

### 13.4. Kinematyka przepływu przez cylindryczną palisadę łopatek wirnika

Wirnik pompy śmigłowej (rys. 13.1 i 13.4) stanowi cylindryczną palisadę łopatek osadzonych na piaście współśrodkowej z osią. Łopatki wirnika obracają się w kadłubie (obudowie), nazywanym również komorą wirnika. Przepływ przez wirnik jest ruchem okresowo-symetrycznym względem osi obrotu wirnika.

#### 13.4.1. Palisada łopatek wirnika

Ogólnie *palisadą* nazywamy układ równoległych lub osiowo-symetrycznych, jednakowych ciał opływowych, zwanych *płatami nośnymi* o cięciwach do siebie równoległych (*palisada prostoliniowa*) lub jednakowo zorientowanych względem osi obrotu (*palisada kołowa* w wirniku odśrodkowym, *palisada ukośna* w wirniku helikoidalnym lub diagonalnym oraz *cylindryczna* w wirniku śmigłowym).

Zasadnicza różnica między opływem cieczy wokół pojedynczego płata nośnego i przepływem przez palisadę łopatek polega na tym, iż pojedynczy płat w przeciwnieństwie do palisady nie powoduje zmiany kierunku przepływu  $w_0$  (rys. 13.3).

Palisadę określają: rodzaj profilu płata nośnego, długość profilu  $l$ , kąt ustawienia profilu w palisadzie  $\beta_c$  względem jej kierunku ruchu czyli względem jej osi oraz gęstość palisady  $\lambda$  (patrz p. 2.2 oraz rys. 13.4).

Łopatki wirnika pompy śmigłowej tworzą palisadę cylindryczną. Przecinając wirnik dowolną cylindryczną powierzchnią prądu o promieniu  $r$  otrzymamy w jej rozwinięciu palisadę łopatek na płaszczyźnie (rys. 13.4c).

Na podstawie rys. 13.4b,c możemy ułożyć zależność

$$l \cos \beta_c = r\varphi \quad (13.8)$$

Przy czym  $l$  — długość profilu równa długości jego cięciwy wewnętrznej

$$l = \frac{\varphi r}{\cos \beta_c} \quad (13.9)$$

gdzie  $\varphi$  — kąt opasania łopatki.

Podziałka palisady na promieniu  $r$  wyniesie

$$t = \frac{2\pi r}{Z} \quad (13.10)$$

gdzie  $Z$  — liczba łopatek (2 do 6).

Gęstość palisady wyraża się wzorem

$$\lambda = \frac{lZ}{2\pi r} = \frac{l}{t} \quad (13.11)$$

Odwrotność tego wyrażenia nazywamy *przelotowością palisady*

$$\tau = \frac{t}{l} = \frac{1}{\lambda} \quad (13.12)$$

Określając stopień przesłonięcia przez piastę przekroju przepływu wirnika jako

$$\nu = \left( \frac{d_p}{d_z} \right)^2 \quad (13.13)$$

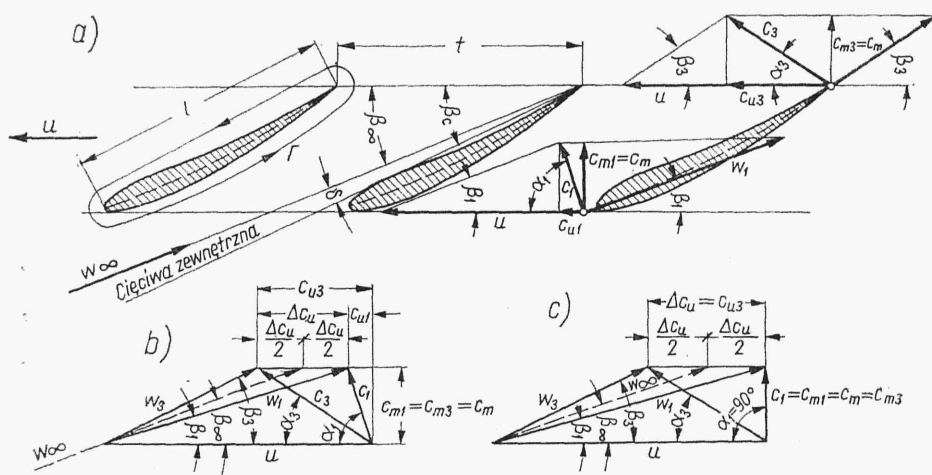
otrzymamy wyrażenie na przekrój przepływowy (netto)

$$A_m = \frac{\pi}{4} (d_z^2 - d_p^2) = \frac{\pi d_z^2}{4} (1 - \nu) \quad (13.14)$$

### 13.4.2. Rozkład prędkości przy przepływie przez cylindryczną palisadę wirnika

Przy ruchu obrotowym cylindrycznej palisady łopatek wirnika ze stałą prędkością kątową  $\omega$ , prędkości unoszenia (obwodowe) na wlocie i wylocie z palisady danego promienia  $r$  (rys. 13.5) są sobie równe

$$u_1 = u_2 = u = r\omega \quad (13.15)$$



Rys. 13.5. Rozkłady prędkości w palisadzie: a), b)  $\alpha_1 < 90^\circ$ , c)  $\alpha_1 = 90^\circ$

Przy założeniu cylindrycznego kształtu piasty i płaszcza zewnętrznego komory wirnika przekrój przepływowy  $A_m$ , a więc i prędkość merydionalna (południkowa)  $c_m$  na wlocie i wylocie, będą stałe.

Umożliwi to przedstawienie trójkątów prędkości na wlocie i wylocie na jednym wykresie (rys. 13.5b,c).

Z rozkładów prędkości na wlocie i wylocie z palisady wynika, że w obrębie palisady występuje przyrost składowej obwodowej prędkości bezwzględnej

$$\Delta c_u = c_{u3} - c_{u1} \quad (13.16)$$

lub w przypadku  $\alpha_1 = 90^\circ$

$$\Delta c_u = c_{u3} \quad (13.16a)$$

Prędkość względna przepływu niezakłóconego  $\vec{w}_\infty$ , tzn. w miejscu nieskończenie dalekim od palisady, która przez to nie wpływa na tę prędkość, jest równa średniej geometrycznej prędkości względnych na wlocie  $\vec{w}_1$  i na wylocie  $\vec{w}_3$

$$\vec{w}_\infty = \frac{\vec{w}_1 + \vec{w}_3}{2} \quad (13.17)$$

Kąt nachylenia kierunku prędkości  $\vec{w}_\infty$  do osi palisady określa się z zależności

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_m}{w_{u\infty}} \quad (13.18)$$

gdzie  $w_{u\infty}$  jest rzutem prędkości  $w_\infty$  na kierunek obwodowy  $u$

przy czym prędkość południkową  $c_m$  określimy z równania ciągłości przepływu i wzoru (13.14)

$$c_m = \frac{Q}{A_m} = \frac{4Q}{\pi d_2^2 (1-\nu)} \quad (13.19)$$

zaś składową  $w_{u\infty}$  z zależności geometrycznych wynikających z trójkątów prędkości

$$w_{u\infty} = \frac{w_{u1} + w_{u3}}{2} = u - \frac{c_{u3} + c_{u1}}{2} \quad (13.20)$$

gdzie  $w_{u1}$  i  $w_{u2}$  są rzutami prędkości  $w_1$  i  $w_3$  na kierunek  $u$

więc

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_m}{u - \frac{c_{u3} + c_{u1}}{2}} \quad (13.21)$$

gdy  $\alpha_1 = 90^\circ$  (rys. 13.5c) wtedy  $c_{u1} = 0$  i  $w_{u\infty} = u - \frac{c_{u3}}{2}$  oraz

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_m}{u - \frac{c_{u3}}{2}} \quad (13.22)$$

Wartość prędkości  $w_\infty$  w przekroju wlotowym wirnika wyniesie

$$w_\infty = \sqrt{c_m^2 + w_{u\infty}^2} = \sqrt{c_m^2 + \left(u - \frac{c_{u3} + c_{u1}}{2}\right)^2} \quad (13.23)$$

a przy  $\alpha_1 = 90^\circ$

$$w_\infty = \sqrt{c_m^2 + \left(u - \frac{c_{u3}}{2}\right)^2} \quad (13.24)$$

W myśl określenia podanego w p. 2.2 krążenie prędkości na obwodzie koła o promieniu  $r$ , wywołane przyrostem składowej obwodowej  $\Delta c_u$  wyniesie

$$\Gamma_Z = 2\pi r (c_{u3} - c_{u1}) = tZ(c_{u3} - c_{u1}) \quad (13.25)$$

oraz przy  $\alpha_1 = 90^\circ$  i  $c_{u1} = 0$

$$\Gamma_Z = 2\pi r c_{u3} = tZ c_{u3} \quad (13.26)$$

przy czym całkowite krążenie  $\Gamma_Z$  jest sumą krążeń  $\Gamma$  wokół łopatek wirnika

$$\Gamma_Z = Z\Gamma \quad (13.27)$$

Wzór (13.21), określający kąt  $\beta_\infty$ , można wyrazić za pomocą krążenia, uwzględniając zależność (13.25).

### 13.4.3. Wysokość podnoszenia pompy śmigłowej

Uwzględniając zależność  $c_{u3} - c_{u1} = \Delta c_u$  oraz  $H_{th} = H/\eta_h$  i wstawiając je do równania (13.2a), otrzymamy

$$H_{th} = \frac{1}{g} u \Delta c_u \quad (13.28)$$

oraz w przypadku  $\alpha_1 = 90^\circ$

$$H_{th} = \frac{1}{g} u c_{u3} \quad (13.29)$$

lub wzory określające rzeczywistą wysokość podnoszenia

$$H = \frac{\eta_h}{g} u \Delta c_u \quad (13.30)$$

oraz przy  $\alpha_1 = 90^\circ$

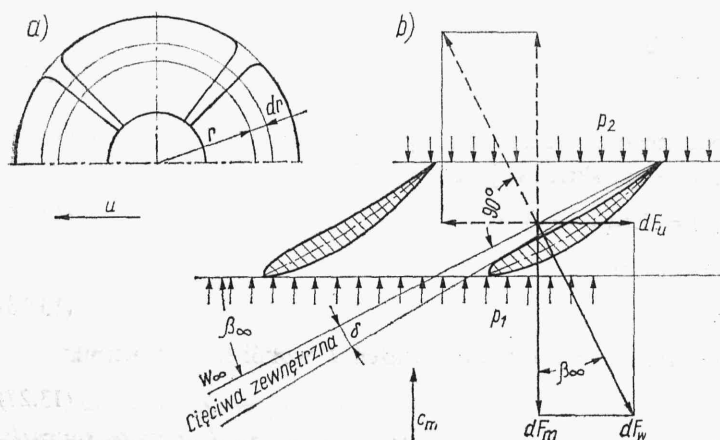
$$H = \frac{\eta_h}{g} u c_{u3} \quad (13.31)$$

## 13.5. Rozkład sił występujących w palisadzie wirnika

W czasie obrotu wirnika łopatki oddziałują na ciecz, w wyniku czego pompa uzyskuje odpowiednie wartości parametrów pracy  $Q$  i  $H$ . Wyznamy siły reakcji cieczy na łopatkę.

Rozwinięcie palisady przedstawiono na rys. 13.6. Zakładamy przepływ cieczy doskonałej, pomijając lepkość cieczy i opory hydrauliczne.

Na element łopatki o szerokości  $dr$  (rys. 13.6a) i długości podziałki  $t$  działa elementarna siła  $dF_w$ , jako wypadkowa siły obwodowej  $dF_u$  i siły wzdłużnej  $dF_m$ .



Rys. 13.6. Rozkład sił w palisadzie przy przepływie cieczy doskonałej