

wanie płata nośnego o profilu aerodynamicznym na łopatkę wirnika pompy śmigłowej. Wartość wypadkowej siły  $dF_w$  obliczymy z równania

$$dF_w = \sqrt{dF_m^2 + dF_u^2} \quad (13.44)$$

po podstawieniu do tego równania wyrażeń (13.34) i (13.38) i przy uwzględnieniu zależności (13.40), (13.41) i (13.42) otrzymamy

$$dF_w = \rho t (w_{u1} - w_{u3}) w_\infty dr = \rho t (c_{u3} - c_{u1}) w_\infty dr \quad (13.45)$$

Na całej długości łopatki (płata nośnego) od  $r_p$  do  $r_z$  siła oddziaływania cieczy wyniesie

$$F_w = \int_{r_p}^{r_z} \rho t (c_{u3} - c_{u1}) w_\infty dr = \rho b t (c_{u3} - c_{u1}) w_\infty \quad (13.46)$$

gdyż  $r_z - r_p = b$  jest *rozpiętością płata nośnego* odpowiadającą długości łopatki. Siły oddziaływania łopatki na ciecz są równe siłom obliczonym, lecz przeciwnie skierowane.

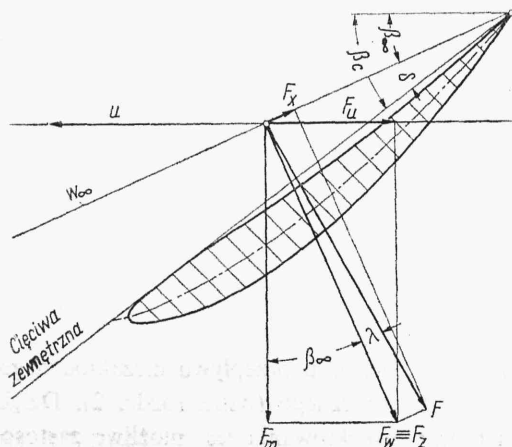
### 13.6. Zastosowanie płatów nośnych o profilu aerodynamicznym na łopatkę wirnika

Na rys. 13.7 pokazano rozkład sił działających na łopatkę przy zastosowaniu profilu aerodynamicznego. Warunkiem zastosowania właściwego profilu płata nośnego jest równość jego siły nośnej  $F_z$  z siłą wypadkową oddziaływania cieczy na łopatkę  $F_w$

$$F_z = F_w \quad (13.47)$$

Ze względu na zmienność rozkładu sił weźmiemy pod uwagę pierścień elementarny o szerokości  $dr$  (rys. 13.6). Elementarne natężenie przepływu przez ten pierścień wyniesie

$$dQ = 2\pi r dr c_m = t Z dr c_m \quad (13.48)$$



Rys. 13.7  
Rozkład sił działających na łopatkę przy zastosowaniu płata o profilu aerodynamicznym

Przy żądanej wysokości podnoszenia wirnika  $H_{th}$  zapotrzebowanie mocy elementarnej określa wzór (rozd. 4)

$$dP = \gamma dQH_{th} = \gamma t Z dr c_m H_{th} \quad (13.49)$$

Przy zastosowaniu na łopatkę płata nośnego o profilu aerodynamicznym na jedną łopatkę działa siła wypadkowa  $F$  (rys. 2.6 i 13.7), zatem na  $Z$  segmentów pierścieniowych, tworzących pierścień elementarny o szerokości  $dr$ , działa elementarna siła

$$dF = \frac{ZF dr}{b} \quad (13.50)$$

gdzie  $b$  — rozpiętość płata nośnego.

W kierunku obwodowym (kierunek oddziaływania łopatki na ciecz, czyli kierunek przenoszenia energii) otrzymamy składową (nie naniesioną na rys. 13.7)

$$dF'_u = dF \cos [90^\circ - (\beta_\infty + \lambda)] = \frac{ZF dr \cos [90^\circ - (\beta_\infty + \lambda)]}{b} \quad (13.51)$$

Zatem wymagana moc elementarna wynikająca z pędu wyniesie

$$dP = dF'_u u = Z \frac{F}{b} dru \cos [90^\circ - (\beta_\infty + \lambda)] \quad (13.52)$$

Porównując wartości otrzymane ze wzorów (13.49) i (13.52), otrzymamy po skróceniu

$$H_{th} = \frac{Fu \cos [90^\circ - (\beta_\infty + \lambda)]}{\gamma b t c_m} = \frac{Fu \sin (\beta_\infty + \lambda)}{\gamma b t c_m} \quad (13.53)$$

Ponieważ z dynamiki płata nośnego

$$F = \frac{F_z}{\cos \lambda} \approx F_z = C_z \frac{\gamma}{g} \cdot \frac{w_\infty^2}{2} bl \quad (13.54)$$

więc podstawiając tę wartość do wzoru (13.53), otrzymamy

$$H_{th} = C_z \frac{l}{t} \cdot \frac{u}{c_m} \cdot \frac{w_\infty^2}{2g} \sin (\beta_\infty + \lambda) \quad (13.55)$$

a po przekształceniu

$$C_z \frac{l}{t} = \frac{2g H_{th} c_m}{u w_\infty^2 \sin (\beta_\infty + \lambda)} \quad (13.56)$$

Wprowadzając zależność  $c_m = w_\infty \sin \beta_\infty$  przy pominięciu  $\lambda$  jako  $\lambda \ll \beta_\infty$ , otrzymamy prostszą postać wzorów (13.55) i (13.56)

$$H_{th} = C_z \frac{l}{t} \frac{u w_\infty}{2g} \quad (13.57)$$

$$C_z \frac{l}{t} = \frac{2g H_{th}}{u w_\infty} \quad (13.58)$$

gdzie  $H_{th} = H/\eta_h$

Wielkości  $\beta_\infty$  i  $w_\infty$  można wyznaczyć z trójkątów prędkości na rys. 13.5b lub 13.5c

$$w_\infty^2 = c_m^2 + \left( u - \frac{c_{u3} + c_{u1}}{2} \right)^2 \quad (13.59)$$

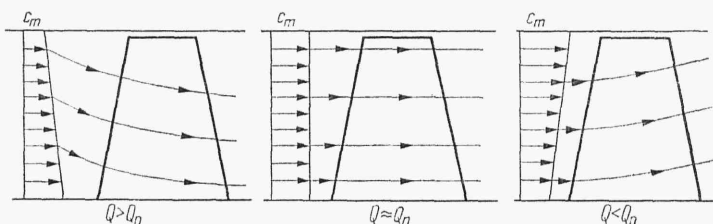
$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_m}{u - \frac{(c_{u3} + c_{u1})}{2}} = \frac{c_m}{w_{u\infty}} \quad (13.60)$$

Przy swobodnym dopływie cieczy ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $c_{u1} = 0$ ) wzory (13.59) i (13.60) uproszczają się

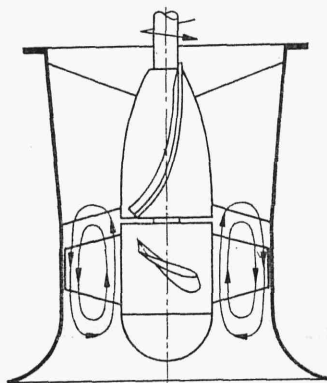
$$w_\infty^2 = c_m^2 + \left( u - \frac{c_{u3}}{2} \right)^2 \quad (13.61)$$

$$\operatorname{tg} \beta_\infty = \frac{c_m}{u - c_{u3}/2} \quad (13.62)$$

Z analizy wzoru (13.58) wynika, iż przy większej wysokości podnoszenia  $H_{th}$ , tzn. mniejszym wyróżniku szybkobieżności  $n_{sQ}$ , należy zastosować profil o większej wartości współczynnika siły nośnej  $C_z$  lub przyjąć większą liczbę długich łopatek (mniejsza podziałka  $t$ ). Przy dużym  $n_{sQ}$  liczba łopatek maleje, maleje również współczynnik  $C_z$ , który cechuje profile o małym wygięciu.



Rys. 13.8. Rozkład prędkości południkowych  $c_m$  przy  $Q = Q_n$  i  $Q \neq Q_n$



Rys. 13.9  
Powstawanie wirów w wirniku pompy śmigłowej przy  $Q < Q_n$

Należy podkreślić, iż dla wyprowadzenia uprzednich wzorów przyjęto niezmiennosc prędkości  $c_m$  w całym przekroju przepływowym wirnika.

Przy wydajności  $Q$  różnej od  $Q_n$  prędkość  $c_m$  przybiera różne wartości wzdłuż promienia (rys. 13.8), co powoduje powstawanie dodatkowych wirów w płaszczyznach południkowych (rys. 13.9), a przez to zmniejszenie sprawności hydraulicznej pompy.