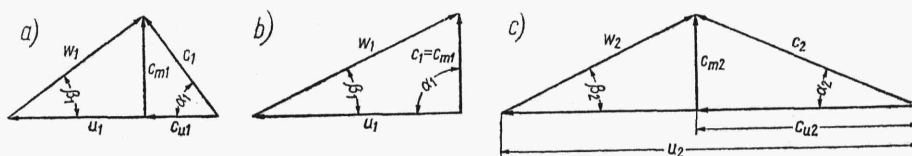


Rys. 11.1. Przepływ cieczy przez wirnik pompy odśrodkowej: a) przekrój południkowy (merydionalny), b) przekrój osiowy; A_1A_2 — tor względny, $A_1A'_2$ — tor bezwzględny cząsteczki cieczy

kości bezwzględnych \vec{c}_1 i \vec{c}_2 do prędkości unoszenia \vec{u}_1 i \vec{u}_2 , zaś kąty β_1 i β_2 nachylenie wektorów prędkości względnych \vec{w}_1 i \vec{w}_2 do kierunku unoszenia. β_1 i β_2 są jednocześnie kątami nachylenia łopatek na wlocie i wylocie wirnika.

W większości przypadków $\alpha_1 = 90^\circ$, tzn. że ciecz dopływa do wirnika bez zawrota. Wtedy $c_{u1} = 0$ i c_1 pokrywa się z c_{m1} .

Zwykle stan ruchu na wlocie i wylocie wirnika ilustruje się za pomocą trójkątów prędkości (rys. 11.2).



Rys. 11.2. Trójkąty prędkości: a) na wlocie przy $\alpha_1 < 90^\circ$, b) przy $\alpha_1 = 90^\circ$, c) na wylocie z wirnika

11.2. Teoretyczna wysokość podnoszenia przy nieskończenie wielkiej liczbie łopatek

Wzory określające wysokość podnoszenia zostały wyprowadzone w p. 9. Znajdują one zastosowanie do pomp odśrodkowych w niezmienionej postaci, a mianowicie

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g} (u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1}) \quad (11.1)$$

oraz w przypadku $\alpha_1 = 90^\circ$; $c_{u1} = 0$, wtedy

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g} u_2 c_{u2} \quad (11.2)$$

lub w innej postaci

$$H_{th\infty} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} \quad (11.3)$$

Przypomnijmy, że pierwszy wyraz określa dynamiczną wysokość podnoszenia (równoważną przyrostowi wysokości prędkości na wirniku)

$$H_{dyn\infty} = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \quad (11.4)$$

zaś dwa pozostałe potencjalną wysokość podnoszenia (równoważną przyrostowi ciśnienia na wirniku)

$$H_{p\infty} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} \quad (11.5)$$

Pierwszy wyraz określa przyrost wysokości ciśnienia na skutek działania siły odśrodkowej, drugi wyraz — przyrost ciśnienia w wyniku zmniejszenia prędkości z ω_1 do ω_2 .

Teoretyczna wysokość podnoszenia zależy również od wartości kąta łopatki na wylocie β_2 ; łatwo to udowodnić na podstawie trójkąta prędkości (rys. 11.2c)

$$\operatorname{tg} \beta_2 = \frac{c_{m2}}{u_2 - c_{u2}} = \frac{c_{m2}}{w_{u2}} \quad (11.6)$$

oraz po podstawieniu do wzoru (11.2)

$$H_{th\infty} = \frac{1}{g} u_2 \left(u_2 - \frac{c_{m2}}{\operatorname{tg} \beta_2} \right) \quad (11.7)$$

Ze wzoru (11.7) wynika, iż $H_{th\infty}$ rośnie ze wzrostem kąta β_2 .

11.3. Przepływ cieczy przez wirnik o skończonej liczbie łopatek

11.3.1. Rozkład ciśnień i prędkości w kanale międzyłopatkowym

Z założenia jednowymiarowej teorii przepływu wynika równomierność rozkładu prędkości i ciśnień w kanałach międzyłopatkowych.

W rzeczywistości stwierdzono w kanale międzyłopatkowym większe prędkości po stronie biernej, a mniejsze po stronie czynnej łopatki przy odwrotnym rozkładzie ciśnień, wyższych po stronie czynnej, a niższych po stronie biernej tejże łopatki.

Odmienne od teoretycznego rozkład prędkości powoduje przede wszystkim zmniejszenie wysokości podnoszenia $H_{th\infty}$ oraz poboru mocy P_w i w mniejszym stopniu zwiększenie strat przepływu przez wirnik. W dalszych ustępach przedstawiono kilka interpretacji tego zjawiska, łącznie z podaniem sposobów ujęcia liczbowego wpływu skończonej liczby łopatek na parametry pracy wirnika.