ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1974

Seria: Energetyka z. 50 Nr kol. 402

Andrzej Korczak

Instytut Maszyn i Urządzeń
Energetycznych

PRZEPŁYW BURZLIWY PRZEZ PROMIENIOWĄ SZCZELINĘ Z JEDNĄ OBRACAJĄCĄ SIĘ ŚCIANKĄ

Streszczenie. W artykule podano uzyskane na drodze eksperymentalnej zależności przydatne do obliczenia natężenia przepływu przez szczelinę promieniową, przy znanym spadku ciśnienia i wymiarach szczeliny, dla przepływu burzliwego. W rozważaniach wprowadzono założenia upraszczające, pozwalające na rozwiązanie równania ruchu Naviera-Stokesa dla przepływu osiowo-symetrycznego dla kierunku promieniowego, po wyznaczeniu drogą eksperymentalną współczynnika oporu ciągłego λ. W artykule opisano stanowisko badawcze oraz model pomiarowy do badań przepływów osiowo-symetrycznych. Podano w formie wykresów oraz wzorów uzyskane z eksperymentu wartości współczynnika λ w zależności od liczb Reynoldsa. Ponadto określono współczynnik lokalnej straty dla wlotu ostrokrawędziowego. Przytoczono przykłady liczbowe.

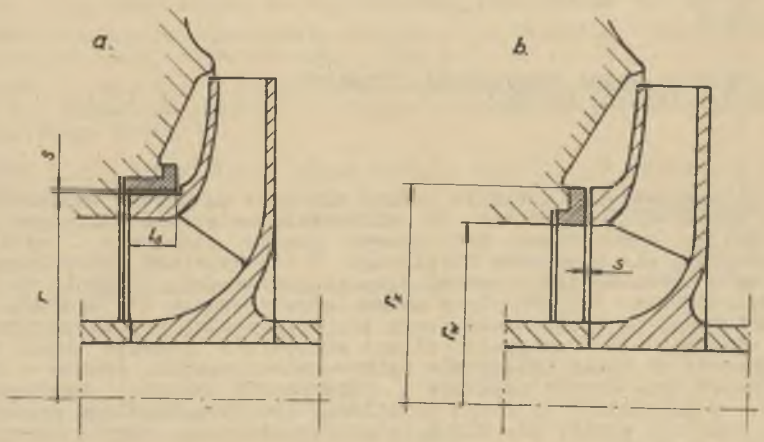
1. Wstęp

Przepływ przez promieniową szczelinę uszczelniającą może mieć różny charakter, zależny od wymiarów szczeliny oraz parametrów przepływającego czynnika.

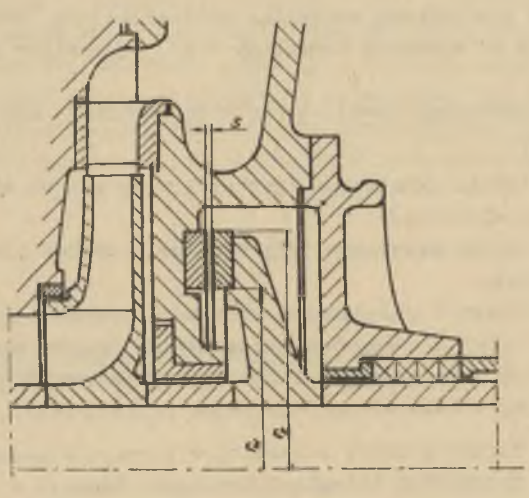
Ze względu na charakter ruchu cieczy można dokonać następującego podziału przepływów:

a) przepływ przy tarciu granicznym (gdy całkowity spadek ciśnienia ma miejsce na krawędzi wlotowej),
b) przepływ przy tarciu mieszanym (gdy występuje spadek ciśnienia również wzdłuż szczeliny),
c) przepływ uwarstwiony z połączonymi warstwami przyściennymi,
d) przepływ uwarstwiony z oddzielonymi warstwami przyściennymi,
e) przepływ burzliwy z połączonymi warstwami przyściennymi,
f) przepływ burzliwy z oddzielnymi warstwami przyściennymi.

Przepływy przy tarciu ścianek szczeliny występują w uszczelnieniach czołowych [1] oraz w ślizgowych łożyskach osiowych. Również w tych konstrukcjach mamy do czynienia z przepływem uwarstwionym, który występuje w przypadku całkowitego braku styku ścianek szczeliny. Przepływem uwarstwionym przez szczelinę promieniową zajmowali się między innymi D. Fuller [2], G. Bremner [3], S. Liwszic [4], S. Soo [5].



Rys. 1. Uszczelnienie szyi wirnika
a) szczeliną osiową, b) szczeliną promieniową



Rys. 2. Szczelina promieniowa między hydrauliczną tarczą odciążającą napór osiowy a przeciwtarczą w kadłubie

W przypadku uszczelnienia szyi wirnika za pomocą szczeliny promieniowej (rys. 1), jak również w przypadku tarczy odciążającej (rys. 2) mamy na ogół do czynienia z przepływem burzliwym o połączonych i rozdzielonych warstwach przyściennych. Wniosek ten wynika z porównania wyników badań, przytoczonych przez J. Daily i R. Nece'a [6] oraz uzyskanych przez autora niniejszej monografii [7] z zakresami parametrów pracy tego typu uszczelnień w pompach wirowych. Brak jest przydatnych dla konstruktora zależności pozwalających na obliczenie natężenia przepływu przez promieniową szczelinę uszczelniającą dla przepływu burzliwego [8]. Próbę rozwiązania zagadnienia podejmują między innymi A. Łomakin [9], A. Łomakin [10], W.A. Marcinkowski [11], A. Bajbikow, S. Jewgieniew, W. Szniepp [12], jednakże podane przez wymienionych autorów sposoby obliczeń są nieprzydatne do praktycznych obliczeń ze względu na brak wartości wprowadzonych współczynników lub ze względu na zbyt małą dokładność.

2. Wyprowadzenie podstawowych zależności

Dla rozwiązania zagadnienia określono na drodze eksperymentalnej korelację pomiędzy natężeniem przepływu q przez szczelinę promieniową o stałej wzdłuż promienia szerokości s i ostrokrawędziowym kształcie wlotu, a jej wymiarami, spadkiem ciśnienia w szczelinie Δp oraz prędkością kątową ruchomej ścianki szczeliny ω:

$$q = f(\Delta p, r_z, r_w, \omega, s, \nu) \tag{1}$$

gdzie:

r_z - promień zewnętrzny szczeliny,

r_w - promień wewnętrzny szczeliny.

Spadek ciśnienia w szczelinie można przedstawić w postaci sumy:

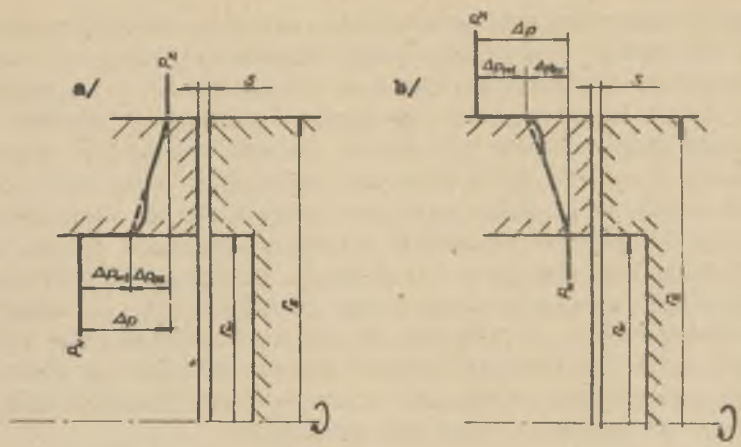
$$\Delta p = \Delta p_{wl} + \Delta p_{sz} \tag{2}$$

gdzie:

Δp_{wl} - spadek ciśnienia na wlocie do szczeliny, spowodowany zamianą energii ciśnienia na energię kinetyczną oraz lokalną stratą energii,

Δp_{sz} - spadek ciśnienia w szczelinie,

co graficznie przedstawiono na rys. 3.



Rys. 3. Spadek ciśnienia w szczelinie promieniowej
a) przepływ odśrodkowy, b) przepływ dośrodkowy

Spadek ciśnienia na wlocie do szczeliny można określić zależnością:

$$\frac{\Delta p_{wl}}{\gamma} = \zeta \frac{\bar{v}_r^2}{2g} \tag{3}$$

gdzie:

γ - ciężar właściwy cieczy, znaczenie indeksów: w - woda, r - rtęć,

ζ - współczynnik lokalnej straty wlotowej,

$\bar{v}_r$ - średnia prędkość w przekroju wlotowym.

Spadek ciśnienia w szczelinie Δp_{sz} można dla przepływu burzliwego określić drogą następujących rozważań:

Dla osiowo-symetrycznego ustalonego przepływu w walcowym układzie współrzędnych r, φ, z, przy założeniu stałej gęstości ϱ i lepkości kinematycznej cieczy ν oraz pominięciu sił masowych, równania Naviera-Stokesa przyjmują formę:

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} + \nu\left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2}\right) \tag{4}$$

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \nu\left(\frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} + \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial z^2}\right) \tag{5}$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}\right) \tag{6}$$

ponadto spełnione winno być równanie ciągłości dla płynu nieściśliwego:

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \tag{7}$$

Odpowiednie składowe naprężeń stycznych wyrażają się wzorami:

$$\tau_{r\varphi} = \mu\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r}\right) \tag{8}$$

$$\tau_{z\varphi} = \mu\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \tag{9}$$

$$\tau_{zr} = \mu\left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z}\right) \tag{10}$$

gdzie: $\mu = \varrho\nu$

Zakładając $\frac{\partial v_z}{\partial z} << \frac{\partial v_r}{\partial z}$ i pomijając inne małe wartości, co jest słuszne dla dużych liczb Reynoldsa, po wstawieniu (9) i (10) do (4) i (5) otrzymuje się:

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial r} \tag{11}$$

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = \frac{1}{\varrho}\frac{\partial \tau_{z\varphi}}{\partial z} \tag{12}$$

Tak sformułowane równania były wykorzystane przez F. Schultza-Grunowa [13] oraz T. Okayę i M. Hasegawę [14] do rozwiązania zarówno laminarnego jak i burzliwego przepływu między wirującą tarczą a obudową. Równanie ruchu dla kierunku osiowego jest spełnione tożsamościowo, gdyż przyjęto, że prędkość osiowa jest bliska zeru.

Ze względu na występowanie w promieniowych szczelinach uszczelniających nieuformowanego profilu prędkości wzdłuż promienia, w niniejszej pracy zrezygnowano z wprowadzenia funkcji prędkości, a więc ze spełnienia warunków brzegowych. Ponadto zastosowano dalsze uproszczenia i podstawienia mające na celu sprowadzenie równania (11) do zależności pomiędzy konkretnie mierzonymi wielkościami, to znaczy: natężeniem przepływu q, spadkiem ciśnienia Δp, wymiarami szczeliny s, r_w, r_z oraz prędkością kątową ω.

Przyjęto następujące uproszczenia:

a) przyjęto $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$, co jest ogólnie stosowanym założeniem; ponadto założono, że ciśnienie w szczelinie równe jest ciśnieniu na nieruchomej ściance, co również jest przyjmowane przez badaczy, a na podstawie pomiarów I. Billingtona [15] można stwierdzić, że popełniany błąd jest praktycznie do pominięcia oraz jest mniejszy dla przepływu burzliwego,

b) przyjęto proporcjonalność naprężenia stycznego do ciśnienia dynamicznego:

$$\bar{\tau}_r = \int_0^s \frac{\partial \tau_{zr}}{\partial z} dz = \tau_{r_s} - \tau_{r_o} \cong \lambda \varrho \frac{\bar{v}_r^2}{2} \tag{13}$$

gdzie:

λ - współczynnik oporu ciągłego,

c) przyjęto wartość średniej prędkości promieniowej $\bar{v}_r$:

$$\bar{v}_r = \frac{1}{s} \int_0^s v_r \, dz = \frac{q}{2\pi r s} \tag{14}$$

d) przyjęto wartość średniej prędkości obwodowej $\bar{v}_\varphi$:

$$\bar{v}_\varphi = \frac{1}{s} \int_0^s v_\varphi \, dz \cong \frac{r\omega}{2} \tag{15}$$

Uwzględniając, że $v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} \approx 0$ oraz uwzględniając wprowadzone uproszczenia z całkowania równania (11) w granicach od z = 0 do z = s otrzymano:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{dp}{dr} = - \bar{v}_r \frac{d\bar{v}_r}{dr} + \frac{\bar{v}_\varphi^2}{r} + \frac{1}{\varrho} \frac{\bar{\tau}_r}{s} \tag{16}$$

Stosując podstawienie (13) i (15) i całkując równanie (16) w granicach $r = r_w$ do $r = r_z$ otrzymano:

$$\frac{\Delta p_{sz}}{\varrho} = \frac{1}{\varrho} (p_z - p_w) = - \frac{1}{2} \bar{v}_{r_z}^2 \, r_z^2 \left(\frac{1}{r_z^2} - \frac{1}{r_w^2}\right) +$$

$$+ \frac{\omega^2}{8} (r_z^2 - r_w^2) \pm \lambda \, \bar{v}_{r_z}^2 \, r_z^2 \frac{1}{2s} \left(\frac{1}{r_z} - \frac{1}{r_w}\right) \ldots \tag{17}$$

gdzie znak "+" odnosi się do przepływu odśrodkowego.

Przy podanych uproszczeniach i podstawieniach równanie (12) można wykorzystać do obliczenia momentu na wirującej tarczy. Dla spełnienia równania (17) określono drogą pomiarów wartości współczynnika oporu ciągłego λ w zależności od wymiarów oraz parametrów pracy szczeliny promieniowej, określono również wartość współczynnika lokalnej straty wlotowej ζ występującego we wzorze (3).

3. Opis pomiarów

Badania przeprowadzono na stanowisku badawczym, zlokalizowanym w Laboratorium Maszyn Hydraulicznych Instytutu Maszyn i Urządzeń Energetycznych Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Schemat stanowiska pomiarowego przedstawiono na rysunku 4, natomiast na rysunku 5 pokazano widok ogólny stanowiska.

3.1. Opis stanowiska pomiarowego (rys. 4)

Model pomiarowy 4.1 zasilano wodą ze zbiornika dolnego 4.6 o objętości około 75 m^3 za pomocą pompy 4.4 o wydajności 0,75 m^3/min i wysokości podnoszenia 34 m sł. wody, poprzez upust w rurociągu tłocznym pompy. Ciśnienie w rurociągu regulowano zasuwami z_1 i z_2, ciśnienie za upustem regulowano zaworem z_3, natomiast ciśnienie na modelem regulowano zasuwą z_4 albo z_5, zależnie od kierunku przepływu.

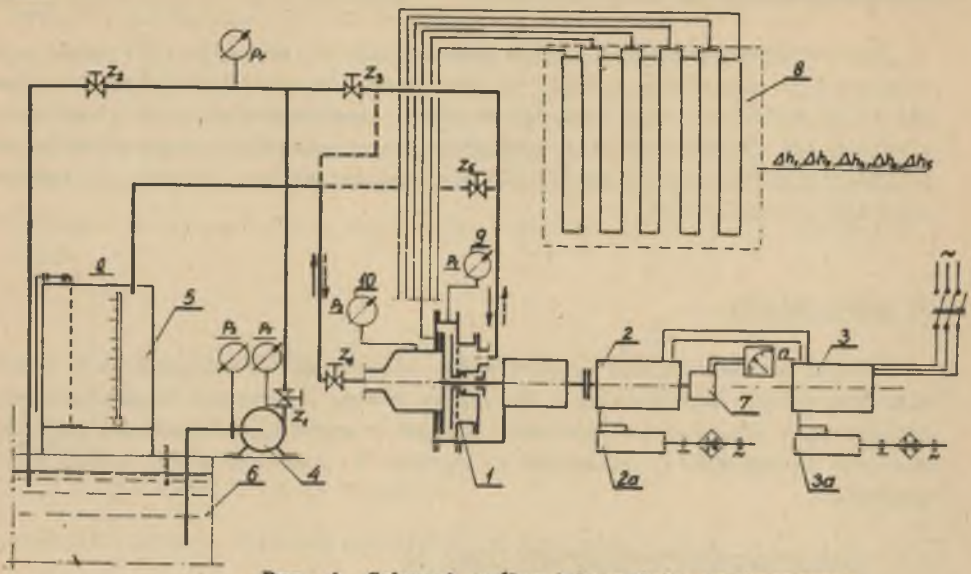
Przepływ odśrodkowy realizowano układem połączeń, pokazanym linią przerywaną.

Model pomiarowy napędzany był silnikiem prądu stałego 4.2 o mocy 7,5 kW i obrotach nominalnych 2850 min^{-1}. Silnik łożyskowano w "kołysce", umożliwiającej kontrolny pomiar momentu na wale. Silnik 4.2 zasilano poprzez układ Leonarda 4.3 o mocy N = 8 kW. Regulację obrotów przeprowadzano za pomocą autotransformatorów 4.2a i 4.3a na wzbudzeniu stojana silnika i wzbudzeniu prądnicy. Prąd wzbudzenia o napięciu 220 V pobierano z sieci poprzez prostowniki.

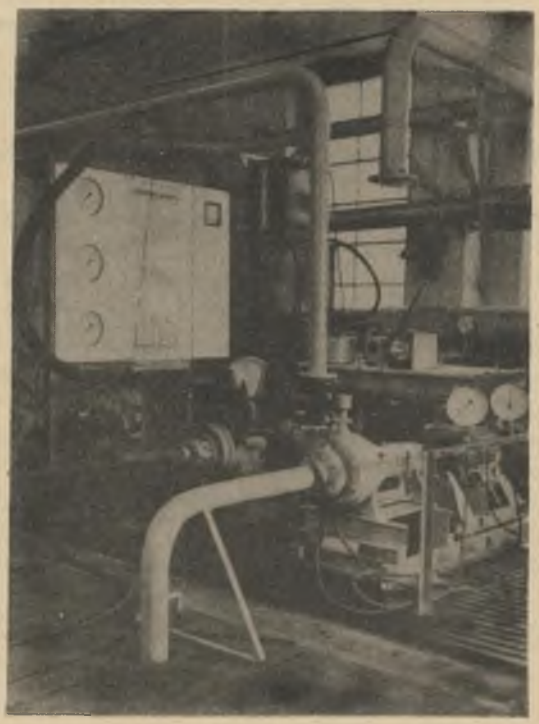
Pomiaru prędkości obrotowej dokonywano stroboskopem błyskowym oraz kontrolnie za pomocą prądniczki tachometrycznej 4.7.

Pomiaru natężenia przepływu wody dokonywano zbiornikiem pomiarowym 4.5 o objętości 100 litrów.

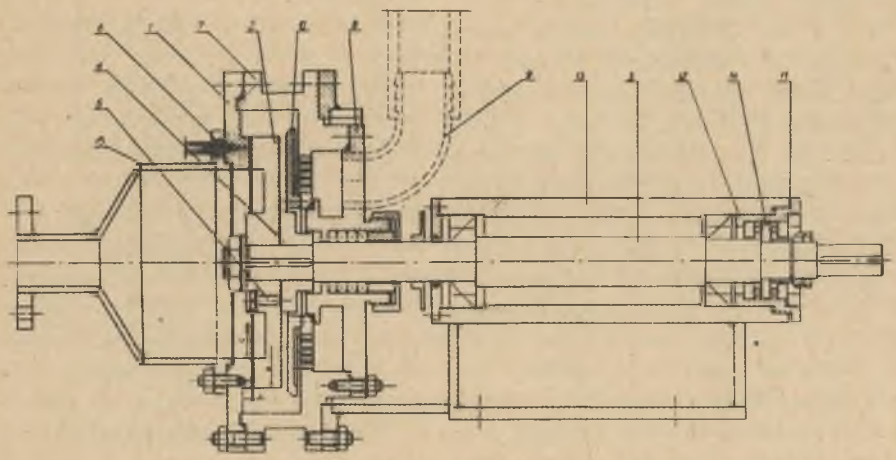
Pomiaru spadków ciśnienia w szczelinie modelowej dokonywano manometrami różnicowymi rtęciowymi 4.8 połączonymi szeregowo.



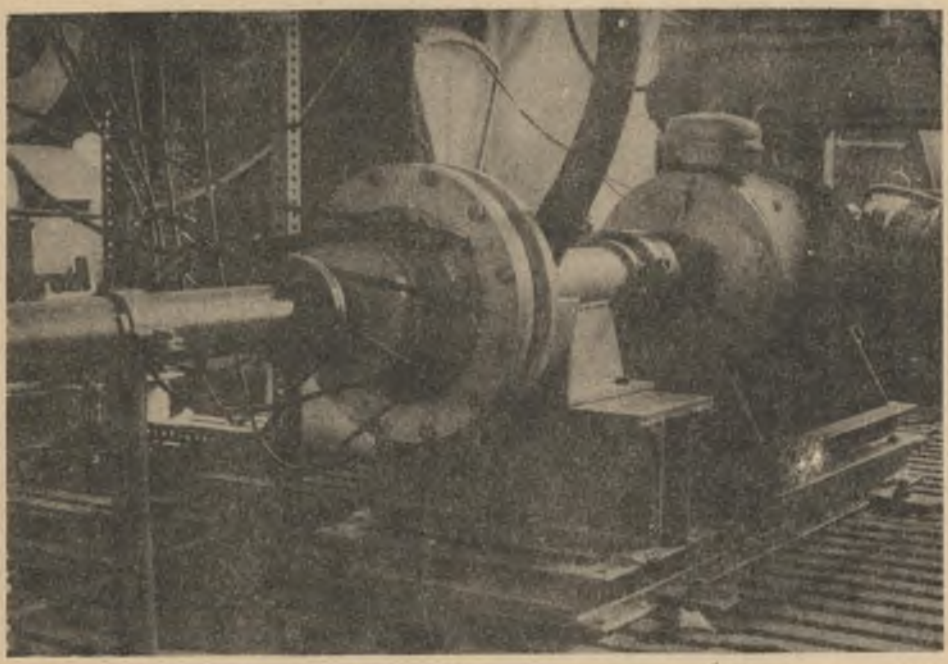
Rys. 4. Schemat ogólny stanowiska pomiarowego



Rys. 5. Widok ogólny stanowiska badawczego



Rys. 6. Konstrukcja modelu pomiarowego



Rys. 7. Model pomiarowy na stanowisku badawczym

3.2. Opis konstrukcji modelu pomiarowego

Konstrukcję modelu przedstawia rysunek 6, zaś na rysunku 7 pokazano jego widok na stanowisku badawczym.

Szczelina modelowa zawarta jest pomiędzy pokrywą 6.1, w której znajdują się otwory impulsowe, a tarczą 6.2. Przestrzeń przed tarczą ogranicza króciec 6.15 o średnicy 150 mm, przechodzący w przewód rurowy o średnicy 50 mm. Tarczę 6.2 osadzoną na wale 6.3 nakrętka wału dociska do tarczki oporowej 6.4.Dzięki wkrętom 6.5 możliwe jest ustawienie minimalnego bicia czołowego tarczy. W celu zapewnienia osiowosymetrycznego przepływu,kadłub 6.7 posiada ściankę sitową oddzielającą cylindryczną przestrzeń, w której znajduje się tarcza, od wyrównawczej komory zawartej między kadłubem a pokrywą dławnicową 6.8. Ponadto zainstalowano tarczę 6.10,tworzącą dodatkową szczelinę dławiącą,likwidującą zawirowania spowodowane ścianką sitową.

Ustawienie szerokości szczeliny modelowej umożliwiają pierścienie dystansowe 6.11, dociskane tuleją regulacyjną 6.12 do wspornika łożyskowego 6.13. Wewnątrz tulei 6.12 osadzono łożysko 6.14, zapewniające osiowe ustawienie wału. Pomiaru szerokości szczeliny dokonywano pośrednio za pomocą głębokościomierza mierząc dystans pomiędzy zewnętrzną powierzchnią pokrywy i powierzchnią tarczy, przy zdjętym króćcu 6.15.

4. Omówienie wyników pomiarów

W trakcie badań mierzono następujące wielkości w podanych w przybliżeniu zakresach wartości oraz błędów średnich:

- szerokość szczeliny $s = 0{,}1 \div 1$ mm $\pm$ 0,01 mm
- natężenie przepływu $q = 0 \div 5$ l/s $\pm$ 0,005 l/s
- spadki ciśnienia $\Delta h = 0 \div 800$ mm Hg $\pm$ 1 mm Hg

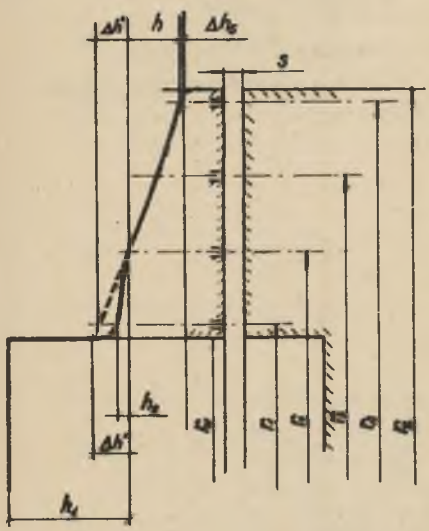
mierzone szeregowo pomiędzy punktami odbioru ciśnienia,rozmieszczonymi na promieniach: $r_w = 0{,}0749$ m, $r_1 = 0{,}0762$ m, $r_2 = 0{,}0837$ m, $r_3 = 0{,}0912$ m, $r_4 = 0{,}0987$ m, $r_z = 0{,}0999$ m,

- prędkość obrotową $n = 0 \div 2500\ \mathrm{mm}^{-1} \pm 10\ \mathrm{min}^{-1}$

Do badań użyto wody pitnej o temperaturze $t = 16^{\circ}C \pm 1^{\circ}$ więc o lepkości kinematycznej $\nu = 1{,}084 \times 10^{-6}\ m^2/s$.

4.1. Przepływ odśrodkowy

Spadki ciśnienia dla przepływu odśrodkowego przestawiono poglądowo na rysunku 8.



Rys. 8. Oznaczenie spadków ciśnień w szczelinie dla przepływu w kierunku odśrodkowym

Przy założeniu upraszczającym, że na odcinku szczeliny od r_2 do r_4 mamy do czynienia z przepływem o stałym współczynniku oporu ciągłego λ, określono na podstawie pomiarów współczynnik λ dla przepływu pomiędzy tymi promieniami z równania (16), scałkowanego w granicach od r_2 do r_4 z zastosowaniem podstawień (13), (14) i (15) ponadto uwzględniając, że:

$$\frac{1}{\varrho}\Delta p = \frac{g\Delta p}{\gamma_w} = g\,\Delta h_r \frac{\gamma_r}{\gamma_w}\left(1 - \frac{\gamma_w}{\gamma_r}\right) \tag{18}$$

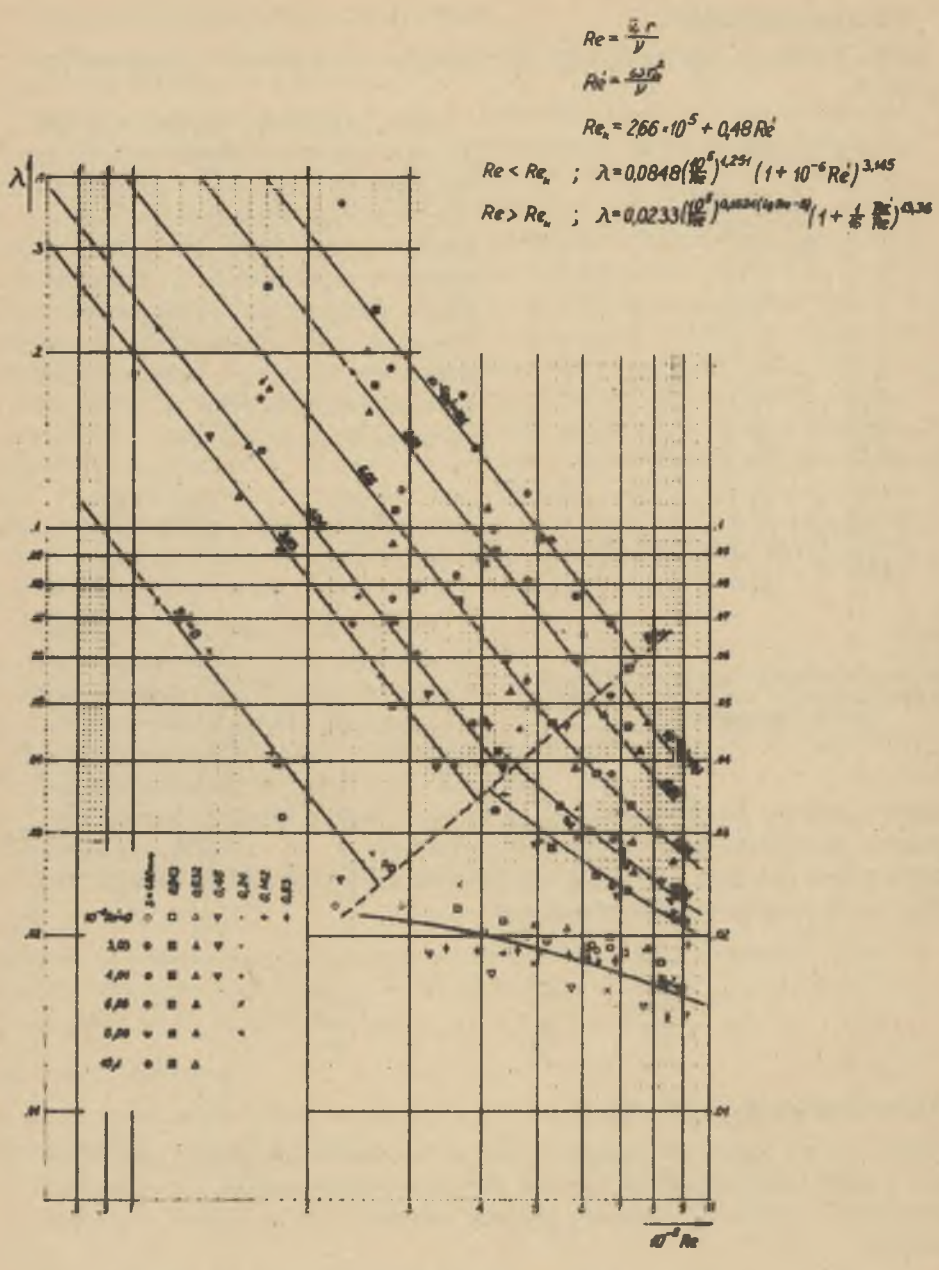
Otrzymaną wartość λ wstawiono do równania (16) scałkowanego w granicach od r_w do r_2 i określono obliczeniowy spadek ciśnienia $\Delta h'$. Odejmując $\Delta h'$ od spadku ciśnienia h_1 pomiędzy przestrzenią dopływową a punktem na promieniu r_2, otrzymano umowną lokalną stratę wlotową przy założeniu, że na odcinku szczeliny od r_w do r_2 występuje współczynnik oporu ciągłego λ, równy obliczonemu na odcinku od r_2 do r_4. Lokalna strata wlotowa wyrazi się wzorem:

$$\frac{\Delta p_{wl}}{\gamma} = \zeta \frac{\bar{v}_{r_w}^2}{2g} = (h_1 - \Delta h')\frac{\gamma_r}{\gamma_w} \tag{19}$$

z którego obliczono współczynnik ζ

W celu oceny wpływu wirowania tarczy na ustalenie się charakteru przepływu w szczelinie określono wartość umownego współczynnika przewężenia (kontrakcji) strugi ε w punkcie pomiaru ciśnienia na promieniu r_1 z zależności:

$$(\Delta h'' - h_2)\frac{\gamma_r}{\gamma_w} = \frac{\bar{v}_\varepsilon^2 - \bar{v}_{r_1}^2}{2g} = \frac{\bar{v}_{r_1}}{2g}\left(\frac{1}{\varepsilon^2} - 1\right) \tag{20}$$



Rys. 9. Zależność współczynnika oporu ciągłego λ od liczby Re dla odśrodkowego kierunku przepływu

gdzie $\Delta h''$ określono z założenia liniowego spadku ciśnienia pomiędzy krawędzią wlotową a promieniem r_1.

Tak obliczona wartość δ zawiera również różnicę pomiędzy obliczoną a zmierzoną wartością spadku ciśnienia, wynikającą ze zmiany współczynnika λ wzdłuż promienia.

W celu uogólnienia wyników dobrano kryteria podobieństwa. Okazało się, że najlepszą korelację uzyskano dla liczb określonych zależnościami:

$$Re = \frac{\bar{v}_r\, r}{\nu} \tag{21}$$

oraz

$$Re' = \frac{\omega r_m^2}{\nu} \tag{22}$$

gdzie Re ujmuje wpływ prędkości promieniowej, natomiast Re' określa wpływ prędkości obwodowej, obliczonej na promieniu średnim $r_m = \frac{r_2 + r_4}{2}$.

Obliczone wartości współczynnika oporu ciągłego λ w zależności od Re przedstawiono wykreślnie w układzie podwójnie logarytmicznym na rysunku 9. Pozostałe wyniki pomiarów i obliczeń zawiera tablica I w pracy [7].

4.1.1. Współczynnik oporu ciągłego $\lambda = f(Re, Re')$

Dla zbioru punktów $\lambda = f(Re, Re')$ przyjęto w miejscu przegięcia krzywych $\lambda_{Re'} = f(Re)$ granicę podziału na dwa obszary. Granicę Re_k pomiędzy przepływem burzliwym z połączonymi warstwami przyściennymi a przepływem burzliwym z oddzielonymi warstwami przyściennymi określono umownie:

$$Re_k = 2{,}66 \cdot 10^5 + 0{,}48\, Re' \tag{23}$$

Dla zbioru punktów, dla których $Re < Re$, uzyskano funkcję korelującą w postaci:

$$\lambda = 0{,}085 \left(\frac{10^5}{Re}\right)^{1{,}25} \left(1 + 10^{-6}\, Re'\right)^{3{,}15} \tag{24}$$

przy współczynniku korelacji wielomianu 0,983.

Dla pozostałych punktów $\lambda = f(Re)$, spełniających warunek $Re > Re_k$ uzyskano funkcję korelującą w postaci

$$\lambda = 0{,}023 \left(\frac{10^5}{Re}\right)^{0{,}18(\lg Re - 5)} \left(1 + \frac{1}{16}\frac{Re}{Re}\right)^{13{,}4} \tag{25}$$

przy współczynniku korelacji wielomianu 0,977.

4.1.2. Współczynnik lokalnej straty wlotowej ξ

Lokalną stratę ciśnienia na wlocie można określić wzorem (19) jak również zależnością:

$$\frac{\Delta p'_w}{\gamma} = \xi' \frac{\bar{v}^2_{r_w}}{2g} = \left(h_1' - \frac{r_2 - r_w}{r_2 - r_1} h_2\right) \frac{\gamma_r}{\gamma_w} \tag{26}$$

Ponieważ wzór (26) nie łączy straty ciśnienia na wlocie ze spadkiem ciśnienia w szczelinie, obliczonym z równania (16) więc do obliczenia współczynnika lokalnej straty wlotowej użyto wzoru (19).

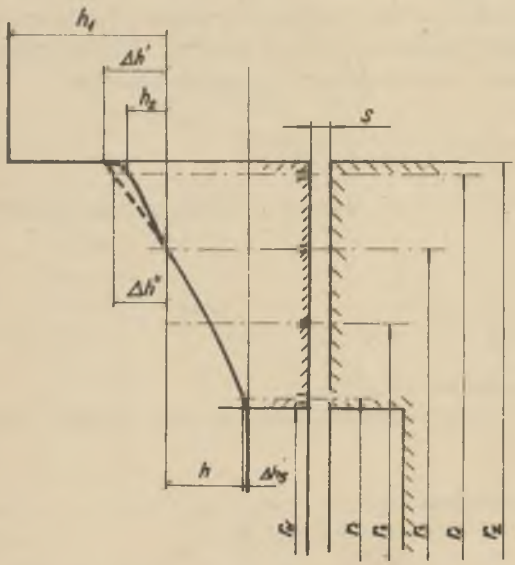
Z analizy wartości ξ' obliczonych z wzoru (26), (wyników nie przytacza się) jak i obliczonych wzorem (19) wartości ξ wynika, że wartość współczynnika lokalnej straty wlotowej nie zależy od prędkości obrotowej tarczy ani też od szerokości szczeliny i jest wartością stałą, zależną tylko od kształtu wlotu.

Do określenia średniej wartości ξ przyjęto wyniki dla $Re > Re_k$, to znaczy dla zakresu małych zmian współczynnika λ.

Z obliczeń otrzymano

$$\bar{\xi} = 1{,}12 \tag{27}$$

przy odchyleniu standardowym 0,12.

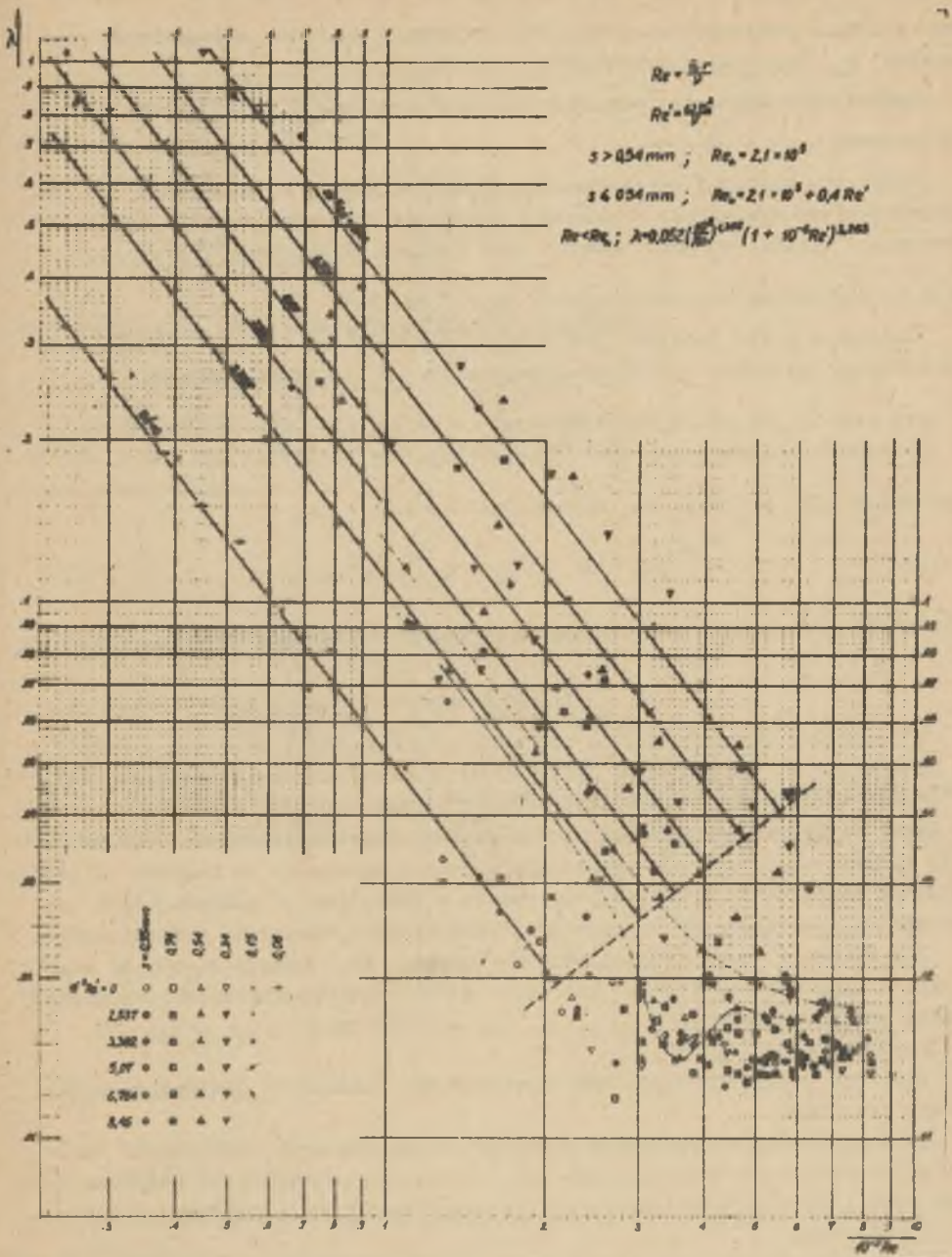


Rys. 10. Oznaczenia spadków ciśnień w szczelinie dla przepływu w kierunku dośrodkowym

4.2. Przepływ dośrodkowy

Spadki ciśnienia dla przepływu dośrodkowego przedstawiono poglądowo na rys. 10.

Na podstawie rozumowania analogicznego jak dla przepływu odśrodkowego, określono współczynnik oporu ciągłego λ na odcinku szczeliny od promienia r_3 do r_1 oraz obliczeniowy spadek ciśnienia $\Delta h'$ na odcinku od krawędzi wlotowej na promieniu r_z do punktu na promieniu r_2. Z wzoru (19), wstawiając wartość prędkości $\bar{v}_{r_z}$, obliczono współczynnik lokalnej straty wlotowej ξ. Następnie z zależności (20) obliczono umowny



Rys. 11. Zależność współczynnika oporu ciągłego λ od liczby Re dla dośrodkowego kierunku przepływu

współczynnik przewężenia strugi ε, w punkcie pomiaru ciśnienia na promieniu r_4, wstawiając odpowiednio wartości prędkości $\bar{v}_{r_4}$.

Zastosowano kryteria podobieństwa określone wzorami (21) i (22) gdzie podstawiono $r_m = \frac{r_3 + r_1}{2}$.

Obliczone wartości współczynnika oporu ciągłego λ w zależności od Re przedstawiono wykreślnie w układzie podwójnie logarytmicznym na rysunku 11. Pozostałe wyniki pomiarów zawarte są w tablicy II w pracy [7].

4.2.1. Współczynnik oporu ciągłego $\lambda = f(Re, Re')$

Otrzymany zbiór punktów $\lambda = f(Re, Re')$ podzielono na dwa obszary. Do pierwszego zaliczono punkty spełniające dla $s < 0,54$ mm warunek

$$Re < Re_k = 2,1 \cdot 10^5 + 0,4\, Re' \tag{28}$$

natomiast dla $s > 0,54$ mm spełniające warunek

$$Re < Re_k = 2,1 \cdot 10^5 \tag{29}$$

Dla powyższego zbioru punktów określono funkcję korelującą

$$\lambda = 0,052 \left(\frac{10^5}{Re}\right)^{1,3} (1 + 10^{-6}\, Re')^{3,26} \tag{30}$$

przy współczynniku korelacji wielomiaru 0,99.

Przy szerszych szczelinach zaobserwowano charakterystyczne załamanie się krzywej $\lambda_{Re} = f(Re)$ świadczące o nagłym przejściu do obszaru o odmiennym charakterze przepływu, to znaczy z przepływu o nakładających się warstwach przyściennych w przepływ z oddzielonymi warstwami przyściennymi.

Jak wynika z oceny jakościowej, na wartość Re_k wpływa szerokość szczeliny s jak również liczba Re'. Wyraźną różnicę w charakterze przebiegu widać pomiędzy krzywymi $\lambda_{Re'} = 2,537 \cdot 10^5 = f(Re)$ oraz $\lambda_{Re'} = 3,382 \cdot 10^5 = f(Re)$ dla $s = 0,54$ mm.

Pierwsza posiada jeszcze charakterystyczne załamanie, zaś druga ma łagodny przebieg.

Na moment zmiany charakteru przepływu w tym zakresie może mieć niewątpliwie wpływ chropowatość ścianek. Ze względu na zbyt małą dokładność pomiarów i brak wyraźnej korelacji zrezygnowano z jej ustalenia dla drugiego obszaru.

Pomijając analizę statystyczną dla $Re > Re_k$ można przyjąć orientacyjnie

$$\lambda = 0,0145 \tag{31}$$

4.2.2. Współczynnik lokalnej straty wlotowej ξ

Dla określenia średniej wartości ξ przyjęto punkty, dla których $\lambda <$ 0,02; to znaczy wartość współczynnika oporu ciągłego waha się w małych granicach. W wyniku otrzymano

$$\bar{\xi} = 1,197 \tag{32}$$

przy odchyleniu standardowym 0,151.

4.3. Wspólna korelacja dla obu kierunków przepływu

4.3.1. Współczynnik oporu ciągłego $\lambda = f(Re, Re')$

Z porównania wzorów (30) i (29) można wnioskować, że obydwa zbiory punktów $\lambda = f(Re, Re')$ należą do jednego obszaru. Obliczono wspólną funkcję korelującą w postaci:

$$\lambda = 0,061\left(\frac{10^5}{Re}\right)^{1,13} (1 + 10^{-6}\, Re')^{3,16} \tag{33}$$

przy współczynniku korelacji wielomianu 0,966.

4.3.2. Współczynnik lokalnej straty wlotowej ξ

Ponieważ wartości współczynników lokalnej straty wlotowej dla obu kierunków przepływu określone wzorami (27) i (32) mieszczą się w granicach odpowiadających im odchyleń standardowych, więc można je zastąpić jednym współczynnikiem obliczonym dla obydwu zbiorów wyników. W rezultacie otrzymano:

$$\bar{\xi} = 1,165 \tag{34}$$

przy odchyleniu standardowym 0,146.

5. Wnioski i uwagi

Obok omówionych, opracowanych ilościowo wyników badań, nasuwają się jeszcze wnioski jakościowe:

a) Sporządzony program i sposób pomiarów pozwolił w zasadzie na zbadanie korelacji:

$$q = f(\Delta p, \omega, s) \tag{1'}$$

b) Można ogólnie stwierdzić, że charakter przepływu między wirującą tarczą a obudową zależy od Re', co stwierdzono w pracy [6], jak również od Re, co wynika z uzyskanych w pracy wzorów określających Re_k.

c) Uzyskane, malejące wartości ζ i ε dla malejących $Re < Re_k$ były spowodowane tym, że na odcinku wlotowym utrzymuje się przepływ burzliwy o rozdzielonych warstwach przyściennych, a więc o znacznie mniejszym współczynniku λ. Na podstawie przeprowadzonych badań nie można było określić odległości od wlotu, na której ma miejsce zmiana charakteru przepływu.

d) Wartości współczynnika lokalnej straty wlotowej określone równościami (27), (32) i (34) pokrywają się częściowo z podanymi przez W.A.Marcinkowskiego [11]:

$$\zeta = 1{,}15 \div 1{,}25 \tag{35}$$

e) Zaobserwowana zależność $\varepsilon = f(Re')$, której nie ujęto ilościowo, pozwala na stwierdzenie, że wzrost Re' powoduje wzrost ε, czyli wzrost Re' ma uspokajający wpływ na charakter przepływu. Liczba Re nie miała dającego się określić wpływu na ε.

f) Brak wpływu szerokości szczeliny s na wartość λ można stwierdzić z uzyskaną w badaniach dokładnością. Uzyskane wyniki należy potwierdzić badaniami uwzględniającymi wpływ pozostałych wielkości w równaniu (1). Pozostaje do określenia odległość od wlotu, na której następuje zmiana charakteru przepływu.

6. Przykłady obliczeniowe

6.1. Dla pokazanego na rys. 1 uszczelnienia szyi wirnika w formie promieniowej szczeliny o wymiarach $r_w = 60$ mm, $r_z = 80$ mm, $s = 0{,}2$ mm obliczyć natężenie przepływu q, jeżeli spadek ciśnienia w szczelinie wynosi $\Delta p = 1{,}5$ bara.

Przepływającą cieczą jest woda o gęstości $\varrho = 10^3$ kg/m^3 i lepkości kinematycznej $\nu = 10^{-6}$ m^2/s. Prędkość obrotowa wirnika $n = 1450$ min^{-1}.

Całkowity spadek ciśnienia w szczelinie Δp określa wzór (2), do którego podstawiamy wartości: Δp_{wl} obliczoną wzorem (3) oraz Δp_{sz} obliczoną wzorem (17).

Do wzoru (2) wstawiono współczynnik ζ określony równością (32), natomiast do wzoru (17) wstawiono współczynnik λ określony wzorem (30) przy założeniu, że wartość współczynnika λ jest stała wzdłuż całej długości szczeliny.

Bezpośrednio z podanych w temacie danych można obliczyć Re' z wzoru (22) podstawiając:

$$r_m = \frac{r_z + r_w}{2} = \frac{80 + 60}{2} = 70 \text{ mm}, \quad \text{skąd} \quad Re' = \frac{\pi n r_m^2}{30\nu} = 7{,}45 \cdot 10^5$$

Dalsze obliczenia trzeba przeprowadzić metodą prób i kolejnych przybliżeń:
założono wstępnie $\bar{v}_{r_z} = 4$ m/s i kolejno obliczono:

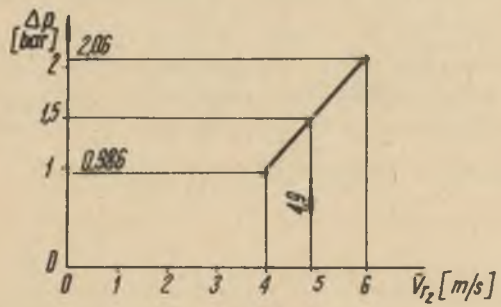
z wzoru (21) $Re = 3{,}2 \cdot 10^5$,

wstawiając otrzymane wartości Re' i Re do wzoru (30) obliczono $\lambda = 0{,}0705$ i dalej z wzoru (17) $\Delta p_{sz} = 0{,}89 \cdot 10^5$ N/m^2 oraz z wzoru (2) $\Delta p_{wl} = 0{,}0956 \cdot 10^5$ N/m^2. Po dodaniu, całkowity spadek ciśnienia $\Delta p = 0{,}9856 \cdot 10^5$ N/m^2.

Następnie założono $\bar{v}_{r_z} = 6$ m/s i powtarzając tok obliczeń otrzymano kolejno:

$$Re = 4{,}8 \cdot 10^5, \ \lambda = 0{,}0415, \ \Delta p_{sz} = 1{,}84 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2, \ \Delta p_{wl} = 0{,}215 \cdot 10^5 \text{ N/m}^2$$

i w rezultacie $\Delta p = 2{,}06 \cdot 10^5$ N/m^2.



Rys. 12. Wykres ($\bar{v}_{r_z}$, Δp) dla przykładu 6.1

Na rysunku 12 we współrzędnych ($\bar{v}_{r_z}$, Δp) naniesiono otrzymane dwa punkty.

Z aproksymacji liniowej znaleziono $\bar{v}_{r_z} = 4{,}9$ m/s dla zadanego spadku ciśnienia $\Delta p = 1{,}5$ bara. Powtarzając tok obliczeń dla $\bar{v}_{r_z} = 4{,}9$ m/s kolejno uzyskano: $Re = 3{,}92 \cdot 10^5$, $\lambda = 0{,}0544$, $\Delta p_{sz} = 1{,}37 \cdot 10^5$ N/m^2, $\Delta p_{wl} = 0{,}14 \cdot 10^5$ N/m^2, i w rezultacie $\Delta p = 1{,}510 \cdot 10^5$ N/m^2 co stanowi wystarczające przybliżenie.

Sprawdzamy warunek stosowania wzoru (30), określony zależnością (28):

$$Re = 3{,}92 \cdot 10^5 < Re_k = 5{,}08 \cdot 10^5$$

W rezultacie natężenie przepływu przez szczelinę obliczone wzorem (14) będzie wynosić:

$$q = 2\pi r_z \bar{v}_{r_z} s = 2\pi 0{,}08 \cdot 4{,}9 \cdot 0{,}0002 = 0{,}000492 \text{ m}^3/\text{s} \cong 0{,}5 \text{ l/s}$$

6.2. Obliczyć szerokość szczeliny s pomiędzy powierzchnią hydraulicznej tarczy odciążającej napór osiowy, a przeciwtarczą (rys. 2) dla przytoczonych poniżej danych.

Wymiary tarczy: r_z = 80 mm, r_w = 60 mm oraz parametry pracy: n = 3000 min^{-1}, spadek ciśnienia w szczelinie Δp = 3 bary, natężenie przepływu wody q = 27,3 l/min przy gęstości $\varrho = 10^3$ kg/cm^3 i lepkości kinematycznej $\nu = 10^{-6}$ m^2/s.

Całkowity spadek ciśnienia w szczelinie Δp określimy z wzoru (2), do którego podstawiamy wartości: Δp_{wl} obliczoną wzorem (3) oraz Δp_{sz} obliczoną wzorem (17).

Do wzoru (2) wstawiamy współczynnik ξ określony równością (27), natomiast do wzoru (17) wstawiamy współczynnik λ określony wzorem (24) przy założeniu, że wartość współczynnika λ jest stała wzdłuż całej długości szczeliny.

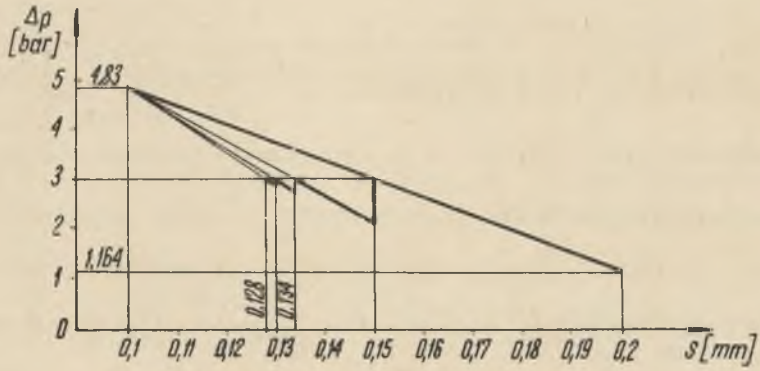
Z podanych w temacie danych obliczamy Re' z wzoru (22) podstawiając r_m = 70 mm skąd Re = 7,45 . 10^5.

Dalsze obliczenia trzeba przeprowadzić metodą prób i kolejnych przybliżeń.

Przyjmujemy orientacyjnie s = 0,2 mm i podstawiając obliczoną z wzoru (14) wartość $\bar{v}_{r_z}$ = 4,53 m/s do wzoru (21) znajdujemy liczbę Re=3,62.10^5, którą wstawiamy do wzoru (24) i obliczamy λ = 0,102.

Podstawiając otrzymane wartości $\bar{v}_{r_z}$ i λ do wzoru (17) obliczamy w rezultacie Δp_{sz} = 0,96 . 10^5 N/m^2, natomiast podstawiając obliczoną wzorem (14) $\bar{v}_{r_w}$ = 6,05 m/s do wzoru (2) znajdujemy Δp_{wl} = 0,204 . 10^5 N/m^2.

W rezultacie całkowity spadek ciśnienia Δp = 1,164 bara, a więc jest mniejszy od podanego w temacie, z czego wynika, że szczelina jest mniejsza. Zakładamy więc s = 0,1 i określamy kolejno: $\bar{v}_{r_z}$ = 9,06; Re = 7,23 . 10^5; λ = 0,0429; Δp_{sz} = 4,015 bara, Δp_{wl} = 0,815 bara, Δp = 4,83 bara.



Rys. 13. Wykres (s, Δp) dla przykładu 6.2

Na rysunku 13 we współrzędnych $(s, \Delta p)$ nanosimy otrzymane punkty i łącząc je prostą, znajdujemy dla $\Delta p = 3$ bary pierwsze przybliżenie $s = 0,15$ mm, dla której podobnie jak poprzednio obliczamy $\Delta p = 2,175$ bara.

Otrzymany punkt $(\Delta p, s)$ nanosimy na układ współrzędnych i prostą łączymy z punktem dla $s = 0,1$. Znajdujemy kolejne przybliżenie szerokości szczeliny $s = 0,134$ mm, dla której obliczamy $\Delta p = 2,73$ bara.

Stosując ponownie wykreślnie regułę falsi znajdujemy $s = 0,13$ mm dla której $\Delta p = 2,9$ bara.

Dalsze powtarzanie operacji jest bezcelowe, gdyż uzyskane drogą eksperymentalną wzory określające λ i ζ są obarczone większym błędem.

Następnie sprawdzamy warunek stosowania wzoru (24), określony zależnością (23):

$$Re = 5,67 \cdot 10^5 < Re_k = 6,24 \cdot 10^5$$

Z przykładu wynika wniosek, że rzeczywiste wartości szerokości szczeliny s pomiędzy hydrauliczną tarczą odciążającą, a przeciwtarczą ustalają się w granicach kilku setnych milimetra, a nie jak się na ogół przyjmuje [8], [11] w zakresie 0,1÷0,3 mm.

LITERATURA

1. E. MAYER: Uszczelnienia czołowe, WNT Warszawa, 1970.
2. D.D. FULLER: Teoria i praktyka smarowania, PWT, Warszawa 1960.
3. G.F. BREMNER: Ekspierimientalnoje opriedielienije usłowij rewnowiesija utieczek i raspriedielienija dawlienija w niepodwiżnych torcowych upłotnienijach. Proceedings of the Second International Conference on Fluid Sealing, Cranfield, England 1964 (Izdat. Mir, Moskwa 1967).
4. S.P. Liwszic: Aerodinamika centrobieżnych kompressornych maszin, Maszinostrojenije, Moskwa 1966.
5. S. SOO: Laminar Flow Over an Enclosed Rotating Disk, Trans. ASME vol. 80, 1958.
6. J.W. DAILY, R.E. NECE: Chamber dimension effects on induced flow and frictional resistance of enclosed rotating disc. Journal of Basic Engineering, March 1960.
7. A. KORCZAK: Przepływ przez promieniową szczelinę uszczelniającą. Praca doktorska, Politechnika Śląska, 1973.
8. Sz. ŁAZARKIEWICZ, A.T. TROSKOLAŃSKI: Pompy wirowe, WNT Warszawa, 1968.
9. A.A. ŁOMAKIN: Osiewoje dawlienije w centrobieżnych nasosach s uczietom wieliczinu zazora w upłotnitielnych kolcach, Sowietskoje Kotłoturbostrojenije nr 12, 1940.
10. A.A. ŁOMAKIN: Centrobieżnyje i osiewyje nasosy, Maszinostrojenije Moskwa 1966.
11. W.A. MARCINKOWSKI: Gidrodinamika i procznost centrobieżnych nasosow, Maszinostrojenije, Moskwa 1970.
12. A. BAJBIKOW, S. JEWGIENIEW, W. SZNIEPP: Issledowanije turbolentnogo tieczenija żidkosti mieżdu wreszczajuszczimsja diskom i korpusom priradialnom rozchodzie, Eniergomaszinostrojenije nr 3, 1972.

13. F. SCHULTZ-GRUNOW: Der Reibungswiderstand rotierender Scheiben in Gehäusen, ZAMM, 15, 4, 1935.
14. T. OKAYA, M. HASEGAWA: On the friction to the disc rotating in a cylinder, Jap. J. Phys., 13, 1, 1939.
15. I. BILLINGTON: Ekspierimientalnaja ocenka sprawiedliwosti izmierienij dawlenija w żidkostnoj plenkie torcowogo upłotnienija. Proceedings of the second International Conference on Fluid Sealing, Cranfield, England 1964 (Izdat. Mir, Moskwa 1967).

Praca wpłynęła do Redakcji we wrześniu 1973 roku

ТУРБОЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ ЧЕРЕЗ РАДИАЛЬНЫЙ ЗАЗОР С ОДНОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СТЕНКОЙ

Р е з ю м е

В статье приводятся зависимости, полученные экспериментальным путём, пригодные для определения течения жидкости через радиальный зазор при известных сниженном давлении и размерах зазора для турболенгного течения. В рассуждениях введены упрощения, позволяющие решать уравнение Навье-Стока для осесиметричного течения в радиальном направлении по определении коэффициента сопротивления λ . Дано описание измерительной установки и модели для исследований осесиметричных течений. Приведены диаграммы и формулы для получения значений коэффициента λ от чисел Re.

Дано определение коэффициента входных потерь. Показаны численные примеры.

TURBULENT FLOW THROUGH A RADIAL CLEARANCE WITH ONE ROTATING WALL

S u m m a r y

The paper presents dependences to be utilized in determining the flow rate through a radial clearance in the case of a turbulent flow,the pressure drop and the dimensions of the clearance being known.These dependences have been found as a result of epexriments.The considerations are based on simplifying assumptions which make it possible to solve Navier-Stokes motive equation in the case of an axially-symmetric flow for the radial direction, having determined before experimentally the continuous drag coefficient λ . The paper describes the test stand and the survey model for investigating the axially symmetric flow. Diagrams and experimentally developed formulae representthe values of the coefficient λ depending on the Reynold's numbers. Also the coefficient of the local loss in the case of a sharp-edged inlet has ben determined.Numerical examples are supplied.