

Zaletą rurki Prandtla jest jej stosunkowo mała czułość na odchylenie od kierunku strumienia w granicach  $\pm 15^\circ$ .

Przykład 5.1. Obliczyć prędkość wody przepływającej przez przewód rurowy na podstawie wskazań manometru rtęciowego połączonego z rurką Pitota i z otworkiem odbierającym ciśnienie statyczne, jeżeli  $\Delta H = 100$  mm. W obu rurkach manometru ponad rtęcią znajduje się woda (rys.5.2).

Rozwiązanie. Jak wiemy prędkość przy pomocy rurki Pitota możemy określić ze wzoru

$$v_o = \sqrt{2g \frac{p_1 - p_o}{\gamma_{H_2O}}}.$$

Różnicę ciśnień  $p_1 - p_o$  można określić na podstawie wskazań manometru jako

$$p_1 - p_o = (\gamma_{Hg} - \gamma_{H_2O}) \Delta H.$$

Po podstawieniu do wzoru na prędkość otrzymamy

$$v_o = \sqrt{2g \cdot \Delta H \left( \frac{\gamma_{Hg}}{\gamma_{H_2O}} - 1 \right)}.$$

Podstawiając odpowiednio wartości liczbowe otrzymamy

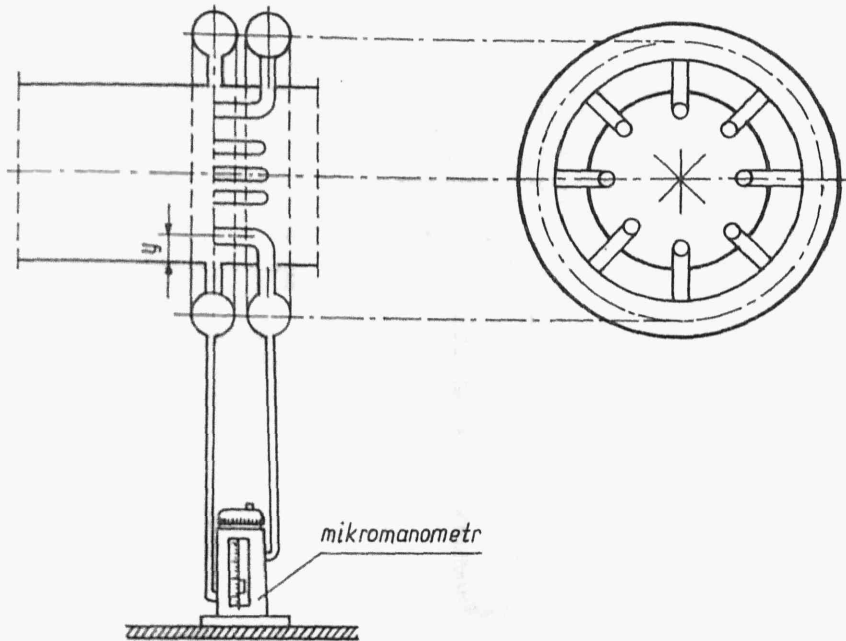
$$v_o = \sqrt{19,62 \cdot 0,1 \left( \frac{13\,600}{1000} - 1 \right)} = 4,97 \text{ m/s}.$$

### 5.1.2. POMIARY WYDATKU I PRĘDKOŚCI ŚREDNIEJ

Wykonanie pomiaru wydatku strumienia i prędkości średniej na podstawie rozkładu prędkości lokalnej w przekroju poprzecznym przewodu przy pomocy omawianych poprzednio rurek jest żmudne i pracochłonne.

W praktyce do pomiaru wydatku może być stosowany pierścień Recknagla (rys.5.4), który zawiera zespół rurek Pitota z otworami wlotowymi usytuowanymi na okręgu, na którym prędkość strug oddalonych o określoną wartość  $y$  od ścianki przewodu równa jest prędkości średniej  $v_{\text{śr}}$ . Z warunku ciągłości strumienia wyznaczamy wydatek w przewodach o przekroju kołowym

$$Q = \frac{\pi D^2}{4} v_{\text{śr}}.$$



Rys.5.4

Znacznie szybszy pomiar wydatku umożliwiają specjalne zwężki miernicze wbudowane w prosty odcinek przewodu.

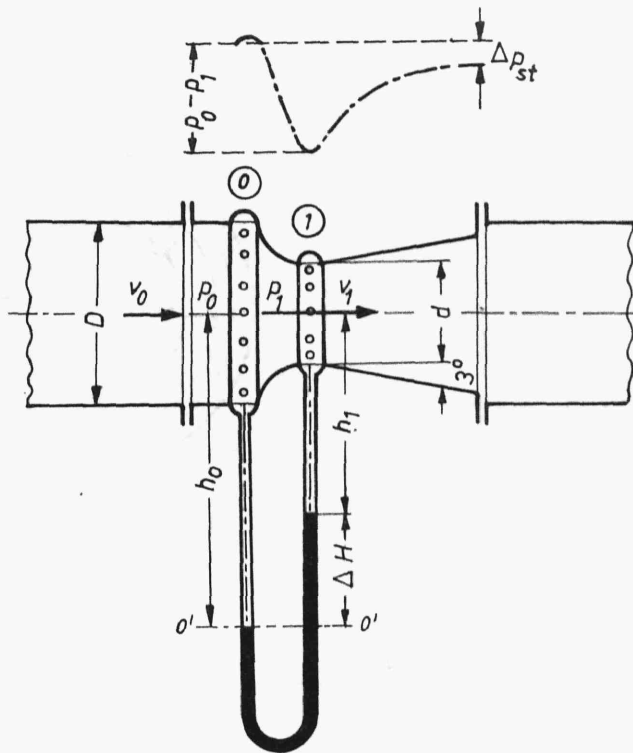
Stosując równanie Bernoulliego i równanie ciągłości można obliczyć wydatek płynu przechodzącego przez zwężkę.

Zwężka Venturiego służy do pomiaru średniej prędkości a tym samym i wydatku w przewodach. Składa się ona z konfuzora, zwężki i dyfuzora (rys.5.5) oraz z manometru różnicowego do pomiaru różnicy ciśnień. Obieramy dwa przekroje - wlotowy 0-0 i przewężenie 1-1, przyjmując w nich równomierny rozkład ciśnień oraz średnią prędkość

$$v = \frac{Q}{F}.$$

Równanie Bernoulliego dla przekrojów 0-0 i 1-1 przewodu poziomego możemy napisać w następującej postaci

$$\frac{v_0^2}{2g} + \frac{p_0}{\gamma} = \frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma}.$$



Rys.5.5

Z równania ciągłości dla cieczy nieściśliwej wynika:

$$v_0 = \frac{F_1}{F_0} v_1 = m v_1; \quad m = \frac{F_1}{F_0}.$$

W równaniach tych przyjęto następujące oznaczenia:  $p_0, v_0$  - średnie ciśnienie i prędkość w przekroju wlotowym,  $F_0 = \frac{\pi D^2}{4}$ , analogicznie  $p_1, v_1$  w przekroju przewężenia  $F_1 = \frac{\pi d^2}{4}$ .

Uwzględniając powyższe w równaniu Bernoulliego, otrzymamy średnią prędkość

$$v = \sqrt{2g \frac{1}{1-m^2} \frac{p_0 - p_1}{\gamma}}.$$

Przez połączenie otworów w przekroju wlotowym 0-0 i w przekroju przewężenia 1-1 za pomocą manometru różnicowego odczytamy wysokość ciśnień  $\Delta H = \frac{p_0 - p_1}{\gamma_m - \gamma}$ . Znając stosunek przekrojów  $m = \frac{F_1}{F_0}$ ,

możemy zwężką Venturiego zmierzyć wydatek dla danego przekroju

$$F_1 = \frac{\pi d^2}{4}$$

$$Q = F_1 v_1 = \frac{\pi d^2}{4} \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \sqrt{\frac{2g\Delta H(\gamma_m - \gamma)}{\gamma}}$$

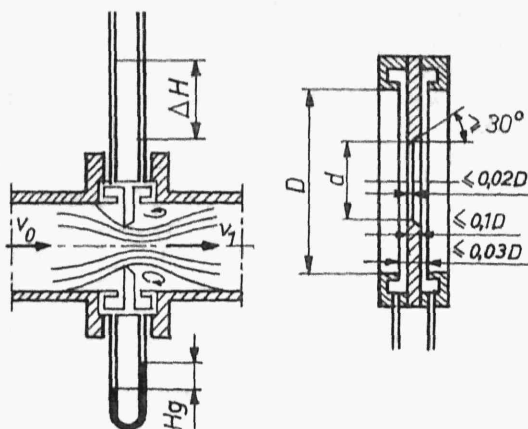
Wyprowadzając ten wzór na wydatek nie uwzględniliśmy oporów występujących przy ruchu cieczy rzeczywistej. Rozbieżność tę można usunąć przez wprowadzenie do wzoru współczynnika poprawkowego  $k$ , a więc

$$Q = k \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \sqrt{\frac{2g\Delta H(\gamma_m - \gamma)}{\gamma}} \quad (5.1)$$

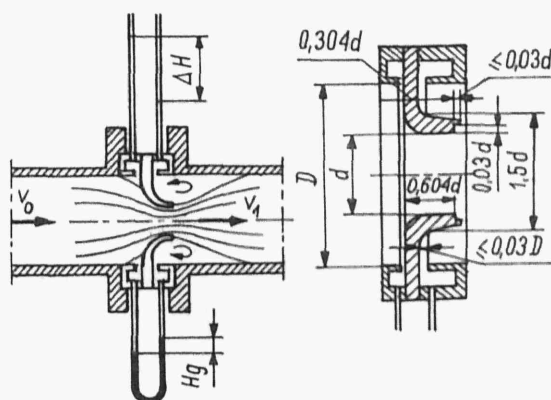
Współczynnik  $k$  mieści się zazwyczaj w granicach  $0,96 \div 1$ , i jest zależny od liczby Reynoldsa  $Re_D = \frac{v_1 D}{\nu}$ .

Oprócz zwężki Venturiego dla pomiaru wydatku w przewodach zamkniętych stosujemy również kryzy (rys.5.6) oraz dysze (rys.5.7). Działanie ich podobnie jak w przypadku zwężki Venturiego, polega na wzroście prędkości w przewężonym przekroju i dlatego wydatek można wyrazić ze wzoru (5.1). Rysunki 5.5, 5.6, 5.7 przedstawiają znormalizowane wymiary zwężki, kryzy i dyszy. Symbolami  $p_0$  i  $p_1$  oznaczono ciśnienie w punktach połączenia manometru. Wprowadzając do wzoru (5.1) oznaczenie

$$\alpha = \frac{k}{\sqrt{1 - m^2}}$$



Rys.5.6



Rys.5.7

otrzymamy

$$Q = \alpha \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2g \Delta H (\gamma_m - \gamma)}{\gamma}} = C \sqrt{\frac{\Delta H (\gamma_m - \gamma)}{\gamma}}, \quad (5.1')$$

gdzie  $C = \alpha \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2g}$  - jest stałą dla danej kryzy lub dyszy.

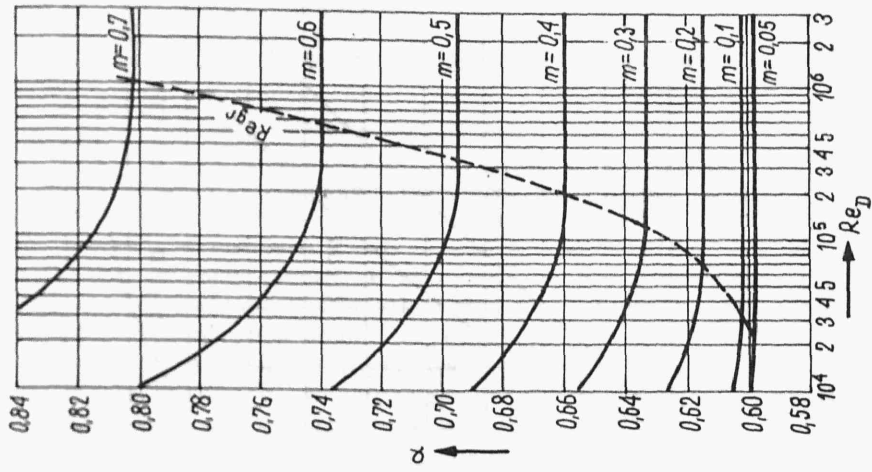
Wzór ten jest słuszny dla płynu nieściśliwego.

Współczynnik  $\alpha$  zależny jest od liczby Reynoldsa  $Re_D = \frac{v D}{\nu}$  oraz od stosunku przekrojów  $m = \frac{F_1}{F_0}$ . Zależność  $\alpha = f(Re_D)$  dla różnych parametrów  $m$  dla zwężek, kryz i dysz podano na rys.5.8, 5.9, 5.10. Powyżej pewnej granicznej liczby Reynoldsa wartości współczynnika  $\alpha$  są stałe.

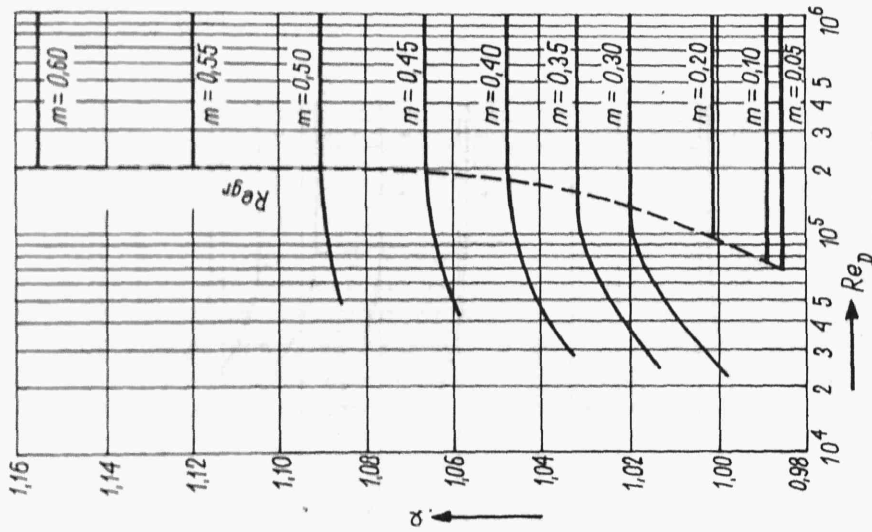
Wydatek dla płynu ściśliwego możemy wyrazić w następującej postaci

$$Q = \varepsilon \alpha \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2g \Delta H (\gamma_m - \gamma)}{\gamma}} = C_1 \sqrt{\frac{\Delta H (\gamma_m - \gamma)}{\gamma}}.$$

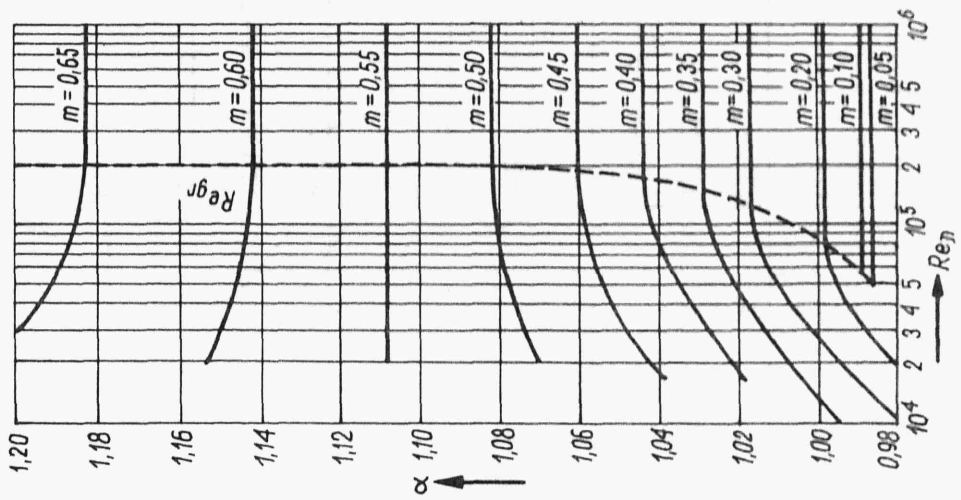
Współczynnik  $\varepsilon$  uwzględnia ściśliwość płynu i zależy od  $\Delta p$  i od  $\chi = \frac{C_p}{C_v}$ . Stosunek straty ciśnienia do różnicy ciśnień  $p_0 - p_1$  w zależności od stosunku przekrojów  $m$  dla kryzy, dyszy i zwężki Ventu-



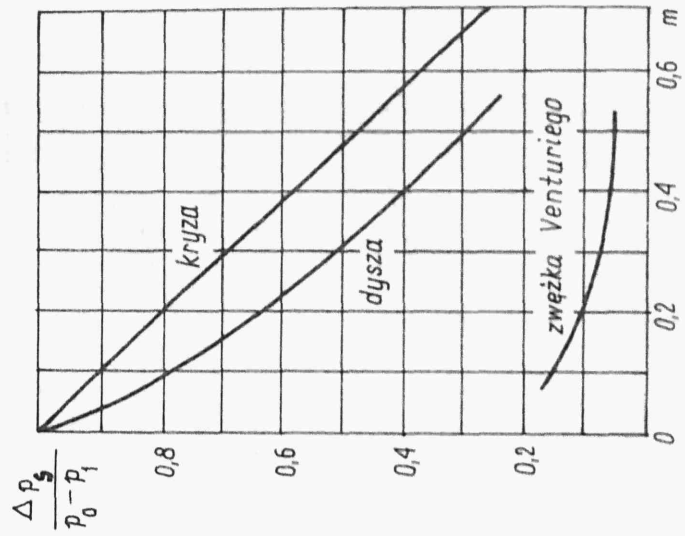
Rys. 5.9



Rys. 5.8



Rys.5.10



Rys.5.11

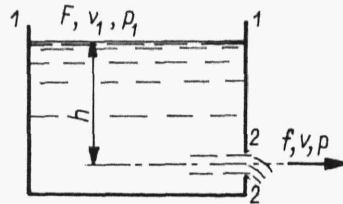
niego podano na rys.5.11. Z wykresów na rys.5.11 widać, że najmniejsze straty ciśnienia występują w zwężce Venturiego.

## 5.2. WYPŁYW CIECZY PRZEZ MAŁE OTWORY

### 5.2.1. WYPŁYW USTALONY PRZEZ MAŁY OTWÓR WSPÓŁCZYNNIK PRĘDKOŚCI, KONTRAKCJI I WYDATKU

Wypływ ustalony cieczy ze zbiornika zachodzi wówczas, gdy powierzchnia swobodna (zwierciadło) cieczy w zbiorniku pozostaje na niezmienniej wysokości  $h = \text{const}$  (rys.5.12).

Oznaczmy przez  $F$ ,  $v_1$ ,  $p_1$ , powierzchnię zwierciadła cieczy w zbiorniku, prędkość i ciśnienie w przekroju 1-1, przez  $f$ ,  $v$ ,  $p$ , powierzchnię otworu, prędkość wypływu i ciśnienie w przekroju wylotowym 2-2. Przeprowadźmy poziom porównawczy przez środek otworu, pamiętając, że wzniesienie zwierciadła cieczy nad środkiem otworu  $f$  jest przy wypływie ustalonym wielkością stałą,  $h = \text{const}$ .



Rys.5.12

Równanie Bernoulliego dla rozważanego wypływu cieczy będzie miało następującą postać

$$\frac{v_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\gamma} + h = \frac{v^2}{2g} + \frac{p}{\gamma} . \quad (5.2)$$

Jeżeli  $h = \text{const}$ , to  $v_1 = 0$ .

Jeżeli ponadto rozważymy wypływ do atmosfery ze zbiornika otwartego, to zarówno na powierzchni zwierciadła, jak i w otworze wylotowym panują jednakowe ciśnienia  $p_1 = p = p_a$ .

Uwzględniając powyższe założenia w równaniu (5.2), otrzymamy w szczególnym przypadku prędkość wypływu cieczy ze zbiornika w postaci znanego w mechanice prawa Torricelliego

$$v = \sqrt{2g h} . \quad (5.3)$$

Zależność ta jest analogiczna do wyrażenia na prędkość spadania ciała w próżni, a mianowicie: prędkość wypływu cieczy ze zbiornika otwartego w atmosferę jest równa prędkości spadku ciała z wysokości  $h$  w polu grawitacji ziemskiej.