

mgr inż. Zbigniew Jankowski  
mgr inż. Łukasz Kurpisz  
Instytut Techniki Ciepłej

## SIŁY OSIOWE W POMPACH WIROWYCH

Jednym z podstawowych warunków niezawodnej pracy pompy jest prawidłowo zaprojektowany układ łożyskowania. Związane jest to z koniecznością dokładnego obliczania rozkładu sił działających na części wirujące, co było najczęściej dokonywane w oparciu o zależności półempiryczne. Dla nowoczesnych rozwiązań konstrukcyjnych oraz przy wysokich wymaganiach stawianych zwłaszcza pompom zasilającym i obiegowym, okazują się one jednak zbyt mało dokładne, co powoduje konieczność poszukiwania innych metod obliczeniowych, opartych na dogłębnej analizie zjawisk występujących przy przepływie czynnika przez wirnik.

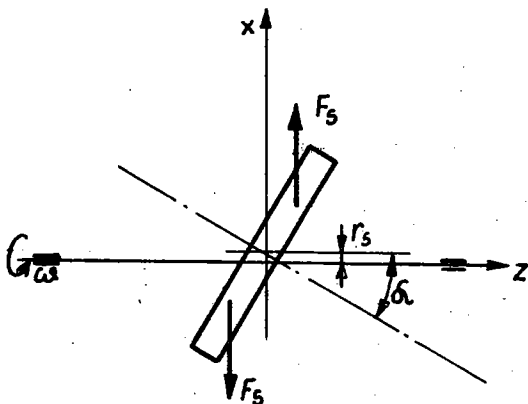
Prowadzone w ostatnich latach liczne badania oraz prace teoretyczne doprowadziły do uzyskania zależności pozwalających na obliczanie z dostateczną dokładnością pełnego rozkładu sił działających w różnych warunkach pracy na określone rodzaje pomp.

### 1. Ogólny rozkład sił działających na wirnik

Charakteryzując wstępnie całokształt sił występujących podczas pracy pompy można podzielić je na dwie zasadnicze grupy:

## 1.1. Siły masowe

- siła ciężkości,
  - zaczepiona w środku ciężkości rozpatrywanej masy i w przypadku pompy zalanej zmniejszona o siłę wyporu;
- siła bezwładności,
  - wywołana ruchem wirującym masy, w ogólnym przypadku sprowadza się ona do siły odśrodkowej  $F_s$  oraz momentu  $L$ ;



$$F_s = \frac{G}{g} \omega^2 r_s, \quad (1)$$

gdzie:  $G$  - ciężar elementu wirującego,  
 $\omega$  - prędkość kątowna wału,  
 $r_s$  - odległość między środkiem ciężkości, a osią wirnika.

Rys. 1. Rozkład sił bezwładności

$$L = \omega^2 \sqrt{I_{xz}^2 + I_{yz}^2}, \quad (2)$$

gdzie:  $I_{yz}$ ,  $I_{xz}$  - momenty dewiacji rozpatrywanej masy.

Moment bezwładności działający w miejscu zamocowania wirnika na wale powstaje w przypadku gdy centralna oś bezwładności nie pokrywa się z osią obrotu. Moment ten posiada wartość określoną zależnością (2) i powoduje zginanie wału oraz dodatkowe reakcje w łożyskach. Teoretycznie gdy oś centralna pokrywa się z osią obrotu siły masowe nie istnieją. W rzeczywistości, na skutek niedokładności wykonania, zachodzi konieczność wyważania wirników:

- statycznego, sprowadzającego środek ciężkości do środka symetrii i równoważącego siłę odśrodkową;
- dynamicznego, sprowadzającego centralną oś bezwładności do osi obrotu ( $\alpha = 0$ ), co równoważy moment  $L$ .

## 1.2. Siły powierzchniowe

Rozróżniamy następujące typy sił:

- siły wzajemnego oddziaływania powierzchni wirnika i cieczy;
- siły oddziaływania powierzchni wirnika i wału w miejscu zamocowania.

Pierwsza z wyżej wymienionych jest głównym składnikiem całkowitego naporu osiowego działającego na zespół wirujący i w zależności od rozpatrywanej powierzchni dzieli się na dwie składowe:

- siłę statyczną, działającą na zewnętrzną powierzchnię wirnika;
- siłę dynamiczną, działającą na wewnętrzną powierzchnię wirnika.

## 2. Siła statyczna

### 2.1. Ogólne równanie siły statycznej

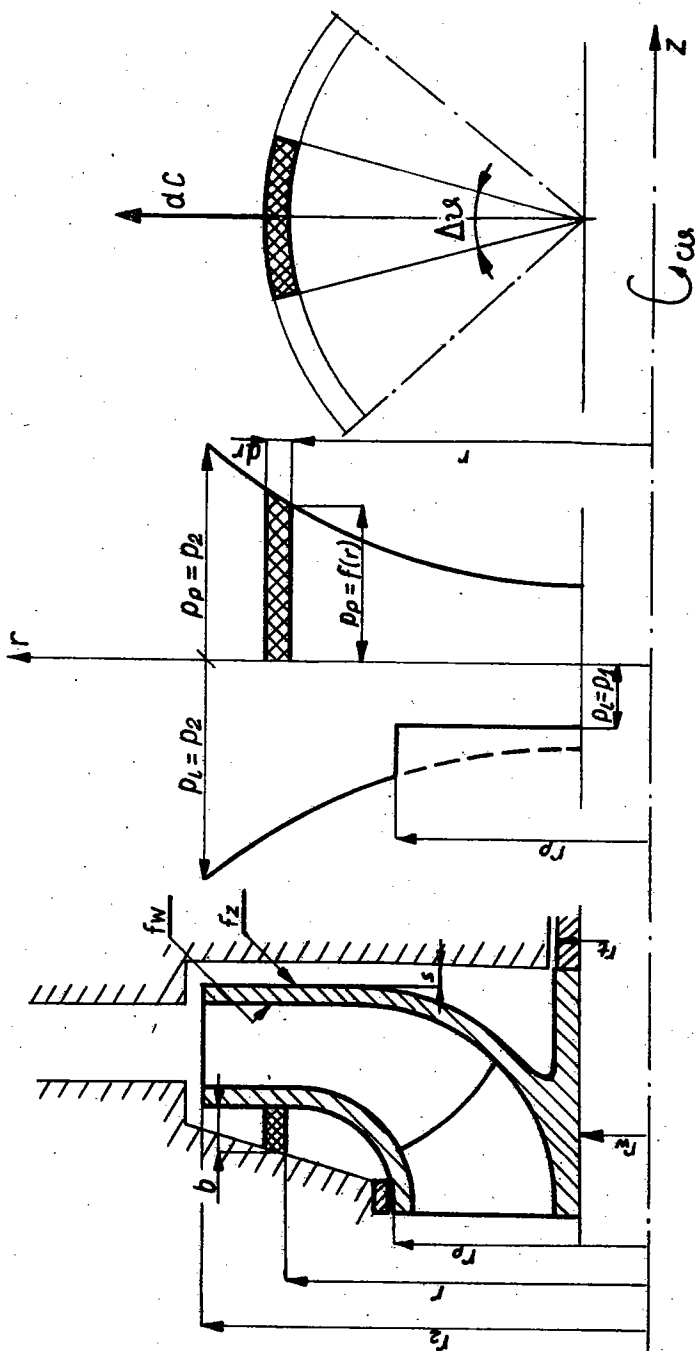
Omawiana siła powstaje na skutek działania ciśnienia na obie strony wirnika. Rozpatrywana powierzchnia obrotowa jest utworzona z połączenia powierzchni przedniej i tylnej ściany wirnika. Działające na nie siły mają przeciwne znaki, a kierunki normalne do powierzchni.

W warunkach obliczeniowych przyjmuje się rozkład ciśnienia symetryczny względem osi obrotu. Powoduje to, że składowe promieniowe działające na odpowiednie elementy powierzchni znoszą się, w związku z czym siła wypadkowa skierowana jest wzdłuż osi wału. Wartość siły działającej na zewnętrzną powierzchnię wirnika może być wyznaczona z zależności

$$F_{\text{pow}} = \int_{f_z} p \, df \cos(\bar{n}z),$$

gdzie  $n$  - normalna do elementu powierzchni  $df$ .

Iloczyn  $df \cos(\bar{n}z)$ , oznaczony dalej jako  $df_z$ , przedstawia sobą rzut elementu powierzchni na płaszczyznę normalną do osi  $z$ .



Rys. 2. Rozkład ciśnień po obu stronach wirnika

Wobec założonego osiowo - symetrycznego rozkładu ciśnienia, wielkość jego jest tylko funkcją promienia  $r$  i elementarna powierzchnia  $df_z$  może być przyjęta w formie pierścienia

$$df_z = 2\pi r dr.$$

Oznaczając dalej wielkość ciśnienia po obu stronach wirnika przez  $p_1$  i  $p_p$  otrzymano

$$F_{\text{pow}} = \int_{r_t}^{r_2} p df_z = \int_{r_t}^{r_2} (p_1 - p_p) 2\pi r dr. \quad (3)$$

Rozkład ciśnień  $p_1$  i  $p_p$  zależny jest od ruchu cieczy w przestrzeni między wirnikiem i kadłubem. W przybliżeniu przyjmuje się, że prędkość wirowania czynnika po obu stronach wirnika jest jednakowa i wynosi  $\omega_c$ . Tak więc w granicach  $r_p \div r_2$  rozkład ciśnień jest identyczny i powstające w tym obszarze siły znoszą się. Wielkość działającej siły statycznej zależna więc będzie tylko od różnicy ciśnień w strefie  $r_t \div r_p$ . Zakładając, że z lewej strony interesującego nas obszaru ciśnienie jest stałe i równe ciśnieniu wlotowemu

$$p_1 = p_1^0$$

Z prawej natomiast przyjmuje wartości odpowiadające rozkładowi wynikłemu z równania powierzchni ekwipotencjalnej i jest funkcją rozpatrywanego promienia  $r$

$$p_p = p(r).$$

Ostatecznie więc zależność (3) będzie miała postać

$$F_{\text{pow}} = \int_{r_t}^{r_p} (p_1 - p_p) 2\pi r dr. \quad (4)$$

## 2.2. Rozkład ciśnienia między wirnikiem a kadłubem

Rozpatrzono element cieczy o wymiarach:  $b$ ,  $dr$ ,  $r\Delta\vartheta$ . Na element ten poruszający się z prędkością  $v_c$  w przestrzeni

ograniczonej dwoma współśrodkowymi promieniami  $r$  i  $r + dr$  działa siła odśrodkowa

$$dC = dm \frac{v_c^2}{r}, \quad (5)$$

która powoduje przyrost ciśnienia

$$dp = \frac{dC}{\Delta F}. \quad (6)$$

Wykorzystując zależności (5) i (6) oraz pamiętając że:

$$dm = \frac{\rho}{g} \Delta \vartheta b r dr;$$

$$\Delta F = b r \Delta \vartheta;$$

$$v_c = \omega_c r,$$

otrzymuje się równanie określające przyrost ciśnienia

$$dp = \frac{\rho}{g} r \omega_c^2 dr. \quad (7)$$

Całkując zależność (7) w granicach  $r \div r_2$

$$\Delta p \int_r^{r_2} \frac{\rho}{g} \omega_c^2 r dr = \frac{\rho}{2g} \omega_c^2 (r_2^2 - r^2). \quad (8)$$

Równanie powyższe pozwala na obliczenie spadku ciśnienia w dowolnym punkcie rozpatrywanego obszaru. Mając na uwadze, że spadek ten wynosi ponadto

$$\Delta p = p(r_2) - p(r) = p_2 - p_p, \quad (9)$$

można napisać równanie pozwalające na wyznaczenie szukanej wielkości ciśnienia z prawej strony wirnika

$$p_p = p_2 - \frac{\rho}{2g} \omega_c^2 (r_2^2 - r^2). \quad (10)$$

### 2.3. Prędkość wirowania cieczy

Przy obliczaniu siły statycznej największą trudność stanowi określenie prędkości wirowania  $\omega_c$  cieczy zawartej między wirnikiem i kadłubem. Analityczne równania Łomakina [7], opierające się na założeniu symetrycznego rozkładu ciśnienia i idealnych warunków pracy kiedy nie występują przecieki przez pierścienie uszczelniające, pozwalają traktować ciecz jako ciało sztywne. Tak ujęte zagadnienie dało możliwość teoretycznego wyznaczenia szukanej prędkości  $\omega_c = 0,5\omega$  ( $\omega$  - prędkość kątowna wału).

Zależność ta, powszechnie dotychczas stosowana, nie znajduje jednak potwierdzenia w badaniach prowadzonych aktualnie przez liczne laboratoria i wytwórnie pomp.

Zostały one między innymi przeprowadzone w Politechnice Leningradzkiej [10] i miały na celu określenie dokładnych wartości sił osiowych przy różnych warunkach pracy. Jednocześnie na stanowisku doświadczalnym dokonano szeregu pomiarów rzeczywistego rozkładu ciśnienia po obu stronach wirnika oraz prędkości cieczy w tym obszarze.

Przeprowadzone badania wykazały:

- ruch cieczy po obu stronach wirnika jest bardzo złożony, co jest wynikiem istnienia przecieków w pierścieniach uszczelniających. Nakładanie się różnych strug cieczy nie pozwala na zastosowanie wzorów traktujących ją jako ciało sztywne;
- prędkość wirowania w rzeczywistości nie jest wielkością stałą i zmienia się w zależności od rozpatrywanego promienia. Można z dostateczną dokładnością przyjąć tę zmianę jako wprost proporcjonalną

$$\omega_{cr} = \omega_{cr2} \frac{r}{r_2};$$

- ciśnienie za wirnikiem na promieniu nieskończenie bliskim  $r_2$  nie jest równe  $p_2$ . Wynika to z zakłóceń pola prędkości na wylocie z wirnika i dławiącego działania szczeliny między wirnikiem a kadłubem;
- ze względu na różną geometrię szczelin po obu stronach wirnika rozkład ciśnień w nich również nie jest jednakowy.

W omawianej pracy przedstawiono również wielkości zalecane do stosowania w konkretnych obliczeniach

$$\omega_c = a\omega, \quad (11)$$

gdzie: - doświadczalny współczynnik  $a$ :

- z lewej strony wirnika  $a_l = 0,7$ ;
- z prawej strony wirnika  $a_p = 0,5$ ;
- ciśnienie w szczelinie  $p_{r_2} = 0,9 p_2$ .

Dane powyższe odnoszą się do pomp z wyróżnikiem szybko-  
bieżności  $n_{SQ} = 22 \div 30$ .

Bardziej uniwersalne zależności zostały opublikowane przez Wasilcewa [8], gdzie wartość  $a$ , współczynnika wirowania cieczy, uzależniona jest od geometrii rozpatrywanej szczeliny

$$a = 0,3 + \frac{0,05}{\frac{s}{r_2} + 0,25},$$

gdzie:  $s$  - wielkość szczeliny między wirnikiem a kadłubem.

Zależność powyższa wyprowadzona na drodze doświadczalnej obowiązuje w przedziale

$$0,02 < \frac{s}{r_2} < 0,2.$$

Dla obszaru poza wyżej wymienionym brak odpowiednich danych eksperymentalnych.

#### 2.4. Podstawowe zależności określające siłę statyczną

Ostateczne wzory pozwalające na obliczenie siły statycznej otrzymuje się podstawiając do ogólnego równania (4) wyznaczone w punktach 2.2 i 2.3 wielkości określające ciśnienie z prawej strony wirnika (10) oraz prędkość wirowania (11).

$$F_{pow} = \int_t^p \left\{ p_1 - \left[ p_2 - \frac{\gamma}{2g} a^2 \omega^2 (r_2^2 - r^2) \right] \right\} 2\pi r dr.$$

Po przekształceniu

$$F_{pow} = -\gamma (f_p^2 - f_t^2) \left[ H_p - \frac{1}{2} a^2 \left( \frac{u^2}{g} - \frac{u_p^2 + u_t^2}{2g} \right) \right]. \quad (12)$$



Przy wyprowadzaniu wzoru (12) uwzględniono ponadto zależności dla:

- pola przekroju wału i wirnika:

$$f_t = \pi r_t^2,$$

$$f_p = \pi r_p^2;$$

- prędkości obwodowych na rozpatrywanych promieniach:

$$u_t = \omega r_t,$$

$$u_p = \omega r_p,$$

$$u_2 = \omega r_2;$$

- potencjalnej wysokości podnoszenia

$$H_p = \frac{p_2 - p_1}{\gamma}.$$

Ujemny znak siły w równaniu (12) oznacza, że zwrot jej jest przeciwny do kierunku osi z.

## 2.5. Siła awaryjna

Powyższe rozważania odnoszą się w zasadzie do normalnych warunków pracy, kiedy przeciek przez pierścień uszczelniający zakłada się bądź równy, bądź zbliżony do zera.

W przypadku awarii sytuacja ulega zmianie ze względu na inny rozkład ciśnień między wirnikiem a kadłubem. Po prawej stronie pozostaje on bez zmian i po przekształceniu równania (10) i podstawieniu  $\omega_c = 0,5\omega$  wynosi

$$p_p = p_2 - \gamma \frac{u_2^2}{8g} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (13)$$

Po lewej stronie natomiast, na skutek braku uszczelnienia, dla określenia ciśnienia  $p_2$  należy posłużyć się równaniem Bernoulliego w odniesieniu do przekroju wylotowego wirnika i przekroju pośredniego

$$\frac{p_2}{\sigma} + \frac{v_2^2}{2g} = \frac{p_1}{\sigma} + \frac{v^2}{2g}. \quad (14)$$

Rozkładając prędkość  $v$  na składowe: promieniową  $v_m$  i obwodową  $v_u$  oraz uwzględniając skończoną liczbę łopatek ( $v'_{u2}$ ) otrzymuje się:

$$v^2 = v_m^2 + v_u^2,$$

$$v_2^2 = v_{m2}^2 + v_{u2}^2.$$

Pomijając następnie, zgodnie z [7], różnicę

$$v_m^2 - v_{m2}^2$$

oraz zakładając

$$v'_{u2} = \frac{u_2}{2} \quad (\text{dla wirników o } n_{SQ} = 16 \div 27),$$

otrzymuje się z równania (14) szukany rozkład ciśnienia po lewej stronie

$$p_l = p_2 - \sigma \frac{u_2^2}{8g} \left( \frac{r_2}{r} \right)^2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Dodatkowa siła występująca podczas awarii może być wyznaczona z równania (3), przy czym granicami całkowania będą tu oczywiście promienie  $r_p$  i  $r_2$  ponieważ w pozostałym obszarze ( $r_p \div r_t$ ) rozkład ciśnienia nie ulega zmianie

$$F_a = \int_{r_p}^{r_2} (p_1 - p_p) 2\pi r dr.$$

Po podstawieniu równań (13) i (15) oraz po przeprowadzeniu całkowania otrzymuje się ostatecznie

$$F_a = -\pi (r_2^2 - r_p^2) \sigma \frac{u_2^2}{8g} \left( \frac{r_2^2}{r_2^2 - r_p^2} \ln \left( \frac{r_2^2}{r_p^2} \right) + \frac{r_2^2 + r_p^2}{2r_2^2} - 2 \right). \quad (16)$$

## 2.6. Podsumowanie

Można założyć, że w praktyce mogą występować trzy przypadki:

a. Idealna praca pompy z przeciekami ograniczonymi praktycznie do zera:

$$a = 0,5,$$

$$F_{po} = F_{pow},$$

gdzie:  $F_{pow}$  - określona jest równaniem (12),

$F_{po}$  - obliczeniowa siła statyczna.

Warunki takie mogą być przyjmowane tylko dla pomp o dużych wydatkach i małych wysokościach podnoszenia (duże  $n_{SQ}$ ).

b. Praca w warunkach awaryjnych przy zniszczeniu uszczelnienia

$$F_{po} = F_{pow} + F_a.$$

### c. Rzeczywiste warunki pracy

Dla pomp o niskim wyróżniku szybkobieżności, bądź w przypadku długotrwałej eksploatacji, w której może wystąpić powiększenie szczeliny uszczelnienia, należy się liczyć z występującymi przeciekami, a tym samym ze spadkiem ciśnienia w przestrzeni między kadłubem a wirnikiem przy niezmienionej praktycznie wysokości podnoszenia.

W pompach posiadających lekkie łożyska, wywołana tymi zmianami dodatkowa siła musi być uwzględniona, przy czym jej wartość przyjmuje się zazwyczaj równą połowie siły awaryjnej

$$F_{po} = F_{pow} + 0,5 F_a.$$

## 3. Siła dynamiczna

Siła dynamiczna powstaje na skutek oddziaływania przepływającego czynnika na wewnętrzną powierzchnię wirnika  $f_w$ . Znalazienie analitycznych zależności pozwalających na wyznaczenie

jej wartości nie jest możliwe ponieważ nie znany jest rozkład ciśnienia na rozpatrywanej powierzchni, w skład której wchodzi robocze powierzchnie łopatek.

Szukana siła może być obliczona tylko na podstawie równania ilości ruchu o postaci

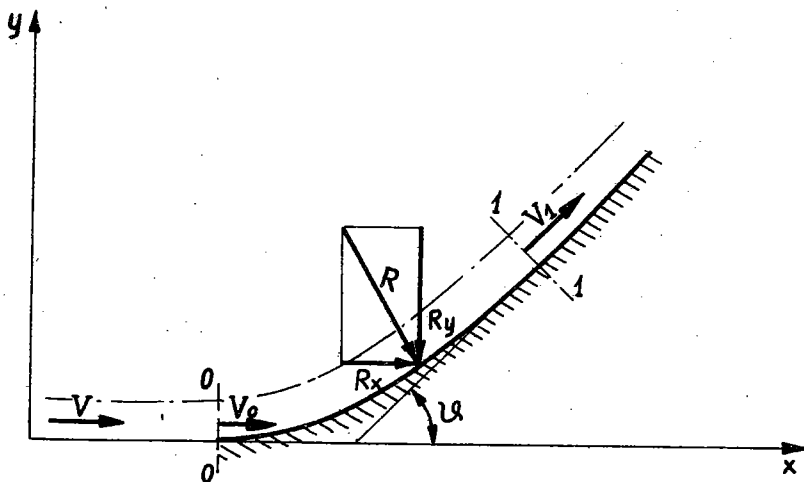
$$\frac{d}{dt} \sum m \vec{v} = \sum \vec{S},$$

gdzie:  $\frac{d}{dt} \sum m \vec{v}$  - zmiana pędu,  
 $\sum \vec{S}$  - rozpatrywana wypadkowa sił zewnętrznych działających na wewnętrzną powierzchnię wirnika.

Dla ogólnego przypadku strumienia wpływającego na zakrzywioną ścianę otrzymuje się

$$\sum \vec{S} = P_w = -R,$$

gdzie:  $P_w$  - siła wywierana na ścianę,  
 $R$  - reakcja strumienia.



Rys. 3. Oddziaływanie strumienia cieczy na zakrzywioną ścianę

Ograniczając się do sytuacji, w której reakcję  $R$  można rozłożyć na składowe do siebie prostopadłe otrzymuje się dla przedziału określonego przekrojami  $0 \div 1$ :

$$R_x = \frac{\sigma}{g} Q (u_0 - u_1),$$

$$R_y = \frac{\sigma}{g} Q (v_0 - v_1),$$

$$|\vec{R}| = \sqrt{R_x^2 + R_y^2},$$

gdzie:  $u$  i  $v$  - odpowiednie rzuty prędkości  $V$ .

W rozpatrywanym w niniejszej pracy zagadnieniu, przy promieniowym wylocie ( $\psi = 90^\circ$ ) oraz przy pominięciu strat tarcia:

$$|V_0| = |V_1| = |V|,$$

$$u_0 = V,$$

$$u_1 = 0,$$

$$R_y = 0, \text{ (założenie przepływu bez sił stycznych).}$$

Tak więc

$$R = R_x = \frac{\sigma}{g} Q V,$$

a w konkretnym przypadku odniesionym do przepływu przez wirnik pompy

$$F_{\text{dyn}} = R = \frac{\sigma}{g} Q' c_1, \quad (17)$$

gdzie:  $c_1$  - prędkość bezwzględna na wlocie,

$$Q' = \frac{Q}{\rho v},$$

gdzie:  $\rho v$  - sprawność wolumetryczna.

Siła dynamiczna ma znak dodatni i skierowana jest przeciwnie do siły statycznej, zgodnie ze zwrotem osi  $z$  (rys. 2).

#### 4. Siła wywołwana działaniem ciśnienia atmosferycznego

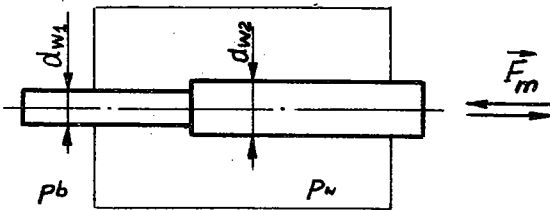
Jest to siła występująca w pompach, w których wirnik zamocowany jest na końcu wału

$$F_{\text{bar}} = (p_b - p_0) f_w, \quad (18)$$

gdzie:  $p_b$  - ciśnienie barometryczne,  
 $p_o$  - ciśnienie na wlocie do wirnika,  
 $f_w$  - przekrój wału w dławnicy.

### 5. Siła osiowa w pompach wielostopniowych

Istotnym składnikiem naporu osiowego pomp wielostopniowych mogą być dodatkowe siły występujące pomiędzy poszczególnymi stopniami, a działające na odsadzenie wału i płyty wirników. Na problem ten należy zwrócić szczególną uwagę, zwłaszcza przy przeciwstawnym układzie wirników, który zapewnia naturalne wyrównowanie rozpatrywanych do tej pory sił. W przypadku zużycia uszczelnień mogą wystąpić znaczne różnice ciśnień w przegrodach między stopniami.



Poszczególne przypadki występowania takich sił omówiono poniżej.

$$F_m = (p_w - p_b)(f_{w2} - f_{w1}), \quad (19)$$

Rys. 4. Rozkład ciśnień przy obliczaniu sił działających na odsadzenia wału

gdzie:  $p_w$  - ciśnienie w kadłubie.

$$F_m = p_1(f_{w2} - f_{w1}) + p_2(f_{w3} - f_{w2}) - p_3(f_{w3} - f_{ww}) - p_b(f_{ww} - f_{w1}) \quad (20)$$

Całkowita siła osiowa działająca na pojedynczy wirnik pompy równa jest sumie składowych określonych wyżej

$$F_o = F_{po} + F_{dyn}. \quad (21)$$

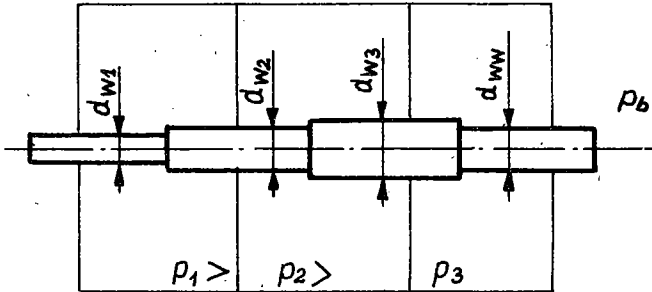
W pompie wielostopniowej całkowity napór osiowy składa się z naporu działającego na poszczególne wirniki oraz ze wszystkich występujących sił dodatkowych

$$F_{ow} = i F_o + F_{bar} + F_m. \quad (22)$$

gdzie:  $i$  - ilość wirników.

W pompach pionowych uwzględnia się ponadto ciężar zespołu wirującego  $G$

$$F_{o \text{ pion}} = i F_o + F_{\text{bar}} + F_m + i G. \quad (23)$$



Rys. 5. Rozkład ciśnień przy obliczaniu sił działających na odsadzenia wału przy istnieniu przegród między stopniami

## 6. Wirniki otwarte

Zwykle można tu posługiwać się wzorami empirycznymi. Wg Stepanoffa siła osiowa w tym przypadku wynosi

$$F_o = f_p p_t k_o, \quad (24)$$

gdzie:  $f_p$  - przekrój wlotowy wirnika ( $\text{cm}^2$ ),  
 $p_t$  - ciśnienie tłoczenia ( $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ ),  
 $k_o$  - współczynnik doświadczalny.

Poniżej podano zależność współczynnika  $k_o$  od wyróżnika szybkoobrotowości pompy.

Tablica 1

$n_{sQ}$	20	30	40	53	70	90	110	140	170	200
$k_o$	1,85	1,68	1,55	1,41	1,31	1,22	1,15	1,06	1,01	0,9

Bibliografia

1. Bukowski J.: Mechanika płynów. PWN. Warszawa 1959.
2. Walden H., Stasiak J.: Mechanika cieczy i gazów. PWN. Warszawa 1969.
3. Troškolański A.T.: Hydromechanika. WNT. Warszawa 1962.
4. Łazarkiewicz S., Troškolański A.T.: Pompy wirowe. WNT. Warszawa 1968.
5. Pflleiderer C.: Die Kreiselpumpen für Flüssigkeiten und Gase. Springer Verlag. Berlin 1955.
6. Stepanoff A.J.: Centrifugal and axial flow pumps. New York 1960.
7. Lomakin A.: Centrobežnye i osewe nasosy. Mašinostroenie, Moskva 1966.
8. Vasilcev Z.A., Nevelič V.V.: Germetičeskie elektronasosy. Mašinostroenie. Leningrad 1968.
9. Kim J.A.: Rasčet gidravličeskich pjat dlja razgruzki osevoj sily. Energomašinostroenie, Nr 1, 1966.
10. Anastasov M.L., Basalaev G.I.: K rasčetu osevoj sily, dejstvujuščej na stupen centrobežnogo nasosa. Trudy LPI, Nr 310, 1969.

## ОСЕВЫЕ СИЛЫ В ЦЕНТРОБЕЖНЫХ НАСОСАХ

## К р а т к о е   с о д е р ж а н и е

Обсуждено распределение сил, действующих на роторы центробежных насосов. Представлено влияние режима работы на величину и распределение этих сил. Указаны основные уравнения, определяющие величины осевых сил на базе современных исследований.



## AXIAL THRUST IN THE IMPELLER PUMPS

## S u m m a r y

The system of forces acting at the pump rotors and also the influence of the working conditions on the dimensions and distribution of the axial thrust are presented.

The essential formulas for the calculation of the axial thrust value are given on the basis of the most recent research.

Rękopis dostarczony w lipcu 1971 r.