

УДК 62-82

Е.А. КРЕСТИН

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЩЕЛЕВЫХ ЗАЗОРАХ БЕСКОНТАКТНЫХ УПЛОТНЕНИЙ ПРИ СТУПЕНЧАТОМ ИЗМЕНЕНИИ ДАВЛЕНИЯ

UNSTEADY HYDRODYNAMIC PROCESSES IN THE SLIT GAPS NONCONTACT SEALS
IN A STEP CHANGE IN PRESSURE

Определение расхода утечек жидкости через щелевые кольцевые зазоры в динамических исследованиях приводит к расхождению теоретических и экспериментальных результатов. Особенно это расхождение велико при нестационарных процессах в гидравлических системах. Найдены динамические характеристики кольцевых уплотнительных щелей бесконтактных уплотнений при типовом ступенчатом (единичный скачок) изменении давления. Определен профиль скорости, расход утечек, сила вязкого трения на стенке канала, рассмотрено релаксационное течение, определены переходная и весовая функции уплотнительной щели.

Ключевые слова: нестационарное движение, скачок давления, бесконтактное уплотнение, релаксация, переходная функция уплотнительной щели.

В различных областях науки и техники все большее значение приобретают исследования и расчеты нестационарных процессов, возникающих в машинах, аппаратах, системах управления и регулирования [1-15]. Такой интерес специалистов к нестационарным процессам не является случайным, а вызван непрерывно растущими, в соответствии с общим прогрессом, технико-экономическими требованиями.

Исследование по определению величины расхода утечек жидкости через щелевые зазоры в динамических исследованиях приводит к расхождению теоретических и экспериментальных результатов. Особенно это расхождение велико с существенно нестационарным режимом работы гидравлических систем.

В связи с этим в настоящей работе определяются динамические характеристики кольцевых уплотнительных щелей бесконтактных уплотнений при типовых входных сигналах.

В качестве типовых входных воздействий используем единичную ступенчатую функцию (единичный скачок)

Determination of leakage of fluid through the slotted annular gaps in dynamic studies leads to the discrepancy between the theoretical and experimental results. This discrepancy is particularly large for non-stationary processes in hydraulic systems. Dynamic characteristics of annular sealing cracks in a typical non-contact seals in stepwise (unit step) change of pressure are found. The velocity profile, the flow of leaks, the force of viscous friction on the channel wall are determined, the relaxation during the defined transition and the weighting function of the sealing gap are viewed.

Keywords: unsteady motion, pressure jump, contactless seal, relaxation, the transition function of the sealing gap.

$$x(t) = 1(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0 \\ 1 & \text{при } t \geq 0 \end{cases} \quad (1)$$

и единичную импульсную функцию [7]

$$f(t) = \delta(t) \quad (2)$$

В данной работе рассмотрен переходный процесс течения жидкости в плоскопараллельном канале при ступенчатом изменении давления на входе.

Рассмотрим продольное сечение бесконтактного уплотнения, стенки которого образуют щель с постоянной величиной зазора, пренебрегая влиянием входного и выходного участков и полагая неустановившийся поток ламинарным (рис. 1).

Ввиду малости величины зазора имеем $l \gg h$. Считая, что течение жидкости в канале плоскопараллельное, т.е. поперечная скорость равна нулю, а продольная скорость v , в силу уравнения неразрывности, не зависит от координаты x , а зависит только от координаты y и времени t , то придем к известной упрощенной формуле Навье-Стокс [10]:

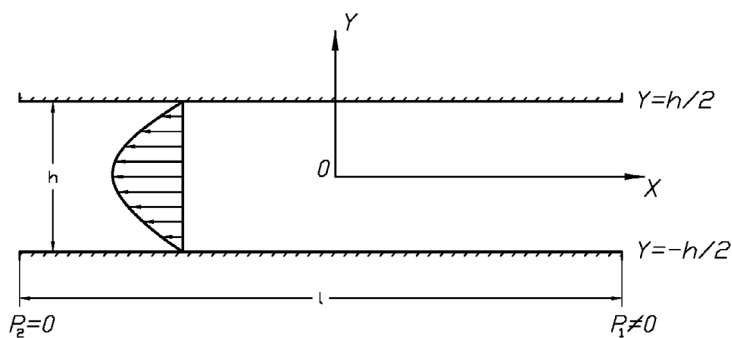


Рис. 1. Схема канала с параллельными стенками

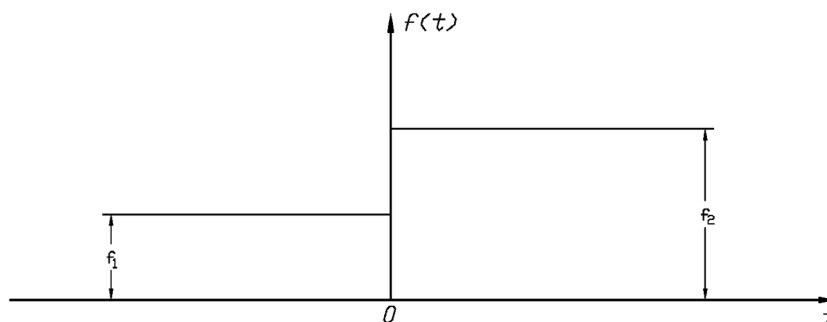


Рис. 2. График ступенчатого изменения функции давления

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}. \quad (3)$$

До некоторого момента времени $t = 0$ в канале существовало стационарное течение вязкой несжимаемой жидкости под действием перепада давления Δp , т.е. профиль продольной скорости чисто параболический (пуазейлевский).

Рассмотрим входное воздействие на жидкость в виде единичной ступенчатой функции (1). В момент времени $t = 0$ давление на входе скачком изменилось $p_1 \rightarrow \tilde{p}_2$ и начался переходной процесс, который имеет своим пределом другой пуазейлевский профиль, параметры которого соответствуют новому перепаду давления. Граничные условия уравнения (3) записываются как

$$u\left(\frac{h}{2}\right) = u\left(-\frac{h}{2}\right) = 0. \quad (4)$$

Уравнение движения для поперечной составляющей скорости (принятой равной нулю) дает $\frac{\partial p}{\partial y} = 0$, т.е. давление зависит только от (x, t) . Поскольку из (3) следует, что $-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$ может являться

только функцией времени $f(t)$, то ясно, что давле-

ние, не зависящее от координаты y , должно быть линейной функцией координаты x :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = f(t)$$

или

$$p = -\rho f(t)x + c.$$

Вид функции $f(t)$, изображенной на рис. 2, соответствует состоянию, при котором в начальный период времени при $t < 0$ был один постоянный перепад давления, а при $t \geq 0$ стал другой, но также постоянный перепад давления.

Таким образом, решаем уравнение

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = f(t), \quad -\infty < t < +\infty \quad (5)$$

с граничными условиями (4) и

$$f = f_1 + f_2 x(t), \quad (6)$$

где $x(t)$ – ступенчатая функция Хевисайда (1).

Уравнение (5) должно быть решено на интервале $t \in (-\infty, +\infty)$. Однако практически удобнее свести задачу к интервалу $t \in [0, +\infty)$. Найдем профиль скорости при $t < 0$. Из уравнений (5) и (6) получаем

$$u = -\frac{1}{\nu} f_1 \frac{y^2}{2} + ay + b,$$

где $\alpha = 0$, $b = \frac{1}{v} f_1 \cdot h^2 / 8$ – постоянные интегрирования, определенные из граничных условий (4). Непосредственно перед скачком перепада давления имеем следующее начальное распределение профиля скорости:

$$u_0 = u(y, 0) = \frac{f_1}{2v} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right). \quad (7)$$

Таким образом, краевая задача с начальными условиями сформулирована в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} - v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = f_2 \quad t \in [0, +\infty), \quad (8)$$

$$u(h/2) = u(-h/2) = 0, \quad (9)$$

$$u|_{t=0} = u_0(y) = \frac{f_1}{2v} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right). \quad (10)$$

Новым предельным режимом течения, к которому будет стремиться переходный режим при $t \rightarrow +\infty$, будет распределение (10), где вместо f_1 будет функция f_2 :

$$u \rightarrow \frac{f_2}{2v} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right) \text{ при } t \rightarrow +\infty. \quad (11)$$

Будем решать задачу (8) - (10) методом преобразования Лапласа по времени t . Домножим уравнение (8) на $\exp(-pt)$, где p – параметр, и проинтегрируем по времени t от 0 до ∞ . Вводя обозначение

$$W(y, p) = \int_0^\infty u(y, t) e^{-pt} dt \quad (12)$$

для изображения продольной скорости $W(y, p)$, получим из (7):

$$v \int_0^\infty \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} e^{-pt} dt = -v \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_0^\infty u e^{-pt} dt = -v \frac{d^2 W}{dy^2},$$

$$\int_0^\infty \frac{\partial u}{\partial t} e^{-pt} dt = u_0(y) + pW(y, p) =$$

$$= pW(y, p) + \frac{f_1}{2v} \left(y^2 - \frac{h^2}{4} \right),$$

$$\int_0^\infty f_2 e^{-pt} dt = \frac{1}{p} f_2,$$

или окончательно получим задачу в виде

$$v \frac{d^2 W}{dy^2} - pW = \frac{f_1}{2v} \left(y^2 - \frac{h^2}{4} \right) - \frac{f_2}{p} \quad (13)$$

с граничными условиями

$$W(h/2, p) = W(-h/2, p) = 0. \quad (14)$$

Решение уравнений (13) и (14) запишем в виде

$$W = C_1 e^{y\sqrt{p/v}} + C_2 e^{-y\sqrt{p/v}} + \frac{f_1}{2v} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right) + \frac{f_2 - f_1}{p}, \quad (15)$$

т.е. в виде суммы общего решения однородного и частного решения неоднородного уравнения.

Удовлетворяя граничным условиям (14), получаем

$$W(y, p) = \frac{f_2 - f_1}{p^2} \left\{ 1 - \frac{chy\sqrt{p/v}}{chh/2\sqrt{p/v}} \right\} + \frac{f_1}{2vp} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right). \quad (16)$$

Чтобы определить теперь профиль скорости $u(y, t)$, следует найти оригинал по изображению $W(y, p)$ [9] из уравнения (16):

$$u(y, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} W(y, p) e^{pt} dp, \quad (17)$$

где C лежат правее всех особых точек $W(y, p)$ в комплексной плоскости p . Особыми точками изображения (16) являются простые полюса

$$p_k = -\frac{v}{h^2} \pi^2 (1 + 2k)^2, \quad k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

и $p_* = 0$. Так как все полюса $W(y, p)$ – простые и $W(y, p)$ – мероморфная функция комплексного переменного p , то её можно разложить в бесконечный ряд простых дробей [10]:

$$W(y, p) = \frac{C_*}{p} + \sum_{k=0}^\infty \frac{C_k}{p - p_k}, \quad (19)$$

причем C_* рассчитывается как

$$C_* = \frac{f_2}{2v} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right). \quad (20)$$

Коэффициенты C_k определяются при помощи теории вычетов:

$$C_k = (-1)^k \frac{h^2}{2\pi^3 v} \frac{f_1 - f_2}{(k + 1/2)^3} ch\pi i \left(k + \frac{1}{2} \right) \frac{2y}{h}. \quad (21)$$

Суммируя вычеты (20) и (21), получим выражение для скорости $u(y, t)$ в виде

$$u(y, t) = \frac{f_2}{2\nu} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right) + \frac{h^2}{2\pi^3} \frac{f_1 - f_2}{\nu} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k + 1/2)^3} \cos \left[\pi \left(k + \frac{1}{2} \right) \frac{2y}{h} \right] e^{-4\pi^2 \frac{\nu t}{h^2} \left(k + \frac{1}{2} \right)^2}. \quad (22)$$

Из формулы (22) с очевидностью следует, что при $t \rightarrow \infty u = \frac{f_2}{2\nu} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right)$, а это вполне согласуется с выражением (11). Если момент времени достаточно удален от начального (нулевого) значения, то можно использовать следующую упрощенную асимптотическую формулу:

$$u(y, t) \cong \frac{f_2}{2\nu} \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right) + \frac{4h^2}{\pi^3 \nu} (f_1 - f_2) \cos \frac{\pi y}{h} e^{-\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}}. \quad (23)$$

Условием применимости этой формулы является неравенство

$$e^{-\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}} \gg e^{-9\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}}, \quad (24)$$

которое всегда выполняется при не слишком малых временах

$$\pi^2 \frac{\nu t}{h^2} \gtrsim 1.$$

Найдем силу трения на стенке канала по формуле

$$F_{mp} = \frac{1}{2} \rho f_2 h l + \frac{1}{\pi^2} \rho h l (f_1 - f_2) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k + 1/2)^2} e^{-4\pi^2 \frac{\nu t}{h^2} \left(k + \frac{1}{2} \right)^2}, \quad (25)$$

которая при $t \rightarrow \infty$ стремится к виду

$$F_{mp}^+ \rightarrow \frac{1}{2} \rho f_2 h l = -\frac{h}{2} \Delta p^+,$$

где $\Delta p^+ = p_{\text{вых}}^+ - p_{\text{вход}}^+$ - перепад давления при $t \geq 0$,

$$f_2 = -\frac{1}{\rho} \frac{\Delta p^+}{l}.$$

При $t = 0$ сила трения составляет

$$F_{mp}^- = \frac{1}{2} \rho f_2 h l + \frac{1}{\pi^2} \rho h l (f_1 - f_2) \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k + 1/2)^2}.$$

Сумма ряда в последнем выражении определяется как

$$\sum_{k=0}^{\infty} \left(k + \frac{1}{2} \right)^{-2} = \frac{\pi^2}{2}.$$

Таким образом, при $t = 0$ получаем

$$F_{mp}^- = \frac{1}{2} \rho f_1 h l = -\frac{h}{2} \Delta p^-,$$

где $\Delta p^- = p_{\text{вых}}^- - p_{\text{вход}}^-$ - перепад давления при $t < 0$.

При выполнении условия (24) формула для силы трения (25) упрощается и принимает вид:

$$F_{mp} = -\frac{h}{2} \Delta p^+ + \frac{4h}{\pi^2} (\Delta p^+ - \Delta p^-) e^{-\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}}. \quad (26)$$

Рассмотрим случай, когда f_1 и f_2 имеют разные знаки, т.е. когда скорость течения со временем меняет знак. Направление течения жидкости в этом случае со временем изменяется на противоположное. Сила трения в некоторый момент времени пройдет через нуль. Допустим, что этот момент времени t_* удовлетворяет условию (24). В этом случае t_* можно определить из выражения (26):

$$t_* = \frac{1}{\pi^2} \frac{h^2}{\nu} \ln \frac{8}{\pi^2} \left(1 + \frac{|\Delta p^-|}{\Delta p^+} \right), \quad (27)$$

в этот момент сила трения $F_{mp} = 0$.

На рис. 3 показана зависимость силы трения от времени для различных случаев. Следует отметить,

что $\frac{\partial F_{mp}}{\partial t}$ при $t = 0$ не существует (обращается в бесконечность).

Иследуем профиль скорости в разные моменты времени. При $t = t_{**}$ в приближении (24) имеем

$$u(0, t) = \frac{f_2 h^2}{8\nu} + \frac{4h^2}{\pi^3 \nu} (f_1 - f_2) e^{-\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}}.$$

Если перепад давления меняет знак $f_2 < 0, f_1 > 0$, то $\Delta p^+ > 0, \Delta p^- < 0$. В этом случае

$$u(0, t) = -\frac{|f_2| h^2}{8\nu} + \frac{4h^2}{\pi^3 \nu} (f_1 + |f_2|) e^{-\pi^2 \frac{\nu t}{h^2}}. \quad (28)$$

Физически это объясняется следующим образом. В некоторый момент времени $t = t_{**}$ $u(0, t)$ пройдет через нуль и изменит знак. Из формулы (28) находим

$$t_{**} = \frac{1}{\pi^2} \frac{h^2}{\nu} \ln \frac{32}{\pi^3} \left(1 + \frac{|\Delta p^-|}{\Delta p^+} \right). \quad (29)$$

Сравнивая (29) и (27), заключаем, что сначала в нуль обратится сила трения, затем через нуль пройдет скорость в центре канала, $t_{**} > t_*$. На рис. 4 показан качественный вид профилей скорости в некоторые моменты времени при $\Delta p^+ > 0, \Delta p^- < 0$.

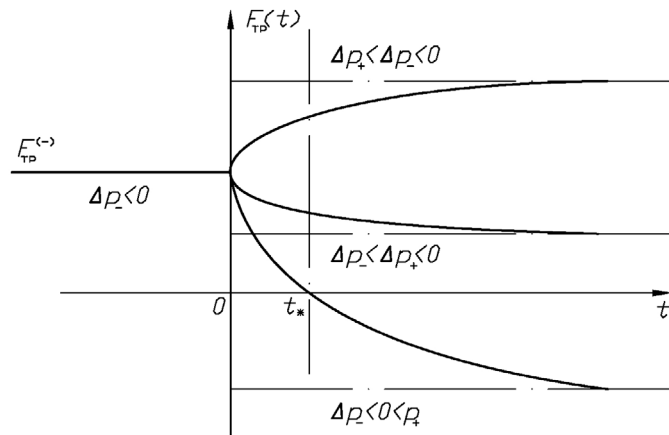


Рис. 3. Временная зависимость силы трения на стенке канала

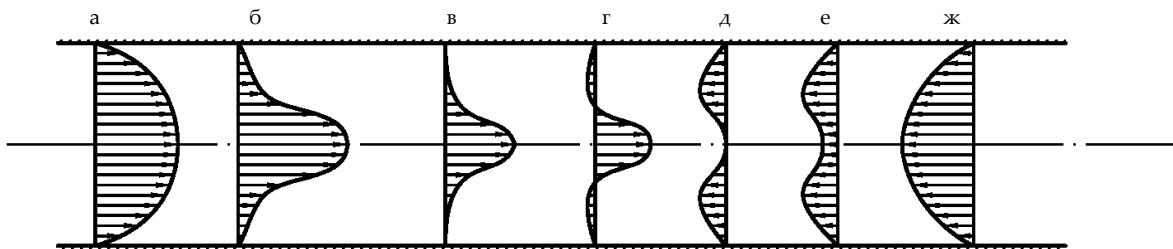


Рис. 4. Временные эволюции профиля скорости:

а - $t < 0$; б - $0 < t < t_*$;

в - $0 < t_* = t$; г - $t_* < t < t_{**}$; д - $t = t_*$; е - $t_{**} < t$

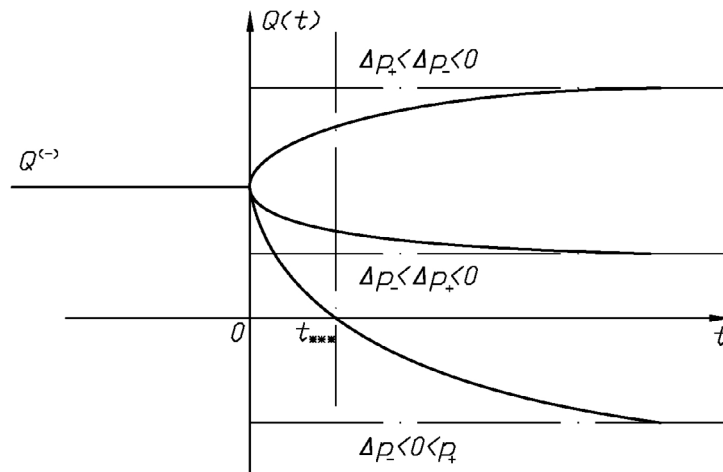


Рис. 5. График изменения расхода жидкости через щелевой зазор

Следует напомнить, что качественные оценки профилей скорости произведены из условия (24). При больших $\Delta p +$ и малых временах t_* и t_{**} профиль скорости может испытывать более частые осцилляции, так как в формуле (22) необходимо будет удерживать члены с несколькими $k = 0, 1, 2, \dots$

В плоском канале расход вычисляется как интеграл от скорости по сечению канала:

$$Q(t) = \int_{-h/2}^{+h/2} u(y, t) dy = 2 \int_0^{h/2} u(y, t) dy.$$

Интегрируя почленно (22), найдем

$$Q(t) = \frac{f_2 h^3}{12\nu} + \frac{h^3 (f_1 - f_2)}{2\pi^4 \nu} \sum_{k=0}^{\infty} \left(k + \frac{1}{2}\right)^{-4} e^{-4\pi^2 \frac{\nu t}{h^2} \left(k + \frac{1}{2}\right)^2}. \quad (30)$$

В приближении (24) имеем

$$Q(t) \cong \frac{f_2 h^3}{12\nu} + \frac{8}{\pi^4} \frac{h^3(f_1 - f_2)}{\nu} e^{-\pi^2 \nu t / h^2}. \quad (31)$$

При $t \rightarrow \infty$ имеем $Q \rightarrow Q^+ = \frac{f_2 h^3}{12\nu}$.

При $t = 0$

$$Q(0) = \frac{f_2 h^3}{12\nu} + \frac{h^3(f_1 - f_2)}{2\pi^4 \nu} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k + 1/2)^4} = Q^-.$$

В справочнике [10] находим

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k + 1/2)^4} &= 16 \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(2k + 1)^4} = 16 \frac{1}{(2k - 1)^4} = \\ &= 16 \cdot \frac{\pi^4}{96} = \frac{\pi^4}{6} \end{aligned}$$

В итоге имеем

$$Q(0) = \frac{f_1 h^3}{12\nu},$$

как и должно быть по физике рассматриваемого явления.

Если $\Delta p_- < 0$, $\Delta p_+ > 0$, то в некоторый момент времени расход Q пройдет через нуль и изменит знак. Обозначим этот момент времени $t = t_{***}$. Воспользуемся приближением (24) и формулой (31) для определения t_{***} .

Итак, имеем:

$$\frac{f_2}{12} + \frac{8}{\pi^4} (f_1 - f_2) e^{-\pi^2 \nu t / h^2} = 0$$

или

$$-\frac{\Delta p_+}{12} + \frac{8}{\pi^4} (\Delta p_+ + |\Delta p_-|) e^{-\pi^2 \nu t / h^2} = 0.$$

В результате получим

$$t_{***} = \frac{h^2}{\pi^2 \nu} \ln \frac{96}{\pi^4} \left(1 + \frac{|\Delta p_-|}{\Delta p_+} \right). \quad (32)$$

Сопоставляя (27), (29) и (32), приходим к заключению, что

$$t_* < t_{***} < t_{**} \quad (33)$$

Неравенство (33) трактуется таким образом: когда возник перепад давления противоположного знака, то сначала в нуль обратилась сила трения на стенках и изменила свой знак на противоположный ($t = t_*$), затем прошел через нуль полный расход ($t = t_{***}$) и в заключение прошла через нуль скорость в центре канала ($t = t_{**}$).

На рис. 5 приведены качественные зависимости от времени для различных случаев.

В отличие от аналогичных зависимостей для силы трения (рис.3), $\frac{\partial Q}{\partial t}$ при $t = 0$, расход существует, но имеет излом: $\frac{\partial Q}{\partial t} = 0$ при $t = 0_-$ и $\frac{\partial Q}{\partial t} \neq 0$ при $t = 0_+$.

Задача рассматривалась при начальном течении Пуазейля. Если положить f_1 равной нулю, т.е. до момента времени $t = 0$ жидкость в канале покоилась - нулевые начальные условия, то получим формулу для расхода из (30) в таком виде:

$$\begin{aligned} Q(t) &= \frac{f_2 h^3}{12\nu} + \frac{f_2 h^3}{2\pi^4 \nu} \sum_{k=0}^{\infty} (k + 1/2)^{-4} e^{-4\pi^2 \frac{\nu}{h^2} (k + 1/2)^2 t} = \\ &= \frac{f_2 h^3}{12\nu} \left[1 - \frac{6}{\pi^4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-4\pi^2 \frac{\nu}{h^2} (k + 1/2)^2 t}}{(k + 1/2)^4} \right]. \end{aligned} \quad (34)$$

С помощью формулы (34) можно получить переходную функцию уплотнительной щели. Входным воздействием для щели в этом случае будет единичное ступенчатое воздействие давления перед щелью, а выходной реакцией - расход утечек:

$$h(t) = \frac{Q(t)}{f(t)} = 1 - \frac{6}{\pi^4} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{e^{-4\pi^2 \frac{\nu}{h^2} (k + 1/2)^2 t}}{(k + 1/2)^4}. \quad (35)$$

Вывод. Основным результатом работы является формула (22), которую можно представить в виде

$$u(y, t) = A \left(\frac{h^2}{4} - y^2 \right) + B \sum_{k=0}^{\infty} \lambda_k \cos \frac{y}{y_k} e^{-t/t_k},$$

где $y_k = \frac{h}{(2k + 1)\pi}$,

$$t_k = \frac{h^2}{(2k + 1)^2 \pi^2 \nu} = \frac{y_k^2}{\nu}$$

- соответственно спектр масштабов длины и спектр времени переходного процесса. Таким образом, скачкообразное изменение давления индуцирует бесконечную сумму течений, каждая из которых затухает со своим собственным временем релаксации t_k . Значительно медленнее других затухает течение со временем релаксации $t_0 = \frac{h^2}{\pi^2 \nu}$, следующее t уже затухает за значительно меньшее время $t_1 = \frac{h^2}{9\pi^2 \nu}$ и т.д. Широко использованное

в данной работе приближение (24) основано на том, что помимо стационарного течения учитывалось наибольшее медленное релаксирующее течение со временем затухания t_0 . Это приближение справедливо для времен $t \geq t_0$, так как к этому времени течения с меньшими временами релаксации успеют затухнуть. Если бы необходимо было определить время $t \geq t_1$, нужно было бы удерживать вклад от течений $C_k = 0, k = 1$ и т.д.

На основании интегральных характеристик расхода определены переходная и весовая функции уплотнительной щели, что соответствует переходным процессам в теории автоматического регулирования для типовых входных воздействий.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Крестин Е.А. Снижение колебаний в предохранительных клапанах систем гидроприводов // Материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции по итогам НИР 2013 года / СГАСУ. Самара, 2014. С. 185-186.
2. Крестин Е.А. Гидравлический расчет гидромоторов // Материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции по итогам НИР 2013 года / СГАСУ. Самара, 2014. С. 187-188.
3. Крестин Е.А. Распределители жидкости систем гидроприводов // Материалы 71-й Всероссийской научно-технической конференции по итогам НИР 2013 года / СГАСУ. Самара, 2014. С. 188-189.
4. Крестин Е.А. Гидродинамический расчет бесконтактных уплотнений плунжерных пар // Научное обозрение. 2014. №10. С. 430-436.
5. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Автоматизация динамических испытаний аксиально-поршневых гидромоторов // Всероссийская межвуз. научно-практ. конф. «Компьютерные технологии в науке, практике и образовании»: тез. докл. Самара: СамГТУ, 2003. С. 20-21.
6. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Математическое моделирование гидравлических исполнительных систем

Об авторе:

КРЕСТИН Евгений Александрович

кандидат технических наук, профессор кафедры общей и прикладной физики и химии Самарский государственный архитектурно-строительный университет
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, 194,
тел. (846) 339-14-76
E-mail: git.2008@mail.ru

экскаватора как объекта управления // Труды Международной науч.-техн. конф. «ИНТЕРСТРОИМЕХ-2005». Ч. 1. Тюмень: ТГНУ, 2005. С. 154-158.

7. Дуданов И.В. Стенд для исследования гидропривода грузоподъемной стрелы, оснащенного системой автоматического управления, замкнутой по скорости // Материалы Международной науч.-техн. конф. «ИНТЕРСТРОИМЕХ-2007» / СГАСУ. Самара, 2007. С. 114-116.

8. Дуданов И.В. Автоматизация динамических испытаний гидрооборудования // Тезисы докл. на Международной научно-техн. конф. «Радиоэлектроника, электроника и энергетика». М.: МЭИ, 2004. С. 105.

9. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Декомпозиция одного класса многомерных объектов управления // Труды секции «Строительство». Строительный вестник Российской инженерной академии. М., 2006. С. 186-191.

10. Слезкин Н.А. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М.: ГИТД, 1955. 300 с.

11. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Одноковшовый гидравлический экскаватор как объект управления // Механизация строительства. 2008. №6. С. 9-10.

12. Гальперин Е.М., Лукс А.Л., Крестин Е.А. Сравнительный анализ отечественных и зарубежных методик расчета потерь напора в трубах кольцевой водопроводной сети // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2012. Вып. №2(6). С. 80-85.

13. Галицков С.Я., Дуданов И.В. Автоматизированный гидропривод поворотной платформы экскаватора // Труды секции «Строительство». Строительный вестник Российской инженерной академии. Вып. 8. М., 2007. С. 80-87.

14. Лукс А.Л., Крестин Е.А., Шувалов М.В. Анализ влияния волнисто-шероховатой поверхности на гидравлическое сопротивление и теплопередачу при турбулентных течениях потока жидкостей в промышленных трубах // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2013. Вып. № 1(9). С. 93-113.

15. Крестин Е.А. Определение утечек жидкости через зазор бесконтактного уплотнения поршня гидравлического вибратора // Научное обозрение. 2014. № 5. С. 20-22.

© Крестин Е.А., 2015

KRESTIN Evgeny A.

PhD in Engineering, Professor of the of the General and Application-Oriented Physics and Chemistry Chair Samara State University of Architecture and Civil Engineering 443001, Russia, Samara, Molodogvardeyskaya str., 194, tel. (846) 339-14-76
E-mail: git.2008@mail.ru

Для цитирования: Крестин Е.А. Нестационарные гидродинамические процессы в щелевых зазорах бесконтактных уплотнений при ступенчатом изменении давления // Вестник СГАСУ. Градостроительство и архитектура. 2015. Вып. № 1(18). С. 100-106.