных алгебраических уравнений:

$$F_X(\bar{x}_1, \bar{y}_1) = mg \frac{l_2}{l}; \quad F_X(\bar{x}_2, \bar{y}_2) = mg \frac{l_1}{l}; \quad F_Y(\bar{x}_1, \bar{y}_1) = 0; \quad F_Y(\bar{x}_2, \bar{y}_2) = 0.$$

Тогда равновесие диска при его вращении с постоянной угловой скоростью определяется значениями его обобщенных координат

$$\bar{x} = \zeta_1\bar{x}_2 + \zeta_2\bar{x}_1 - \frac{mgc_{22}}{c_{11}c_{22} - c_{12}^2}; \quad \bar{y} = \zeta_2\bar{y}_1 + \zeta_1\bar{y}_2; \quad \bar{\theta}_1 = \frac{\bar{y}_1 - \bar{y}_2}{l}; \quad \bar{\theta}_2 = \frac{\bar{x}_2 - \bar{x}_1}{l} + \frac{mgc_{12}}{c_{11}c_{22} - c_{12}^2}. \tag{7}$$

В дальнейшем исследуем движение ротора относительно найденного состояния равновесия (7). Для этого введем следующую замену переменных:

$$(x, y, \theta_1, \theta_2, x_1, y_1, x_2, y_2) \rightarrow (\bar{x} + x, \bar{y} + y, \bar{\theta}_1 + \theta_1, \bar{\theta}_2 + \theta_2, \bar{x}_1 + x_1, \bar{y}_1 + y_1, \bar{x}_2 + x_2, \bar{y}_2 + y_2). \tag{8}$$

Применим замену переменных (8) к системе (5, 6). Тогда правые части первого уравнения из (5) не будут содержать слагаемого mg , а остальные уравнения не изменятся. Структура уравнений (6) не изменится, а правые части \mathbf{F} уравнений (6) изменятся. Они примут следующий вид:

$$\mathbf{F} = [\tilde{F}_x(x_1, y_1); \tilde{F}_y(x_1, y_1); -\tilde{F}_x(x_2, y_2); \tilde{F}_y(x_2, y_2)]^T,$$

где $\tilde{F}_x(x_i, y_i) = F_x(x_i + \bar{x}_i, y_i + \bar{y}_i) - F_x(\bar{x}_i, \bar{y}_i)$; $\tilde{F}_y(x_i, y_i) = F_y(x_i + \bar{x}_i, y_i + \bar{y}_i) - F_y(\bar{x}_i, \bar{y}_i)$; $i = 1, 2$.

Уравнения (6) решаются относительно вектора z_f , и решения вводятся в систему (5). В результате получается нелинейная динамическая система с четырьмя степенями свободы:

$$\begin{aligned}
 m\ddot{x} - \tilde{F}_x(x_2, y_2) - \tilde{F}_x(x_1, y_1) &= 0; \\
 I_e\ddot{\theta}_2 - I_p\Omega\dot{\theta}_1 - l_2\tilde{F}_x(x_2, y_2) + l_1\tilde{F}_x(x_1, y_1) &= 0; \\
 m\ddot{y} - \tilde{F}_y(x_1, y_1) - \tilde{F}_y(x_2, y_2) &= 0; \\
 I_e\ddot{\theta}_1 + I_p\Omega\dot{\theta}_2 - l_1\tilde{F}_y(x_1, y_1) + l_2\tilde{F}_y(x_2, y_2) &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

В уравнения (9) входят силы, действующие со стороны масляной пленки на цапфы ротора. Эти силы определяются так [10]:

$$\begin{bmatrix} F_x \\ F_y \end{bmatrix} = - \int_0^{L_b} \int_0^\pi \begin{bmatrix} \cos(\theta + \phi) \\ \sin(\theta + \phi) \end{bmatrix} p(z_1, \theta) R d\theta dz_1,
 \tag{10}$$

где L_b – длина подшипника скольжения; R – радиус цапфы ротора; ϕ – угол, определяющий линию центров (рис.1); z_1, θ – продольная и угловая координаты подшипника скольжения; ($z_1 \in [0, L_b]$); $p(z_1, \theta)$ – давление, действующее на цапфы ротора. Предполагается, что масло в подшипнике занимает область $\theta \in [0; \pi]$.

Течение смазки в подшипнике скольжения описывается уравнением Рейнольдса [3]

$$\frac{\partial}{\partial z_1} \left(\frac{h^3}{6\mu} \frac{\partial p}{\partial z_1} \right) + \frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{h^3}{6\mu} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = \Omega \frac{\partial h}{\partial \theta} + 2 \frac{\partial h}{\partial t},
 \tag{11}$$

где μ – вязкость масла. Для упрощения дальнейшего изложения рассмотрим подшипник A (рис. 1). Тогда величина зазора между цапфой и рабочей поверхностью подшипника h определяется так:

$$h = c - x_1(t)\cos(\theta + \phi) - y_1(t)\sin(\theta + \phi),$$

где c – величина зазора между ротором и подшипником.

Рассмотрим граничные условия для уравнения Рейнольдса (11). На концах подшипника $z = 0$ и $z = L_b$ давление $p(z_1, \theta)$ удовлетворяет следующим граничным условиям:

$$p(0, \theta) = p(L_b, \theta) = 0.$$

Предположим, что на концах масляной пленки $\theta = 0$ и $\theta = \pi$ достигается максимум или минимум давления. Это описывается так:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} p(z, 0) = \frac{\partial}{\partial \theta} p(z, \pi) = 0.$$

В дальнейшем уравнение Рейнольдса (12) рассмотрим относительно безразмерных переменных и параметров

$$\tilde{x}_j = \frac{x_j}{c}; \quad \tilde{y}_j = \frac{y_j}{c}; \quad j = 1, 2; \quad \tilde{H} = \frac{h}{c}, \quad \tau = \Omega t.$$

Для решения уравнения Рейнольдса (11) применяется конечноэлементная процедура, которая подробно описана в статье [11]. В результате использования этой процедуры силы, действующие на цапфы роторов, представляются в виде укороченных степенных рядов относительно обобщенных координат и обобщенных скоростей движения цапф $(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1)$

$$\begin{aligned}
 F_X &= F_{X,0} + F_{X,1}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + F_{X,2}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + F_{X,3}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + \dots; \\
 F_Y &= F_{Y,0} + F_{Y,1}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + F_{Y,2}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + F_{Y,3}(\tilde{x}_1, \tilde{y}_1, \tilde{x}'_1, \tilde{y}'_1) + \dots,
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

где $F_{x,i}; F_{y,i}; i = 0, 1, \dots$ – слагаемые i -го порядка укороченного ряда. Отметим, что ряды (13) рассчитывались как для подшипника A , так и подшипника B . Для подшипника B эти ряды являются функциями обобщенных координат и обобщенных скоростей.

Итак, нелинейные силы получены в виде функций обобщенных координат и обобщенных скоростей цапф. Теперь уравнения движения (9) представим зависящими только от обобщенных координат диска $(x, y, \theta_1, \theta_2)$. Для этого линеаризуем нелинейные силы, входя-

щие в правые части уравнения (6). В результате получаются уравнения, которые выражают линейную зависимость между обобщенными координатами. Это уравнение представим в следующей матричной форме:

$$[R]q = [\tilde{D}]q_1 \quad (14)$$

Итак, колебания ротора описываются уравнениями (14), (9). Используя уравнения (14), укороченные ряды для сил масляного слоя (13) выражаются через обобщенные координаты диска. Эти ряды вводятся в уравнения движения (9). В результате получается нелинейная динамическая система, которая представляется как

$$\ddot{q} + [F]\dot{q} + [Q]q = \tilde{W}(q, \dot{q}), \quad (15)$$

где $\tilde{W}(q, \dot{q}) = [M]^{-1}W(q_1, \dot{q}_1) = [M]^{-1}W(q_1, \Omega^{-1}\dot{q}_1) = [M]^{-1}W(\tilde{D}^{-1}Rq, \Omega^{-1}\tilde{D}^{-1}R\dot{q})$;

$[F] = \|f_{ij}\|_{j=1,4}^{i=1,4}$; $[Q] = \|\tilde{Q}_{ij}\|_{j=1,4}^{i=1,4}$; $\tilde{W} = [\tilde{W}_1, \dots, \tilde{W}_4]$. Отметим, что нелинейная вектор-функция

$\tilde{W}(q, \dot{q})$ удовлетворяет следующему соотношению: $\tilde{W}(0,0) = 0$.

2. Метод расчета автоколебаний

Для исследования автоколебаний применяется метод гармонического баланса [12]. Так как система (15) является автономной, то ее движения представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} x &= A_1^{(0)} + A_1^{(1)} \cos(\omega t); & \theta_1 &= A_2^{(0)} + A_2^{(1)} \cos(\omega t) + B_2^{(1)} \sin(\omega t); \\ y &= A_3^{(0)} + A_3^{(1)} \cos(\omega t) + B_3^{(1)} \sin(\omega t); & \theta_2 &= A_4^{(0)} + A_4^{(1)} \cos(\omega t) + B_4^{(1)} \sin(\omega t), \end{aligned}$$

где ω – частота автоколебаний, которая подлежит определению; $A_1^{(0)}, A_1^{(1)}, \dots, B_4^{(1)}$ – неизвестные амплитуды колебаний. Амплитуды гармоник удовлетворяют системе 12 нелинейных алгебраических уравнений относительно $A_1^{(0)}, A_1^{(1)}, \dots, B_4^{(1)}, \omega$. Эту систему в общем случае можно представить так:

$$R_i(A_1^{(0)}, A_1^{(1)}, \dots, B_4^{(1)}, \omega, \Omega) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, 12. \quad (16)$$

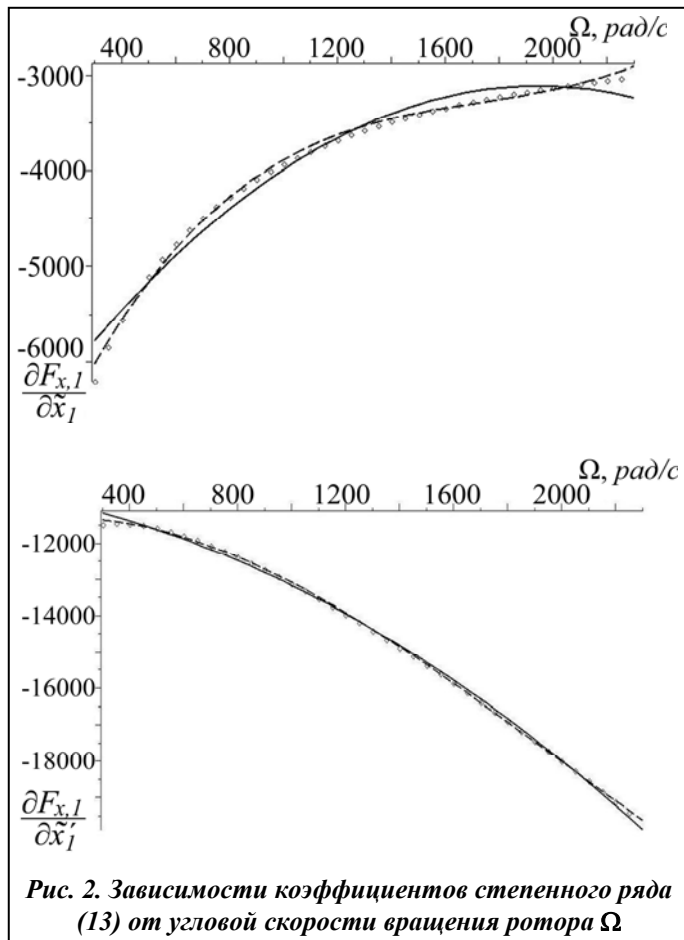
Для построения амплитудно-частотных характеристик численно решается система нелинейных алгебраических уравнений (16). Угловая скорость вращения ротора Ω задается с некоторым шагом h_Ω : $\Omega_i = \Omega_0 + ih_\Omega$. Для каждого значения Ω система (16) решается численно методом Ньютона. В результате определяется вектор неизвестных $(A_1^{(0)}, A_1^{(1)}, \dots, B_4^{(1)}, \omega)$. Решение системы (16) на частоте Ω_{i-1} выбирается в качестве начального приближения для вектора неизвестных на частоте Ω_i . В результате расчетов получается вектор-функция $(A_1^{(0)}(\Omega), A_1^{(1)}(\Omega), \dots, B_4^{(1)}(\Omega), \omega(\Omega))$, элементы которой представляются на амплитудно-частотной характеристике.

3. Численные исследования

Численный анализ проводился для ротора со следующими значениями параметров: $R = 0,057$ м; $\mu = 18 \cdot 10^{-3}$ Па·с; $L_b = 0,057 \cdot 10^{-3}$ м; $c = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; $l_1 = 0,5$ м; $l_2 = 0,648$ м; $I_p = 28,4$ кг·м²; $I_e = 14,2$ кг·м²; $E = 2,1 \cdot 10^{11}$ Па.

Нелинейные силы масляного слоя, которые представляются в виде степенных рядов (13), исследуются в следующем диапазоне вращения ротора: $\Omega \in [300, 2200]$ рад/с. Осуществлялся анализ коэффициентов укороченного ряда (13) в зависимости от частоты вращения ротора. Эти расчеты проводились методом конечных элементов. В качестве примера зависимости двух коэффициентов степенного ряда $\frac{\partial F_{x,1}}{\partial \tilde{x}_1}$ и $\frac{\partial F_{x,1}}{\partial \tilde{x}_1'}$ от Ω представлены на рис. 2.

Как показали численные расчеты, все коэффициенты степенного ряда (13) являются монотонными функциями угловой скорости вращения.



сти возникают автоколебания, которые исследуются в настоящей работе. Эта точка называется бифуркацией Хопфа. Результаты анализа автоколебаний представлены на рис. 3. Состояние равномерного вращения ротора описывается точками на оси абсцисс. Отметим, что ветви устойчивых автоколебаний показываются на рис. 3 сплошной линией, а неустойчивые – пунктирной. На рис. 3, а даны результаты расчета автоколебаний при следующих значениях величин зазоров между подшипником и ротором: $c = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м; $c = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; $c = 0,15 \cdot 10^{-3}$ м. На рис. 3, б представлены результаты расчетов при следующих значениях вязкости масла: $\mu = 72 \cdot 10^{-3}$ Па·с; $\mu = 36 \cdot 10^{-3}$ Па·с; $\mu = 18 \cdot 10^{-3}$ Па·с. Как следует из результатов расчета, при большинстве значений параметров сценарий развития автоколебаний одинаков. В точке потери устойчивости равномерного вращения ротора возникают неустойчивые автоколебания ротора, которые становятся устойчивыми вследствие седло-узловой бифуркации (рис. 3).

Из представленных результатов расчета можно сделать следующие выводы. Если значение зазора в подшипнике увеличивается, значение угловой скорости вращения ротора, при которой возникает седло-узловая бифуркация, уменьшается. Если зазор в подшипнике увеличивается, амплитуды автоколебаний также растут. Изменение вязкости масла несущественно изменяет угловую скорость вращения ротора, при которой наблюдается бифуркация Хопфа. Однако изменение вязкости масла существенно влияет на величину угловой скорости вращения ротора, при которой наблюдается седло-узловая бифуркация.

Заключение

Предложена модель автоколебаний ротора. Ее основой является конечноэлементный расчет давлений, действующих на цапфу. Результирующие силы давлений разлагаются в степенные ряды по обобщенным координатам и обобщенным скоростям подшипника. Коэффициенты этих степенных рядов определяются из конечноэлементных расчетов.

Для использования степенных рядов в процедуре метода гармонического баланса коэффициенты степенного ряда (13) приближались полиномами. В общем случае эти полиномы представляются так:

$$C(\Omega) = \sum_{i=0}^l c_i \Omega^i. \quad (17)$$

Аппроксимации коэффициентов сил масляного слоя $\frac{\partial F_{x,1}}{\partial \tilde{x}_1}$ и $\frac{\partial F_{x,1}}{\partial \tilde{x}_1'}$

полиномами (17) второй и третьей степени показывают сплошной и пунктирной линией на рис. 2. Итак, в результате расчетов нами получены аналитические зависимости для сил масляного слоя в широком диапазоне изменения Ω . Такие аналитические зависимости существенно упрощают расчет автоколебаний роторов методом гармонического баланса.

Рассмотрим динамическое поведение вращающегося ротора. Состояние равномерного вращения ротора (без колебаний) теряет устойчивость. В точке потери устойчивости

Используя предложенный метод, исследованы автоколебания ротора, которые возникают вследствие потери устойчивости его равномерного вращения. В результате этой потери устойчивости возникают неустойчивые автоколебания, которые превращаются в устойчивые вследствие седло-узловой бифуркации.

Исследовано влияние зазора в подшипнике скольжения и вязкости масла на устойчивость равномерного вращения ротора и автоколебания. Если значение зазора в подшипнике ротора растет, то значение угловой скорости вращения ротора, при которой наблюдается седло-узловая бифуркация, уменьшается. Если зазор в подшипнике растет, амплитуды автоколебаний также растут. Изменение вязкости масла несущественно влияет на угловую скорость вращения ротора, при которой наблюдается бифуркация Хопфа. Однако изменение вязкости масла влияет существенно на угловую скорость вращения ротора, при которой наблюдается седло-узловая бифуркация.

Литература

1. Zhang X. Y. On site testing and analysis of the oil whirl phenomena in national made 200MW stream turbine generator systems / X. Y. Zhang. Power Industry. –1992. – № 12. – P. 32–37.
2. Legrand M. Nonlinear normal modes of a rotating shaft based on the Invariant Manifold Method / M. Legrand, D. Jiang, C. Pierre, S.W. Shaw // Int. J.of Rotating Machinery. – 2004. – № 10. – P. 319–335.
3. Позняк Э. Л. Неустойчивые колебания роторов на подшипниках скольжения / Э. Л. Позняк // Динамика гибких роторов. – М.: Наука, 1972. – С. 22–29.
4. Олимпиев В. И. О собственных частотах ротора на подшипниках скольжения / В. И. Олимпиев. Изв. АН СССР. – 1960. – № 3. – С. 24–29.
5. Тондл А. Динамика роторов турбогенераторов / А. Тондл. – Л.: Энергия, 1971. – 386 с.
6. Каринцев И. Б. Статические и динамические характеристики масляной пленки коротких подшипников скольжения / И. Б. Каринцев, Н. Г. Шульженко // Динамика и прочность машин. – Изд-во Харьков. ун-та, 1972. – Вып. 16. – С. 14–18.
7. Филиппов А. П. Устойчивость колебаний ненагруженного неуравновешенного ротора в коротких опорах жидкостного трения / А. П. Филиппов, Н. Г. Шульженко // Машиноведение. – 1973. – № 4. – С. 21–28.
8. Овчарова Д. К. Вынужденные колебания ротора на подшипниках скольжения / Д. К. Овчарова, Е. Г. Голоскоков // Прикл. механика. – 1975. – № 11. – С. 95–99.
9. Avramov K. V. Asymptotic analysis of the forced vibrations of a one disk rotor on a nonlinear flexible base / K. V. Avramov // Proc. of Institution of Mech. Eng. Part C. J. Mech. Eng. Sci. – 2010. – Vol. 224, № 8. – P. 1593–1605.

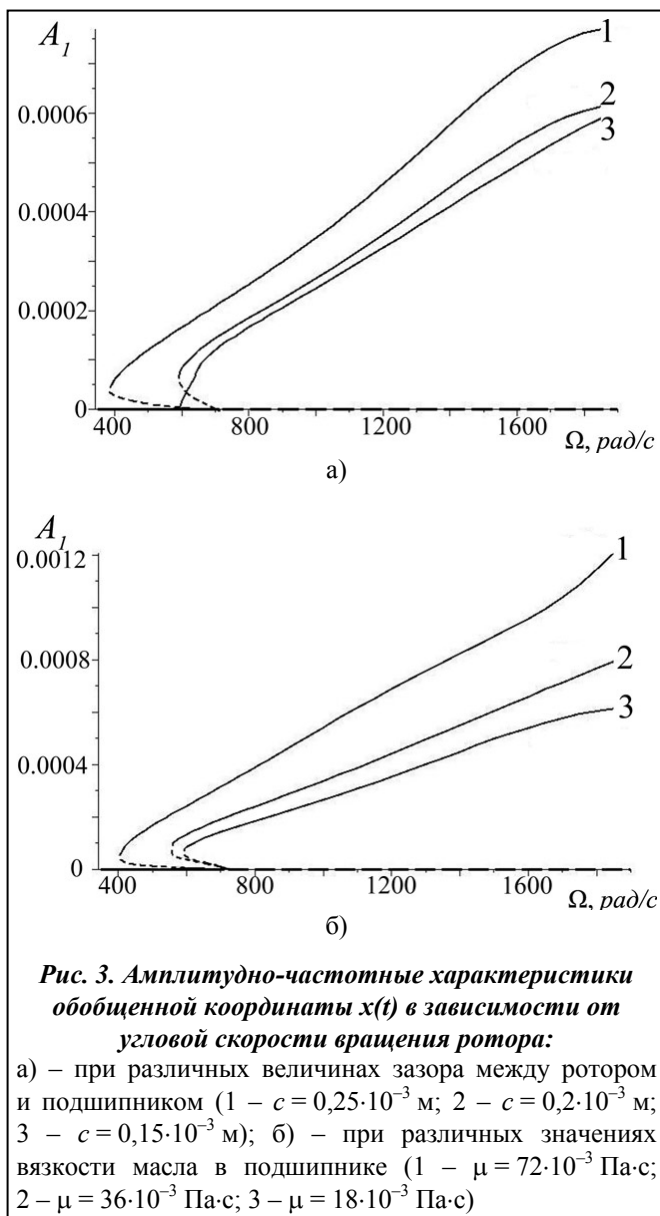


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики обобщенной координаты $x(t)$ в зависимости от угловой скорости вращения ротора:

а) – при различных величинах зазора между ротором и подшипником (1 – $c = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м; 2 – $c = 0,2 \cdot 10^{-3}$ м; 3 – $c = 0,15 \cdot 10^{-3}$ м); б) – при различных значениях вязкости масла в подшипнике (1 – $\mu = 72 \cdot 10^{-3}$ Па·с; 2 – $\mu = 36 \cdot 10^{-3}$ Па·с; 3 – $\mu = 18 \cdot 10^{-3}$ Па·с)

10. Avramov K. V. Nonlinear dynamics of one disk asymmetrical rotor supported by two journal bearings / K. V. Avramov, A. Borisuk // Nonlinear Dynamics. – 2011. – Vol. 67, №2. – P. 1201–1219.
11. Борисюк А. В. К расчету нелинейных сил, действующих на цапфы роторов на подшипниках скольжения / А. В. Борисюк, К. В. Аврамов // Пробл. машиностроения. – 2011. – Т. 14, № 3. – С. 48–53.
12. Аврамов К. В. Нелинейная динамика упругих систем. т. 1. Модели, методы, явления / К. В. Аврамов, Ю. В. Михлин. – М.: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2010. – 704 с.

Поступила в редакцию
23.11.12

УДК 621.165.65-192

О. Ю. Черноусенко, д-р техн. наук

НТУУ «Киевский политехнический институт»
(г. Киев, e-mail: cher_olya@2c.kiev.ua)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОЙ ПРОЧНОСТИ И ОСТАТОЧНОГО РЕСУРСА РОТОРОВ ТУРБИНЫ К-200-130

Проведено экспериментальное и расчетное исследование длительной прочности металла роторной стали 25Х1М1ФА паровых турбин энергоблоков мощностью 200 МВт, отработавших в реальных условиях более 220 тыс. ч. Это исследование основано на учете поврежденности по данным неразрушающего контроля энергетического оборудования и экспериментальным исследованиям длительной прочности реального ротора среднего давления, отработавшего 275031 часов при общем числе пусков 1182. Проведена оценка остаточного ресурса высокотемпературных элементов паровых турбин мощностью 200 МВт.

Проведено експериментальне та розрахункове дослідження довготривалої міцності металу роторної сталі 25Х1М1ФА парових турбін енергоблоків потужністю 200 МВт, що відпрацювали за реальних умов понад 220 тис. г. Це дослідження базується на врахуванні пошкоджуваності за даними неруйнівного контролю енергетичного обладнання і експериментальних досліджень довготривалої міцності реального ротора середнього тиску, що відпрацював 275031 годин при загальній кількості пусків 1182. Проведено оцінку залишкового ресурсу високотемпературних елементів парових турбін потужністю 200 МВт.

Введение

Для продления эксплуатации энергоблоков 200 МВт определяют остаточный ресурс роторов паровых турбин на основе отраслевого стандарта [1,2]. Продление ресурса в Украине базируется на определении коэффициента запаса длительной прочности по значениям эквивалентного напряжения ползучести, предела длительной прочности при заданной температуре и сроке службы. Основная сложность продления эксплуатации роторов заключается в отсутствии экспериментальных данных о длительной прочности для роторной стали 25Х1М1ФА, отработавшей в реальных условиях более 220 тыс. ч.

Целью работы является экспериментальное и расчетное исследование длительной прочности металла роторной стали после эксплуатации для уточнения коэффициентов запаса прочности и определения остаточного ресурса роторов цилиндров среднего давления (РСД) паровой турбины К-210-130.