

АНАЛІЗ ДЕМПФУВАЛЬНОЇ ТА ЦИРКУЛЯЦІЙНОЇ СИЛ У ШПАРИННОМУ УЩІЛЬНЕННІ ДОВІЛЬНОЇ ДОВЖИНИ

О. І. Беда, аспірант,

Сумський державний університет,

вул. Римського-Корсакова, 2, м. Суми, 40007, Україна;

E-mail: korsar4ik_4ever@list.ru

У даній роботі запропоновано методика аналітичного розрахунку демпфувальної та циркуляційної сил, що виникають у шпаринному ущільненні довільної довжини. Проведено аналіз впливу геометричних параметрів ущільнення на їх величину.

Ключові слова: *шпаринне ущільнення, демпфуюча сила, циркуляційна сила, ексцентриситет.*

ВСТУП

Одним із факторів, що впливають на надійність відцентрової машини, є її вібраційний стан, який в значній мірі визначається динамічними характеристиками системи «корпус – шпаринні ущільнення – ротор». Як показують дослідження [1; 2], гідродинамічні сили в шпаринному ущільненні суттєво впливають на динамічні характеристики ротора: в залежності від конструкції та умов роботи ущільнення вони можуть або знижувати віброактивність ротора, або навпаки, обумовлювати його динамічну нестійкість.

Нині існує велика кількість теоретичних та експериментальних досліджень впливу шпаринних ущільнень на динаміку ротора. Але в більшості із них розглядаються моделі так званих коротких ущільнень, в яких окружною складовою швидкості руху рідини, обумовленої полем тиску, нехтують. При використанні ж ущільнень де окружна складова потоку порівнянна з осьювою або навіть перевищує її динамічні характеристики ротора, як показують експериментальні дослідження [3], суттєво змінюються.

ПОСТАНОВКА ЗАВДАННЯ

Метою даної роботи є аналіз демпфувальної та циркуляційної сил у шпаринному ущільненні довільної довжини та оцінка впливу геометричних параметрів ущільнення на їх величини.

Задача вирішується при малих радіальних зміщеннях вала відносно положення його статичної рівноваги при наступних допущеннях:

- розглядаються кільцеві канали, для яких радіальний зазор значно менше діаметра;
- режим руху по всьому ущільненню – турбулентний (автомодельна область);
- граничні умови – умова прилипання частинок рідини до стінок каналу.

ГІДРОДИНАМІЧНІ СИЛИ У ШПАРИННОМУ УЩІЛЬНЕННІ

Рух рідини у шпаринному ущільненні описується системою рівнянь [4]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho}{h(\varphi)} \int_0^{h(\varphi)} \frac{du(z, \varphi)}{dt} dy_1 + \frac{\partial p(z, \varphi)}{\partial x_1} = -\frac{\lambda}{2h(\varphi)} \frac{\rho w(z, \varphi)}{2} u(z, \varphi), \\ \frac{\rho}{h(\varphi)} \int_0^{h(\varphi)} \frac{dw(z, \varphi)}{dt} dy_1 + \frac{\partial p(z, \varphi)}{\partial z} = -\frac{\lambda}{2h(\varphi)} \frac{\rho}{2} w^2(z, \varphi), \\ \frac{\partial(u(z, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial x_1} + \frac{\partial(w(z, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial z} = u(h) \frac{\partial h(\varphi)}{\partial x_1} - v(h) - u_0 \frac{\partial h(\varphi)}{\partial x_1}, \end{array} \right.$$

де $p(z, \varphi)$ – тиск рідини в кільцевому зазорі;

$w(z, \varphi)$ – осьова швидкість, обумовлена полем тиску;

$u(z, \varphi)$ – окружна швидкість, обумовлена полем тиску;

$h(\varphi)$ – величина радіального зазору;

λ – коефіцієнт опору тертя;

$u(h)$, $v(h)$ – швидкість рухомої точки стінки в окружному та радіальному напрямках;

u_0 – середня окружна швидкість рідини, обумовлена обертанням концентрично розташованого вала.

Нехтуючи інерційними членами, одержимо:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p(z, \varphi)}{\partial x_1} = -\frac{\lambda}{2h(\varphi)} \frac{\rho w(z, \varphi)}{2} u(z, \varphi), \\ \frac{\partial p(z, \varphi)}{\partial z} = -\frac{\lambda}{2h(\varphi)} \frac{\rho w^2(z, \varphi)}{2}, \\ \frac{\partial(u(z, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial x_1} + \frac{\partial(w(z, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial z} = u(h) \frac{\partial h(\varphi)}{\partial x_1} - v(h) - u_0 \frac{\partial h(\varphi)}{\partial x_1}. \end{array} \right.$$

Переходячи до безрозмірних змінних: $\varphi = \frac{x_1}{r}$, $\bar{z} = \frac{z}{l}$, дану систему запишемо у вигляді

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \varphi} = -\frac{\lambda r}{2h(\varphi)} \frac{\rho w(\bar{z}, \varphi)}{2} u(\bar{z}, \varphi), \\ \frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = -\frac{\lambda l}{2h(\varphi)} \frac{\rho w^2(\bar{z}, \varphi)}{2}, \\ \frac{\partial(w(\bar{z}, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial \bar{z}} + \frac{l}{r} \frac{\partial(u(\bar{z}, \varphi) \cdot h(\varphi))}{\partial \varphi} = l \cdot \left(\frac{u(h)}{r} \frac{\partial h(\varphi)}{\partial \varphi} - v(h) - \frac{u_0}{r} \frac{\partial h(\varphi)}{\partial \varphi} \right). \end{array} \right.$$

Величина радіального зазору виражається формулою

$$h(\varphi) = h_0 - x \cos \varphi - y \sin \varphi,$$

де h_0 – середній радіальний зазор;

x, y – координати центра ексцентрично розташованого вала в нерухомій системі координат.

Слід зауважити, оскільки окружна швидкість $u(z, \varphi)$ є величиною одного порядку малості відносно x, y, \dot{x}, \dot{y} , то приймаємо, що

$u(\bar{z}, \varphi) \cdot h(\varphi) \approx u(\bar{z}, \varphi)h_0$, $wi \approx iw_0$ (w_0 – осьова швидкість між концентрично розташованими стінками).

На підставі зроблених зауважень та враховуючи вирази для $v(h)$, $u(h)$ [1] останню систему запишемо у вигляді:

$$\begin{cases} \frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \varphi} = -\frac{\lambda r}{2h(\varphi)} \frac{\rho w_0}{2} u(\bar{z}, \varphi), \\ \frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = -\frac{\lambda l}{2h(\varphi)} \frac{\rho w^2(\bar{z}, \varphi)}{2}, \\ \frac{\partial(wh)}{\partial \bar{z}} + \frac{l}{r} \frac{\partial(uh)}{\partial \varphi} = l \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}), \end{cases} \quad (1)$$

де $U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) = \dot{x} \cos \varphi + \dot{y} \sin \varphi - 0,5\omega x \sin \varphi + 0,5\omega y \cos \varphi$.

Виразивши із першого рівняння системи (1) u та продиференціювавши отриманий вираз по φ , одержимо

$$\frac{\partial u(z, \varphi)}{\partial \varphi} = -\frac{4h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho w_0} \frac{\partial^2 p(z, \varphi)}{\partial \varphi^2}. \quad (2)$$

Із урахуванням (2) третє рівняння системи (1) прийме вигляд

$$\frac{\partial w(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = \frac{l}{r} \frac{4h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho w_0} \frac{\partial^2 p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \varphi^2} + \frac{l}{h} U(x, y, \dot{x}, \dot{y}). \quad (3)$$

Із (3) виражаємо закон зміни осової швидкості

$$w(\bar{z}, \varphi) = w(0, \varphi) + \frac{l}{r} \frac{4h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho w_0} a_1(\varphi; \bar{z}) + \frac{l}{h_0} U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) \cdot \bar{z},$$

$$\text{де } a_1(\varphi, \bar{z}) = \int_0^{\bar{z}} \frac{\partial^2 p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \varphi^2} d\bar{z}.$$

Представимо швидкість

$$w(0, \varphi) = w_0 + \Delta w \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi),$$

де Δw – зміна швидкості, обумовлена рухом ротора.

Таким чином, осьова швидкість приймає вигляд

$$w(\bar{z}, \varphi) = w_0 + \Delta w \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) + \frac{l}{r} \frac{4h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho w_0} a_1(\varphi; \bar{z}) + \frac{l}{h_0} U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) \cdot \bar{z}. \quad (4)$$

Підставивши (4) у друге рівняння системи (1) та нехтуючи членами другого порядку малості відносно до x, y, \dot{x}, \dot{y} , отримаємо

$$\frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = -\frac{\lambda l}{2h} \frac{\rho}{2} (w_0^2 + 2w_0 \Delta w \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) + \frac{l}{r} \frac{8h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho} a_1(\varphi; \bar{z}) + 2 \frac{w_0 l}{h_0} U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) \bar{z}). \quad (5)$$

Представимо тиск у шпаринному ущільненні у вигляді

$$p = f_0(\bar{z}) + f_1(\bar{z}) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi),$$

де $f_0(\bar{z})$ – тиск у концентричному зазорі, $f_1(\bar{z}) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi)$ – тиск, обумовлений рухом ротора.

Приймаючи до уваги структуру виразу U , одержимо

$$\frac{\partial^2 p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \varphi^2} = -f_1(\bar{z}) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi), \quad \frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = f_0'(\bar{z}) + f_1'(\bar{z}) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi),$$

$$a_1(\varphi; \bar{z}) = -U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) \cdot \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z}) d\bar{z},$$

$$\frac{\partial p(\bar{z}, \varphi)}{\partial \bar{z}} = -\frac{\lambda l}{2h_0} \frac{\rho w_0^2}{2} - \frac{\lambda l}{2h_0} \frac{\rho}{2} \left(2w_0 \Delta w - \frac{l}{r} \frac{8h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho} \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z}) d\bar{z} + 2 \frac{w_0 l}{h_0} \bar{z} \right) U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi).$$

Запишемо рівняння (5) у вигляді

$$f_0'(\bar{z}) + f_1'(\bar{z}) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) = -\frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho \left(2w_0 \Delta w - \frac{l}{r^2} \frac{8h_0}{\lambda} \frac{1}{\rho} \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z}) d\bar{z} + 2 \frac{w_0 l}{h_0} \bar{z} \right) U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi).$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості, одержимо

$$\begin{cases} f_0'(\bar{z}) = -\frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2; \\ f_1'(\bar{z}) = -\frac{\lambda l}{2h_0} \rho w_0 \Delta w + 2 \frac{l^2}{r^2} \int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z}) d\bar{z} - \frac{\lambda l^2}{2h_0^2} \rho w_0 \bar{z}. \end{cases} \quad (6)$$

Слід зауважити, що перше рівняння системи характеризує розподіл тиску у шпаринному ущільненні при концентричному розташуванні вала, а друге – розподіл тиску, обумовлений рухом ротора.

Розв'язок першого рівняння має вигляд

$$f_0(\bar{z}) = f_0(0) - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 \bar{z},$$

де $f_0(0)$ – тиск на вході в кільцевий концентричний канал.

Для знаходження розв'язку другого рівняння представимо $f_1(z)$ у вигляді

$$f_1(\bar{z}) = C_0 + C_1 \bar{z} + C_2 \bar{z}^2 + C_3 \bar{z}^3 + \dots + C_n \bar{z}^n + \dots \quad (7)$$

Припустивши, що ряд (7) абсолютно збіжний, одержимо

$$\frac{df_1(\bar{z})}{d\bar{z}} = C_1 + 2C_2\bar{z} + 3C_3\bar{z}^2 + \dots + nC_n\bar{z}^{n-1} + \dots \quad (8)$$

$$\int_0^{\bar{z}} f_1(\bar{z})d\bar{z} = C_0\bar{z} + C_1 \frac{\bar{z}^2}{2} + \dots + C_{n-1} \frac{\bar{z}^n}{n} + \dots \quad (9)$$

Підставляючи (8) та (9) у друге рівняння системи (6), та прирівнюючи коефіцієнти при однакових степенях \bar{z} , одержимо рекурентні співвідношення

$$C_{2n+1} = b_0^n \frac{C_1}{(2n+1)!};$$

$$C_{2n} = b_0^{n-1} \frac{2C_2}{(2n)!},$$

де

$$C_1 = -\frac{\lambda l}{2h_0} \rho w_0 \Delta w;$$

$$C_2 = -\frac{\lambda l^2}{4h_0^2} \rho w_0 + \frac{b_0}{2} C_0;$$

$$b_0 = 2 \left(\frac{l}{r} \right)^2.$$

Маємо

$$f_1(\bar{z}) = \frac{C_1}{\sqrt{b_0}} \cdot sh(\sqrt{b_0}\bar{z}) + C_0 ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} p(\bar{z}, \varphi) w_0 (ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) - 1).$$

Слід зауважити, що одержаний ряд $f_1(\bar{z})$ є абсолютно збіжним, що не суперечить припущенню та підтверджує правомірність вищенаведених викладок.

Таким чином, розподіл тиску у каналі приймає вигляд

$$p(\bar{z}) = f_0(0) - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 \bar{z} + \left(C_0 \cdot ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}\bar{z}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} \rho w_0 (ch(\sqrt{b_0}\bar{z}) - 1) \right) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi).$$

Для знаходження $f_0(0), w_0, C_0$ використаємо граничні умови

$$\begin{cases} p(0, \varphi) = p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho w^2(0, \varphi)}{2}, \\ p(1, \varphi) = p_{20} - \xi_2 \frac{\rho w^2(1, \varphi)}{2}, \end{cases} \quad (10)$$

де $p(0, \varphi)$ – тиск на вході шпаринного ущільнення;

$p(1, \varphi)$ – тиск на виході шпаринного ущільнення;

p_{10} – тиск перед входом шпаринного ущільнення;

p_{20} – тиск за шпаринним ущільненням;
 ξ_{11} – коефіцієнт вхідних втрат на вході в ущільнення;
 ξ_2 – коефіцієнт відновлення осьової швидкості на виході із ущільнення.

Система (10) приймає вигляд:

$$\begin{cases} p(0, \varphi) = p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho}{2} (w_0^2 + 2w_0 \Delta w \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi)) = f_0(0) + C_0 \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi), \\ p(1, \varphi) = p_{20} - \xi_2 \frac{\rho w^2(1, \varphi)}{2} = f_0(0) - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 + \\ + \left(C_0 \cdot ch(\sqrt{b_0}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 (ch(\sqrt{b_0}) - 1) \right) U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi). \end{cases}$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості, із першого рівняння одержимо:

$$f_0(0) = p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho w_0^2}{2},$$

$$C_0 = -\xi_{11} \rho w_0 \Delta w.$$

При цьому друге рівняння приймає вигляд:

$$\begin{aligned} p_{20} - \xi_2 \frac{\rho w^2(1, \varphi)}{2} &= p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho w_0^2}{2} - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 + \\ &+ \left(C_0 \cdot ch(\sqrt{b_0}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 (ch(\sqrt{b_0}) - 1) \right) U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi). \end{aligned}$$

Враховуючи

$$w^2(1, \varphi) = w_0^2 + 2w_0 \left(\Delta w \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) + \frac{l}{r} \frac{4h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho w_0} a_1(1; \varphi) + \frac{l}{h_0} \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) \right),$$

$$\begin{aligned} a_1(1; \varphi) &= -\int_0^1 f_1(\bar{z}) d\bar{z} \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) = \\ &= -\left[\frac{C_1}{b_0} \cdot (ch(\sqrt{b_0}) - 1) + \frac{C_0}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 \left(\frac{1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - 1 \right) \right] \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi), \end{aligned}$$

маємо

$$\begin{aligned} w^2(1) &= w_0^2 + 2w_0 \Delta w U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) - \\ &- \frac{l}{r} \frac{8h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho} \left[\frac{C_1}{b_0} \cdot (ch(\sqrt{b_0}) - 1) + \frac{C_0}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \frac{\lambda l^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 \left(\frac{1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - 1 \right) \right] \times \\ &\times U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) + 2w_0 \frac{l}{h_0} \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi). \end{aligned}$$

Тоді

$$\begin{aligned}
& p_{20} - \xi_2 \frac{\rho w_0^2}{2} - \xi_2 \frac{\rho}{2} \left[2w_0 \Delta w - \frac{l}{r} \frac{8h_0}{\lambda r} \frac{1}{\rho} \left[\frac{C_1}{b_0} \cdot (ch(\sqrt{b_0}) - 1) + \frac{C_0}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \right. \right. \\
& \left. \left. - \frac{\lambda^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 \left(\frac{1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - 1 \right) \right] + 2w_0 \frac{l}{h_0} \right] \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi) = p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho w_0^2}{2} - \frac{\lambda l}{4h_0} \rho w_0^2 + \\
& + \left(C_0 \cdot ch(\sqrt{b_0}) + \frac{C_1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - \frac{\lambda^2}{2b_0 h_0^2} p w_0 (ch(\sqrt{b_0}) - 1) \right) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi).
\end{aligned}$$

Прирівнюючи величини одного порядку малості, одержимо:

$$\begin{aligned}
\frac{\rho w_0^2}{2} &= \frac{\Delta p}{\xi_0}; \\
\Delta w(\varphi) &= -\frac{L1}{L2} s,
\end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned}
L1 &= \xi_l r_h \frac{ch(\sqrt{b_0}) - 1}{b_0} - 2\xi_2 s^2 r_h \frac{1}{b_0} \left(\frac{1}{\sqrt{b_0}} sh(\sqrt{b_0}) - 1 \right) - \xi_2 r_h; \\
L2 &= -\xi_2 - 2\xi_2 s^2 \frac{ch(\sqrt{b_0}) - 1}{b_0} - \xi_2 \xi_{11} \frac{s}{r_h} \frac{4}{\lambda} \frac{sh(\sqrt{b_0})}{\sqrt{b_0}} + \xi_{11} \cdot ch(\sqrt{b_0}) + \xi_l \frac{sh(\sqrt{b_0})}{\sqrt{b_0}};
\end{aligned}$$

$$\xi_l = \frac{\lambda l}{2h_0} \text{ - коефіцієнт втрат по довжині ущільнення;}$$

$\Delta p = p_{10} - p_{20}$ - перепад тиску на ущільненні;

$$C_0 = \xi_{11} \rho w_0 \frac{L1}{L2} s;$$

$$C_1 = \xi_l \rho w_0 \frac{L1}{L2} s;$$

$$s = \frac{l}{r}.$$

Розподіл тиску у каналі приймає вигляд:

$$\begin{aligned}
p(\bar{z}) &= p_{10} - \xi_{11} \frac{\rho w_0^2}{2} - \frac{\xi_l}{2} \rho w_0^2 \bar{z} + \\
& + \left(\xi_{11} \rho w_0 \frac{L1}{L2} s \cdot ch(\sqrt{b_0} \bar{z}) + \xi_l \rho w_0 \frac{L1}{L2} s \frac{sh(\sqrt{b_0} \bar{z})}{\sqrt{b_0}} - \xi_l s r_h p w_0 \frac{ch(\sqrt{b_0} \bar{z}) - 1}{b_0} \right) \cdot U(x, y, \dot{x}, \dot{y}, \varphi).
\end{aligned}$$

Знаходимо проєкції гідродинамічних сил, що діють на ротор:

$$\begin{aligned}
F_x &= -rl \int_0^1 \int_0^{2\pi} p(\bar{z}) \cos \varphi d\varphi d\bar{z} = -rl \int_0^1 \int_0^{2\pi} (f_0(\bar{z}) + f_1(\bar{z}) \cdot t) \cos \varphi d\varphi d\bar{z} = -b \cdot (\dot{x} + 0, 5\omega y); \\
F_y &= -rl \int_0^1 \int_0^{2\pi} p(\bar{z}) \sin \varphi d\varphi d\bar{z} = -rl \int_0^1 \int_0^{2\pi} (f_0(\bar{z}) + f_1(\bar{z}) \cdot t) \sin \varphi d\varphi d\bar{z} = -b \cdot (y - 0, 5\omega x),
\end{aligned}$$

де

$$b = r^2 \sqrt{\frac{2\rho\Delta p}{\xi_0}} \frac{\pi s^2 L1}{L2} \left[\xi_l \frac{ch(\sqrt{b_0}) - 1}{b_0} + \xi_{11} \frac{sh(\sqrt{b_0})}{\sqrt{b_0}} - \xi_l r_h \frac{1}{b_0} \frac{L2}{L1} \left(\frac{sh(\sqrt{b_0 z})}{\sqrt{b_0}} - 1 \right) \right] -$$

коефіцієнт демпфування. (11)

Для оцінки впливу геометричних параметрів ущільнення на коефіцієнт демпфування запишемо його у вигляді

$$b = r^2 \sqrt{2\rho\Delta p} K(s, r_h),$$

де

$$K(s, r_h) = \frac{\pi s^2}{\sqrt{\xi_0}} \cdot \frac{L1}{L2} \cdot \left[\xi_l \frac{ch(\sqrt{b_0}) - 1}{b_0} + \xi_{11} \frac{sh(\sqrt{b_0})}{\sqrt{b_0}} - \xi_l r_h \frac{1}{b_0} \frac{L2}{L1} \left(\frac{sh(\sqrt{b_0 z})}{\sqrt{b_0}} - 1 \right) \right].$$

Аналіз коефіцієнта $K(s, r_h)$, назвемо його безрозмірним коефіцієнтом демпфувальної та циркуляційної сил у шпаринному ущільненню, показує, що він залежить лише від двох безрозмірних параметрів $s = \frac{l}{r}$ та

$r_h = \frac{r}{h_0}$, що характеризують геометричні розміри ущільнення. На рис.1

наведена залежність коефіцієнта $K(s, r_h)$ від вказаних параметрів.

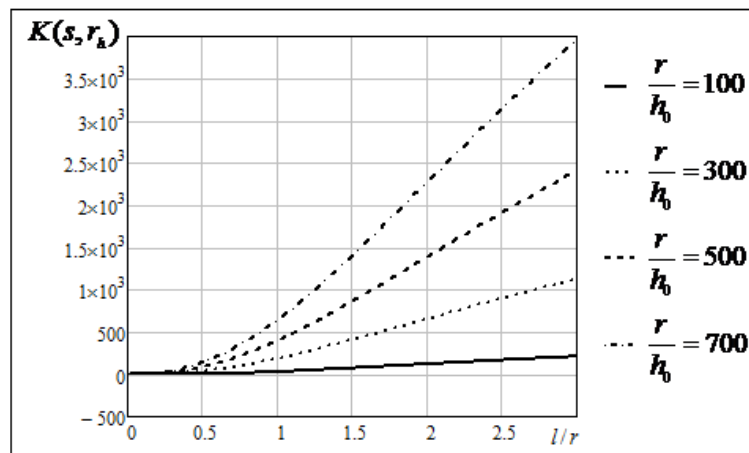


Рисунок 1 – Залежність коефіцієнта $K(s, r_h)$ від геометричних параметрів ущільнення

Видно, що при малих відношеннях $\frac{r}{h_0}$ вплив довжини ущільнення несуттєвий, але з ростом параметра $\frac{r}{h_0}$ залежність стає більш вираженою.

При $\frac{l}{r} > 1$ ця залежність носить майже лінійний характер.

На рис. 2 приведена порівняльна характеристика безрозмірних коефіцієнтів, одержаних за методиками короткого ущільнення [5] (крива 2) та ущільнення довільної довжини (крива 1) при $\frac{r}{h_0} = 100$.

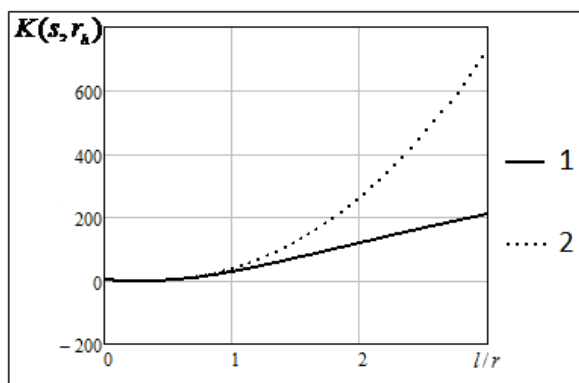


Рисунок 2 – Порівняння безрозмірних коефіцієнтів

Як видно з рисунка, розбіжність між вказаними коефіцієнтами з ростом параметра $\frac{l}{r}$ зростає. Слід зауважити, що дослідженню розбіжностей між коефіцієнтами, отриманими за методикою короткої щілини і експериментальними та чисельними методами присвячено багато робіт. Деякі автори [5] пропонують корегувати розбіжність поправочним коефіцієнтом, який залежить від параметра $\frac{l}{r}$.

На рисунку 3 наведена порівняльна характеристика поправкових коефіцієнтів. Суцільні лінії відповідають поправковому коефіцієнту, розрахованому за методикою ущільнення довільної довжини, а пунктирні – коефіцієнту, запропонованому в роботі [5]. Бачимо, що параметр $\frac{r}{h_0}$ також впливає на величину поправкового коефіцієнта. При великих значеннях параметра $\frac{r}{h_0}$ розбіжність між вказаними коефіцієнтами незначна (рис. 3 б), однак при $\frac{r}{h_0} = 100$ коефіцієнти можуть відрізнятися на величину до 20% (рис. 3 а).

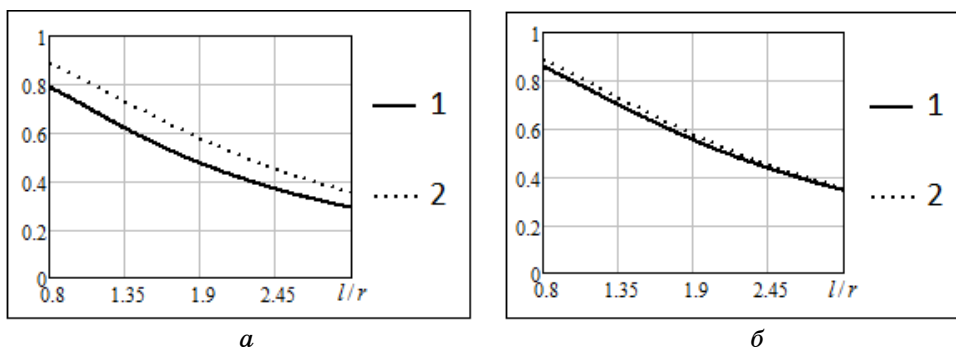


Рисунок 3 – Порівняння поправкових коефіцієнтів: а – $\frac{r}{h_0} = 100$; б – $\frac{r}{h_0} = 500$

ВИСНОВКИ

За результатами проведених досліджень одержано аналітичні вирази демпфувальної та циркуляційної сил, що виникають у шпаринному ущільненні довільної довжини. Проведено аналіз впливу геометричних параметрів ущільнення на величини цих сил.

ANALYSIS OF THE DAMPING AND CIRCULATION FORCES IN THE WEAR SEAL OF ARBITRARY LENGTH

O. I. Beda,
Sumy State University,
2 R-Korsakov Str., 40007 Sumy, Ukraine;
E-mail: korsar4ik_4ever@list.ru

The method of analytical calculation of damping and circulation forces which spring up in the wear seal of arbitrary length is offered in this work. The analysis of influence of geometrical parameters of the seal on these forces is conducted.

Key words: wear seals, damping force, circulation force, excentricity.

АНАЛИЗ ДЕМПФИРУЮЩЕЙ И ЦИРКУЛЯЦИОННОЙ СИЛ В ЩЕЛЕВОМ УПЛОТНЕНИИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ДЛИНЫ

А. И. Беда,
Сумский государственный университет,
ул. Римского-Корсакова, 2, г. Сумы, 40007, Украина;
E-mail: korsar4ik_4ever@list.ru

В данной работе предложена методика аналитического расчета демпфирующей и циркуляционной сил, которые возникают в щелевом уплотнении произвольной длины. Проведен анализ влияния геометрических параметров щели на их величину.

Ключевые слова: щелевое уплотнение, демпфирующая сила, циркуляционная сила, эксцентриситет.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Марцинковский В. А. Бесконтактные уплотнения роторных машин / В. А. Марцинковский. – М.: Машиностроение, 1980.
2. Марцинковский В. А. Влияние конусности щелевых уплотнений на устойчивость роторов центробежных машин / В. А. Марцинковский, В. И. Симановский // Изв. Вузов. Машиностроение. – 1978. – № 3. – С.90-93.
3. Блудник А. Н. Экспериментальное исследование и оценивание динамических коэффициентов ротора с щелевыми уплотнениями / А. Н. Будник, В.И. Симоновский // Экспресс - информация ЦИНТИХимнефтомаш: качество, надежность, долговечность. – 1982. – № 4 (82). – С.4-6.
4. Беда І. М. Рух рідини в кільцевих каналах шпарових ущільнень/ І. М. Беда, О. І. Беда // Вісник СумДУ. Серія Технічні науки. – 2011. – № 4. – С. 26-33.
5. Black H. F. Inlet Flow Swirl in Short Turbulent Annular Seal Dynamics / H. F. Black, P. E. Allaire, L. E. Barrett // 9th Int. Conf. in Fluid Sealing, BHRA Fluid Engineering. – Leeuwenhorst, The Netherlands. – Apr., 1981. – P. 182-189.

Надійшла до редакції 20 лютого 2013 р.