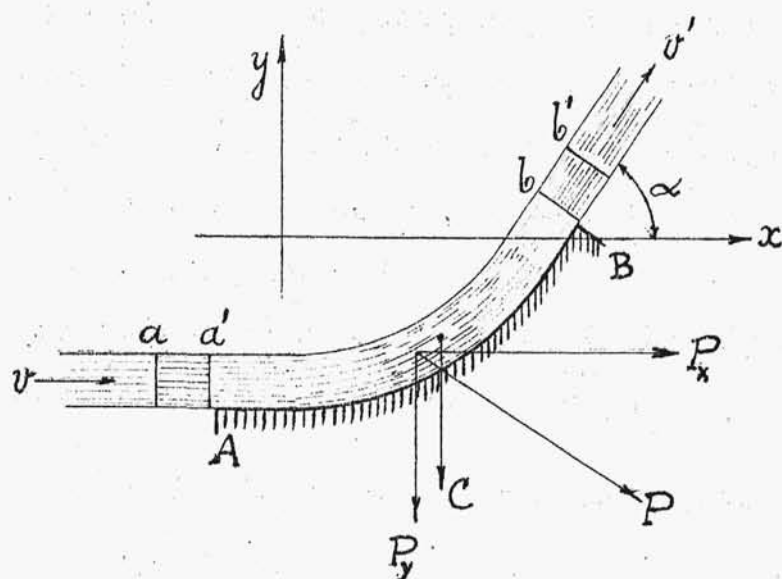


282. PARCIE SWOBODNEGO CIENKIEGO STRUMIENIA CIECZY DOSKONAŁEJ NA POWIERZCHNIĘ.



Niech będzie
dana powierz-
chnia AB ,
na którą wpa-
da strumień
wody o wydat-
ku $Q \frac{m^3}{sek}$.
i o prędko-
ści $v \frac{m}{sek}$.
Niech ten
strumień o-
puszcza po-

rys. 182.

wierzchnię z prędkością v . Strumień, płynąc po
powierzchni AB , doznaje oddziaływania od tej po-
wierzchni, co się uwidocznia w zmianie kierunku ruchu
strumienia; jednocześnie strumień wywiera pewne od-
działywanie na tę powierzchnię. Oddziaływanie to na-
zywać będziemy parciem strumienia cieczy na powierz-
chnię AB .

Zadanie polegać będzie na znalezieniu parcia tego strumienia na zadaną powierzchnię AB .

Aby ułatwić sobie rozwiązanie, przyjmijmy następujący układ osi współrzędnych prostopadłych do siebie: oś x przyjmijmy równoległą do prędkości strumienia przed wejściem na powierzchnię AB , oś y prostopadła do x , zwróconą pionowo ku górze. Znajdźmy składowe P_x i P_y szukanego parcia w kierunku obranych osi x i y ; wówczas znajdziemy całe parcie $P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$ oraz kąty, które to parcie tworzy z osiami x, y z równań:

$$\cos(P, x) = \frac{P_x}{P} \quad \text{oraz} \quad \cos(P, y) = \frac{P_y}{P}.$$

Aby zadanie rozwiązać, najdogodniej będzie zastosować twierdzenie o zmianie ilości ruchu dla obranej części cieczy w kierunku jednej czy drugiej osi.

W tym celu obierzmy w pewnym momencie czasu część strumienia, zawartą między przekrojami a i b . Po bardzo małym okresie czasu dt strumień przesunie się, przyczem przekrój a zajmie położenie a' , zaś przekrój b zajmie położenie b' .

Przekroje a i a' są tak obrane, że strumień cieczy w nich j e s z c z e n i e d o z n a ł

wpływu powierzchni AB , zaś przekroje b, b' są wzięte w tych miejscach, gdzie strumień j uż przestał doznawać oddziaływania powierzchni.

Założmy, że ruch strumienia jest trwały. Wtedy możemy twierdzenie o zmianie ilości ruchu pewnej części cieczy zastosować do cieczy, zawartej na początku czasu dt między przekrojami a i b , zaś w końcu czasu dt - między przekrojami a' i b' , obliczając raz zmianę ilości ruchu względem osi x , drugi raz względem osi y . Obliczmy zmianę ilości ruchu względem osi x . Jak wiemy, zmiana ilości ruchu względem dowolnej osi równa się końcowej ilości ruchu mniej początkowa ilość ruchu względem tejże osi:

Kończową ilość ruchu cieczy, zawartej między $a' b'$, możemy uważać jako złożoną z ilości ruchu cieczy, zawartej między a' i b , więcej: ilość ruchu cieczy zawartej między b i b' .

Początkową zaś ilość ruchu, możemy przyjąć jako = ilości ruchu cieczy, zawartej między a i a' , więcej: ilość ruchu cieczy, zawartej między a' i b . Jeśli odejmiemy od końcowej ilości ruchu początkową, wówczas, uwzględniając że mamy do czynienia z ruchem trwałym, znajdziemy, że zmiana ilości ruchu

całej cieczy badanej w okresie czasu dt = 'ilości ruchu cieczy, zawartej między przekrojami b i b' mniej ilość ruchu, zawarta między przekrojami a i a' . Te zaś poszczególne ilości ruchu obliczymy w taki sposób: objętość cieczy między b i b' jest =

$- f'v'dt$, gdzie f' jest polem przekroju strumienia przy b . Ciężar tej cieczy = $f'v'dt \cdot \gamma$

z zaś masa $f'v'dt \cdot \frac{\gamma}{g}$. Ponieważ prędkość cieczy w omawianym elemencie jest v' , a rzut tej prędkości na oś x jest $v' \cos \alpha$ -/ jeśli przez α oznaczmy kąt odchylenia strumienia przez powierzchnię - więc ilość ruchu cieczy, zawartej między b i b' - względem osi x - jest równa:

$$f'v'dt \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot v' \cos \alpha. \quad \text{Ponieważ } Q = f'v', \text{ więc}$$

możemy powyższą ilość przedstawić inaczej:

$$Q \cdot dt \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot v' \cos \alpha$$

W podobny sposób znajdziemy ilość ruchu cieczy, zawartej między przekrojami a i a' .

$$f \cdot v \cdot dt \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot v, \text{ albo } Q \cdot dt \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot v. \text{ Zatem}$$

$$\text{zmiana ilości ruchu} = Q \cdot dt \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot (v' \cos \alpha - v).$$

Na podstawie twierdzenia o zmianie ilości ruchu wiemy, że ta zmiana w czasie dt , w kierunku osi

jest równa popędowi sił, które na badaną ciecz działają w tym samym kierunku osi x i w tym samym czasie.

Siłami czynnymi są: 1/ Siła oddziaływania powierzchni AB na strumień $= -P$; [przez P oznaczyliśmy parcie strumienia na powierzchnię; zatem parcie powierzchni na strumień, które powinno być równe P lecz odwrotne co do kierunku, musimy oznaczyć przez $(-P)$]; 2/ Siła ciężkości, działająca na rozpatrywaną część strumienia i 3/ parcie atmosfery na zewnętrzną powierzchnię cieczy.

Jeśli przyjmiemy, że powierzchnia AB znajduje się w tej samej atmosferze, co i strumień, wówczas rzut parcia atmosfery na oś w dowolnym kierunku $= 0$.

Popęd siły $(-P)$ w kierunku osi x jest równy $-P_x \cdot dt$. Co się tyczy popędu siły ciężkości, to go obliczymy w taki sposób:

niech oś x będzie pozioma; ciężar rozpatrywanej części strumienia między przekrojami a i b niech będzie C ; ponieważ siła C jest prostopadła do osi x , zatem rzut C na oś x jest $= 0$ i popęd tej siły w kierunku osi również jest zero.

Zatem siły P i C dają popęd w czasie dt w kierunku osi x tylko $-P_x dt$.

Więc równanie, napisane na zasadzie twierdzenia o zmianie ilości ruchu, otrzyma postać:

$$Q \cdot dt \cdot \frac{d}{dt} (v' \cos \alpha - v) = -P_x dt, \text{ albo}$$

$$P_x = Q \frac{d}{dt} (v - v' \cos \alpha) \dots \dots (1).$$

W podobny sposób znajdziemy zmianę ilości ruchu badanej części strumienia w kierunku pionowej osi y .

$$\text{Ilość ruchu końcowa} = Q \cdot dt \cdot \frac{d}{dt} v' \sin \alpha.$$

" " początkowa = 0, gdyż rzut prędkości początkowej v na oś y jest równy zeru.

Zatem zmiana ilości ruchu w czasie dt na oś y jest równa: $Q \cdot dt \cdot \frac{d}{dt} v' \sin \alpha$.

Obliczmy teraz popędy sił $(-P)$ i C w tym samym czasie dt w kierunku osi y .

Popęd siły $(-P)$ jest równy $-P_y dt$; popęd siły C jest równy $-C dt$, a więc otrzymujemy równanie w postaci:

$$Q \cdot dt \cdot \frac{d}{dt} v' \sin \alpha = -P_y dt - C dt, \text{ albo}$$

$$Q \cdot \frac{d}{dt} v' \sin \alpha = -P_y - C,$$

albo jeszcze inaczej

$$P_y = -C - Q \frac{d}{dt} v' \sin \alpha \dots \dots (2).$$

Całkowite parcie strumienia na powierzchnię AB znajdziemy:

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} = \sqrt{Q^2 \frac{x^2}{g^2} (v - v' \cos \alpha)^2 + (C + Q \frac{x}{g} v' \sin \alpha)^2}.$$

283. W szczególnym przypadku, kiedy AB jest powierzchnią cylindryczną, z tworzącą pionową, wówczas ciężar C tworzy z osiami i kąt 90° , więc w równaniu /2/ wyraz C przepadnie. W takim razie otrzymamy:

$$P_x = Q \cdot \frac{x}{g} \cdot (v - v' \cos \alpha); \quad P_y = -Q \cdot \frac{x}{g} \cdot v' \sin \alpha;$$

$$P = \sqrt{Q^2 \frac{x^2}{g^2} (v - v' \cos \alpha)^2 + Q^2 \frac{x^2}{g^2} \cdot v'^2 \sin^2 \alpha}$$

albo inaczej

$$P = \frac{Qx}{g} \sqrt{v^2 + v'^2 - 2v \cdot v' \cos \alpha}.$$

oraz

$$\cos(P, x) = \frac{v - v' \cos \alpha}{\sqrt{v^2 + v'^2 - 2v \cdot v' \cos \alpha}} \quad \text{i} \quad \cos(P, y) = \frac{-v' \sin \alpha}{\sqrt{v^2 + v'^2 - 2v \cdot v' \cos \alpha}}$$

Stąd widzimy, że kąt między dodatnim kierunkiem siły P i osią y będzie $> 90^\circ$.

284. Załóżmy, że powierzchnia AB jest zupełnie gładka. Wtedy v' różnić się będzie od v tylko kierunkiem, gdyż parcie powierzchni gładkiej, dzia-

łajac w każdym miejscu normalnie do strumienia, może zmienić tylko kierunek, nie zaś wartość prędkości. Inaczej rzecz się przedstawiała wówczas, kiedy oś y była równoległa do ciężaru C . W tym przypadku siła ciężkości musiała wpłynąć na wartość prędkości v .

285. Przyjmując założenie powyższe, że $v=v'$, otrzymamy:

$$P_x = Q \cdot \frac{r}{g} \cdot v(1 - \cos \alpha); \quad P_y = -\frac{Qr}{g} \cdot v \sin \alpha$$

$$P = \frac{Qr}{g} \cdot v \cdot \sqrt{2(1 - \cos \alpha)}, \text{ albo } P = \frac{Qr}{g} \cdot v \cdot 2 \cdot \sin \frac{\alpha}{2}.$$

$$\cos(P, x) = \frac{1 - \cos \alpha}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha)}} = \sqrt{\frac{1 - \cos \alpha}{2}} = \sin \frac{\alpha}{2},$$

czyli że

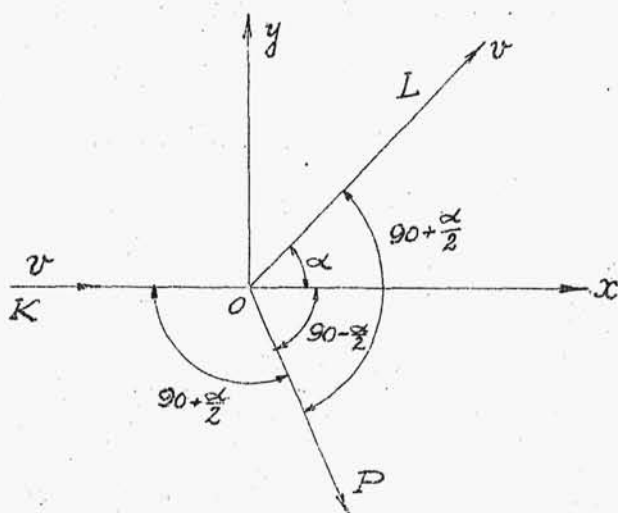
$$\cos(P, x) = \cos(90 - \frac{\alpha}{2}), \text{ a więc } (P, x) = 90 - \frac{\alpha}{2}$$

Następnie:

$$\cos(P, y) = -\frac{\sin \alpha}{\sqrt{2(1 - \cos \alpha)}} = -\sqrt{\frac{1 + \cos \alpha}{2}}$$

$$\text{albo } \cos(P, y) = -\cos \frac{\alpha}{2} = \cos(180 - \frac{\alpha}{2});$$

$$\text{stad } (P, y) = 180 - \frac{\alpha}{2}.$$

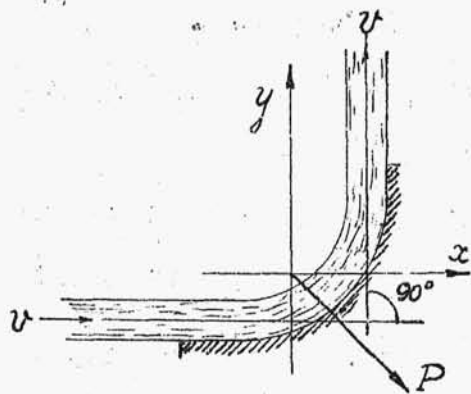


rys. 183

Widzimy stąd, że w przypadku, kiedy $v = v'$, kierunku parcia P połowi kąt KOL między kierunkami prędkości wejścia i zejścia strumienia z powierzchni.

285. Niech kąt $\alpha = \frac{\pi}{2} = 90^\circ$; otrzymamy wtedy powierzchnię cylindryczną, która odchyła strumień o kąt prosty.

Wtedy $P_x = \frac{Qx}{g} \cdot v$; $P_y = -\frac{Qx}{g} \cdot v$; $P = \frac{Qx}{g} \cdot v \cdot \sqrt{2}$.



rys. 184

$$\cos(P, x) = \frac{1}{\sqrt{2}}; \cos(P, y) = -\frac{1}{\sqrt{2}};$$

$$\cos(P, x) = \cos(45^\circ); \cos(P, y) = -\cos 45^\circ = \cos(180 - 45)^\circ.$$

stąd $(P, x) = 45^\circ$; $(P, y) = 180^\circ - 45^\circ$.
czyli, że kierunek siły P połowi kąt prosty, zawarty między dodatnią osią x i ujemną osią y .

286. Niech kąt $\alpha = \pi = 180^\circ$; wówczas powierzchnia AB nadaje strumieniowi kierunek wprost przeciwny pierwotnemu.

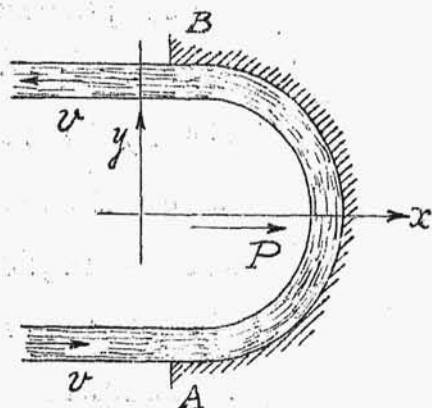
W takim razie

$$\cos \alpha = -1; \sin \alpha = 0;$$

$$P_x = \frac{\rho \cdot x}{g} \cdot v \cdot 2; P_y = 0;$$

$$P = P_x = 2 \frac{\rho \cdot x}{g} \cdot v;$$

$$\cos(P, x) = 1; (P, x) = 0.$$



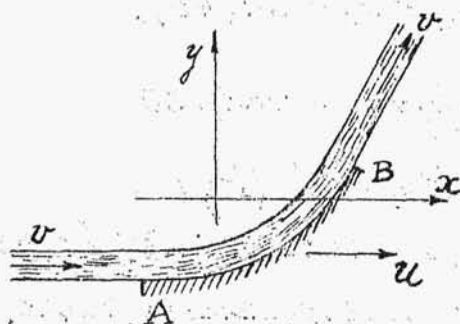
rys. 185

czyli, że w danym przypadku parcie strumienia jest równoległe do osi x i jest $\sqrt{2} = 1,41$ razy większe, niż w przypadku poprzednim.

287. Niech powierzchnia AB będzie w ruchu

z prędkością u równoległą do osi x .

Wówczas działanie strumienia na powierzchnię AB będzie takie samo, jak gdyby pow. AB była w spoczynku, tylko strumień



rys. 186

wpadał na powierzchnię z prędkością względną $= (v-u)$.

W takim razie, stosując poprzednie wzory znajdziemy:

$$P_x = \frac{Qr}{g}(v-u)(1 - \cos\alpha).$$

$$P_y = \frac{Qr}{g}(v-u)\sin\alpha.$$

288. Jeśli powierzchnia AB posuwa się z prędkością u w kierunku osi x i w tym samym kierunku działa siła P_x , możemy mówić o pracy użytecznej, wykonanej przez tę siłę P_x , w jednostkę czasu; będzie to t.zw. moc strumienia E

$$E = P_x \cdot u = \frac{Qr}{g}(v-u) \cdot u \cdot (1 - \cos\alpha).$$

Wzór ten możemy przedstawić w innej postaci, podstawiając zamiast Q iloczyn z przekroju przez prędkość. Mogą tu zajść dwa przypadki:

a/ kiedy mamy tylko jedną powierzchnię AB i na nią stale dopływa strumień o przekroju F' . Prędkość dopływu będzie wtedy $v-u$ i wówczas

$$Q = F'(v-u) \quad \text{oraz przypadek}$$

b/ kiedy mamy cały szereg powierzchni podobnych do AB , związanych ze sobą w jedną całość tak, że

jedna po drugiej podchodzą pod strumień w sposób jednostajny. Wówczas możemy powiedzieć, że dopływ strumienia o przekroju F' zachodzi z prędkością v , zatem nasz układ powierzchni przyjmuje wydatek

$$Q = F' \cdot v.$$

289. W takim razie w przypadku α) otrzymamy moc strumienia:

$$E_{\alpha} = F' \frac{(v-u)^2}{g} \cdot \gamma \cdot u \cdot (1 - \cos \alpha).$$

Przy pewnem ustosunkowaniu prędkości u do v możemy otrzymać max. E_{α} . Będzie to wtedy, kiedy

$$(v-u)^2 \cdot u \quad \text{otrzyma maximum.}$$

Znaleźć wartość u możemy z warunku:

$$\frac{d}{du} [(v-u)^2 \cdot u] = 0; \quad (v-u)^2 \cdot u = v^2 \cdot u - 2u^2 \cdot v + u^3;$$

$$\frac{d}{du} (v^2 u - 2u^2 v + u^3) = v^2 - 4uv + 3u^2 = 0, \quad \text{albo}$$

$$u^2 - \frac{4}{3} v \cdot u + \frac{v^2}{3} = 0; \quad \text{stad} \quad u = \frac{2}{3} v \pm \sqrt{\frac{4}{9} v^2 - \frac{v^2}{3}}$$

$$u = \frac{2}{3} v \pm \frac{v}{3}; \quad u_1 = v; \quad u_2 = \frac{v}{3}. \quad \text{Pierwszy pierwiastek}$$

$u_1 = v$ nie ma dla nas znaczenia, odpowiada to minimum E_{α} , kiedy strumień nie wpada na powierzchnię

AB Zatem max. E_{α} będzie przy $u = \frac{v}{3}$.

Wtedy max. $E_a = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{4}{27} v^3 (1 - \cos \alpha)$.

Kiedy $\alpha = 90^\circ$, wtedy max. $E_a = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{4}{27} v^3$.

Kiedy $\alpha = 180^\circ$, wtedy max. $E_a = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{4 \cdot 2}{27} v^3$.

290. W przypadku b/, kiedy strumień wpada na szereg związanych ze sobą powierzchni, wówczas moc

$$E_b = \frac{F \cdot v \cdot r}{g} \cdot (v - u) \cdot u \cdot (1 - \cos \alpha).$$

Max. E_b będzie wtedy, kiedy $u \cdot v (v - u) = u \cdot v^2 - v \cdot u^2$ otrzyma max.

Pochodna $(u \cdot v^2 - v \cdot u^2)$ wzgl. u jest $v^2 - 2u \cdot v$; ma być ona równa zeru, zatem:

$$v^2 - 2u \cdot v = 0 \quad ; \quad \text{stad} \quad v - 2u = 0$$

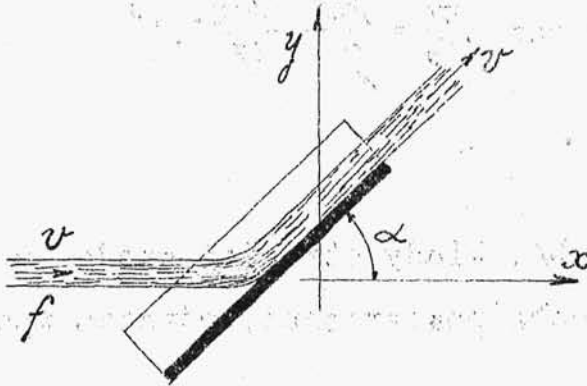
$$\text{albo} \quad u = \frac{v}{2}$$

Wówczas max. $E_b = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{4} (1 - \cos \alpha) = \frac{Q \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{4} (1 - \cos \alpha)$

Kiedy $\alpha = 90^\circ$, max $E_b = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{4} = \frac{Q \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{4} = \frac{1}{2} Q \cdot r \cdot \frac{v^2}{2g}$.

Kiedy $\alpha = 180^\circ$, max $E_b = \frac{F \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{2} = \frac{Q \cdot r}{g} \cdot \frac{v^3}{2} = Q \cdot r \cdot \frac{v^2}{2g}$.

291. Rozpatrzmy, jakie będzie działanie strumienia na płaszczyznę, kiedy strumień wpada na nią pod kątem α . Strumień przez płaszczyznę zostanie



rys. 187.

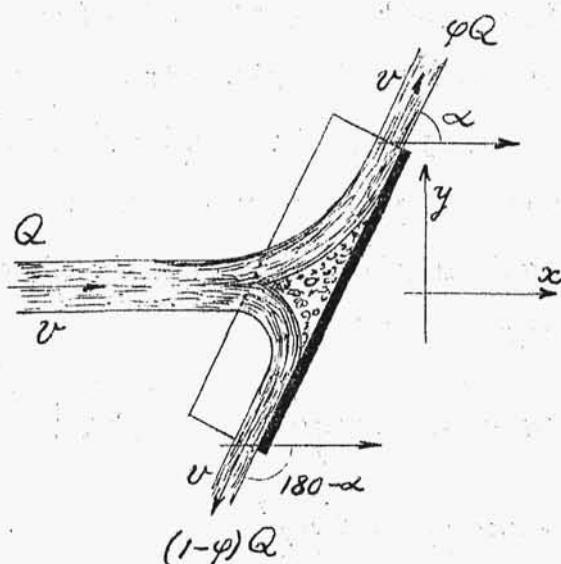
odchylony. Jeżeli kąt α jest niewielki, wówczas odchylenie może być łagodne i strumień popłynie tak, jakby to była powierzchnia krzywa, której dzia-

łanie na strumień już poprzednio było rozpatrzone. Przypuśćmy, że osi x i y są w płaszczyźnie poziomej, wówczas rzuty oddziaływania P strumienia na płaszczyznę znajdziemy z wzorów

$$P_x = \frac{Q \cdot r \cdot v}{g} (1 - \cos \alpha); \quad P_y = -\frac{Q \cdot r \cdot v}{g} \sin \alpha$$

292. Zwiększajmy kąt α . Przy pewnem położeniu płaszczyzny strumień zacznie się rozczepiać. W miejscu, gdzie wpada strumień na płaszczyznę, utworzy się klin z wirów, który rozdziela żyły stru-

mienia. Otrzymujemy obraz, jak na rysunku 188.



rys. 188

Przypuśćmy, że strumień dzieli się na 2 części tak, że z ogólnego wydatku Q płynie w kierunku dodatnich y ilości wody $= \varphi \cdot Q$; w przeciwnym kierunku płynie $Q - \varphi Q = Q(1 - \varphi)$. Jeżelibyśmy tym razem chcieli znaleźć rzuty

całkowitego parcia na osi x i y , t.j. P_x i P_y nie będziemy tego w stanie zrobić, póki nie znamy φ .

Przyjmijmy na chwilę, że φ mamy dane.

Wtedy znajdziemy: zmiana ilości ruchu w elemencie czasu części strumienia φQ w kierunku $x =$
 $= \frac{\varphi Q dt x}{g} \cdot (v \cdot \cos \alpha - v)$; zmiana il.r. części $Q(1 - \varphi)$

jest

$$\frac{(1 - \varphi) Q dt x}{g} \cdot [v \cos(180 - \alpha) - v] = \frac{(1 - \varphi) Q dt x}{g} (-v \cdot \cos \alpha - v)$$

razem ogólna zmiana ilości ruchu będzie

$$\begin{aligned} \frac{Q dt x}{g} v [\varphi \cos \alpha - \varphi + (1 - \varphi)(-1 - \cos \alpha)] &= \frac{Q dt x}{g} v [\varphi \cos \alpha - \varphi - 1 + \\ + \varphi - \cos \alpha + \varphi \cos \alpha] &= \frac{Q dt x}{g} v (2\varphi \cos \alpha - 1 - \cos \alpha). \end{aligned}$$

Obliczmy teraz popęd sił, działających na nasz strumień w kierunku osi x i y w czasie dt . Na strumień działają: siła ciężkości, której kierunek z założenia jest prostopadły do płaszczyzny xoy , oraz oddziaływanie płaszczyzny na strumień $= (-P)$. / Oddziaływanie strumienia na płaszczyznę oznaczamy przez P /. Zatem popęd sił w kierunku osi x będzie $-P_x \cdot dt$. Wobec tego

$$-P_x \cdot dt = \frac{Q \cdot dt \cdot r}{g} v [2\varphi \cos \alpha - 1 - \cos \alpha]; \quad \text{stad}$$

$$P_x = \frac{Q \cdot r}{g} v [1 + \cos \alpha (1 - 2\varphi)].$$

W podobny sposób znajdziemy składową P_y .

Zmiana ilości ruchu obydwóch części strumienia w kierunku osi y :

$$\frac{\varphi Q dt r}{g} \cdot v \sin \alpha - \frac{(1 - \varphi) Q r}{g} \cdot dt \cdot v \cdot \sin (180 - \alpha).$$

albo inaczej

$$\frac{Q dt r}{g} v \sin \alpha [\varphi - 1 + \varphi] = \frac{Q dt r}{g} \cdot v \sin \alpha (2\varphi - 1)$$

popęd siły $(-P_y)$ jest $= +P_y dt$, zatem:

$$\frac{Q dt r}{g} v \sin \alpha (2\varphi - 1) = -P_y dt; \quad \text{stad} \quad P_y = \frac{Q \cdot r}{g} \cdot v \sin \alpha (1 - 2\varphi).$$

Z powyższego widzimy, że sposób, w jaki się strumień rozczepił ma wpływ na składowe P_x i P_y , zatem i na siłę P . Im większy nadamy płaszczyźnie kąt nachylenia α , tem φ będzie większe.

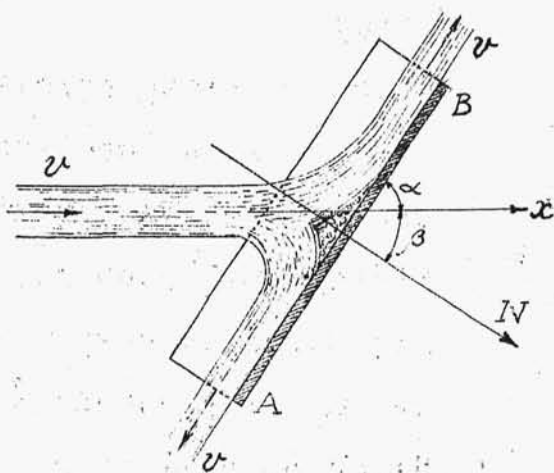
293. W przypadku, kiedy $\alpha = 90^\circ$, kiedy zatem strumień wpada na powierzchnię pod kątem prostym, wówczas ze względu na symetrię możemy przyjąć, że $\varphi = 0,5$. W takim razie:

$$P_x = \frac{Qx}{g} v [1 + \cos 90^\circ (1 - 2\varphi)] = \frac{Qx}{g} v \quad \text{i} \quad P_y = 0;$$

$$\text{wtedy } P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2} = \frac{Qx}{g} v; \quad \cos(P, x) = 1, \quad \cos(P, y) = 0.$$

Stąd widzimy, że $(P, x) = 0^\circ$; $(P, y) = 90^\circ$.

294. Jest jeden szczególny przypadek, kiedy możemy znaleźć parcie strumienia na płaszczyznę w poprzednim zagadnieniu, mianowicie, kiedy szukamy parcia w kierunku *n o r m a l n y m* do płaszczyzny, kiedy ta jest pochylona do osi x pod kątem α .



Chodzi tu więc o znalezienie parcia w kierunku N ; niech ta oś tworzy kąt β z osią x , względnie, z kierunkiem pierwotnej prędkości v .

Obliczmy zmianę ilości ruchu w kierunku normalnej

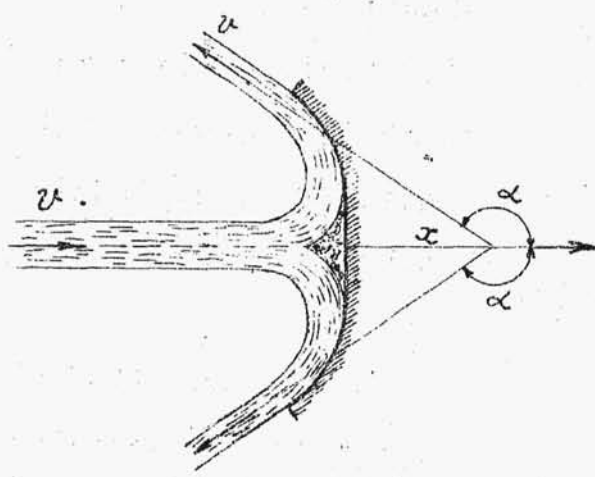
N w czasie dt . Ilość ruchu końcowa $= 0$, ilość ruchu początkowa $= \frac{Q dt r}{g} v \cos \beta$.

Zmiana ilości ruchu $= -\frac{Q dt r}{g} v \cos \beta$. Jeśli parcie strumienia na płaszczyznę w kierunku N oznaczmy przez P_n , wówczas siła, działająca od płaszczyzny na strumień $= -P_n$. Popęd tej siły $= -P_n dt$, wówczas:

$$-\frac{Q dt r}{g} v \cos \beta = -P_n dt$$
, a stąd parcie strumienia

$$P_n = \frac{Q r}{g} v \cos \beta = \frac{Q r}{g} v \sin \alpha$$
. Parcie to, jak widzimy, nie zależy od tego, w jaki sposób strumień został rozczepiony przez płaszczyznę AB .

295. Do poprzedniego zagadnienia mamy podobne



rys. 190

nieżej:

Należy znaleźć parcie strumienia na powierzchni obrotowej, wzdłuż której osi wpada na nią strumień o wydatku Q i prędkości v . Niech oś powierzchni będzie pozioma.