

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA
IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

AGH UNIVERSITY OF SCIENCE
AND TECHNOLOGY

AGH

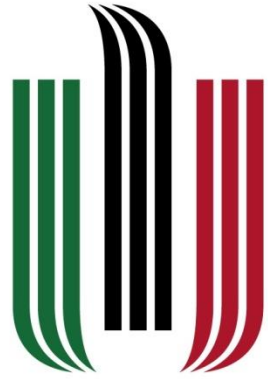
Inżynieria Chemiczna

Transport masy i ciepła

dr hab. inż. Agnieszka Gubernat, prof. AGH

gubernat@agh.edu.pl

p.1.14; budynek B8



AGH

**AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA
IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE**

**AGH UNIVERSITY OF SCIENCE
AND TECHNOLOGY**

STATYKA I DYNAMIKA PŁYNÓW

PLAN WYKŁADÓW

1. Wprowadzenie, podstawowe zasady , podstawowe zasady technologii chemicznej, schemat procesowy
2. Termodynamika procesów, energia, ciepło
3. Źródła energii, spalanie i właściwości paliw, niekonwencjonalne źródła energii
4. Temperatura, zerowa i trzecia zasada termodynamiki, entropia, termodynamiczna definicja temperatury,
5. Termometria, pomiary temperatury,
6. Suszenie i suszarnie,
7. Przepływ ciepła, mechanizmy wymiany ciepła, stałe materiałowe,
8. Płyny, statyka, dynamika, równanie ciągłości strugi, prawo Bernoulliego,
9. Opory przepływu, filtracja, opadanie cząstek w płynach, sedymentacja,
10. Pomiary prędkości i natężenia przepływu,
11. Homogenizacja zawiesin, ocena jednorodności,
12. Segregacja hydrauliczna, odpylanie i oczyszczanie gazów.
13. Reologia, modele reologiczne, zawiesiny i pasty,
14. Rozdrabnianie ciał stałych, klasyfikacja ziarnowa, metodyka pomiaru rozkładu i wielkości ziaren,

PŁYNY DOSKONAŁE: CIECZE, GAZY

Ciała, w których nie występują żadne oddziaływania międzycząsteczkowe, zbudowane z cząsteczek, które traktujemy jako punkty materialne doskonale sprężyste.

Gazy doskonałe są idealnie ściśliwe, a ciecze doskonałe nieściśliwe. Założenia upraszczające umożliwiły sformułowanie praw opisujących zachowanie gazów i cieczy doskonałych.

W statyce prawa te stanowią bardzo dobre przybliżenie dla opisu płynów rzeczywistych.

W opisach kinetyki ich stosowanie jest również możliwe, lecz wymaga najczęściej wprowadzania czynników korygujących.

PŁYNY DOSKONAŁE: CIECZE, GAZY

Ciecze doskonałe:

- gęstość cieczy na całej długości przewodu się nie zmienia (przepływ izotermiczny),
- brak tarcia wewnętrznego, cząstki idealnie ruchliwe, cząstki nieściśliwe,
- spełnia prawa Eulera, Pascala i Archimedesesa,

Gazy doskonałe:

- zbiór punktów o idealnej sprężystości i braku wzajemnych oddziaływań,
- spełnia prawa Boyle'a-Mariotta, Gay-Lussaca-Charlesa, Clapeyrona



AGH

PRAWA DOTYCZĄCE PŁYNÓW DOSKONAŁYCH - CIECZE

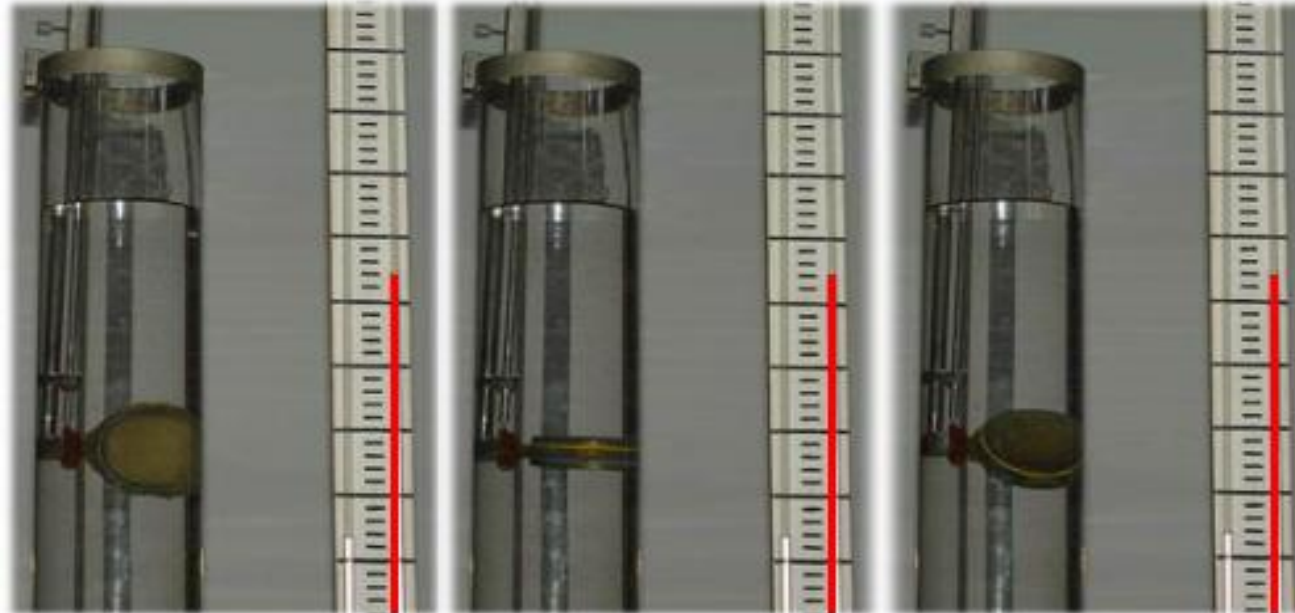
PRAWO PASCALA (Blaise Pascal 1623-1662)

Jeżeli na płyn w zbiorniku zamkniętym wywierane jest ciśnienie zewnętrzne to ciśnienie wewnątrz zbiornika jest wszędzie jednakowe i równe ciśnieniu zewnętrznemu.

Wersja uproszczona: ciśnienie zewnętrzne wywierane na płyn znajdujący się w naczyniu zamkniętym rozchodzi się jednakowo we wszystkich kierunkach

PRAWO EULERA (Leonard Euler 1707-1783)

Na płaskie ciało zanurzone w cieczy działa ciśnienie, którego wartość jest niezależna od orientacji tego ciała w przestrzeni





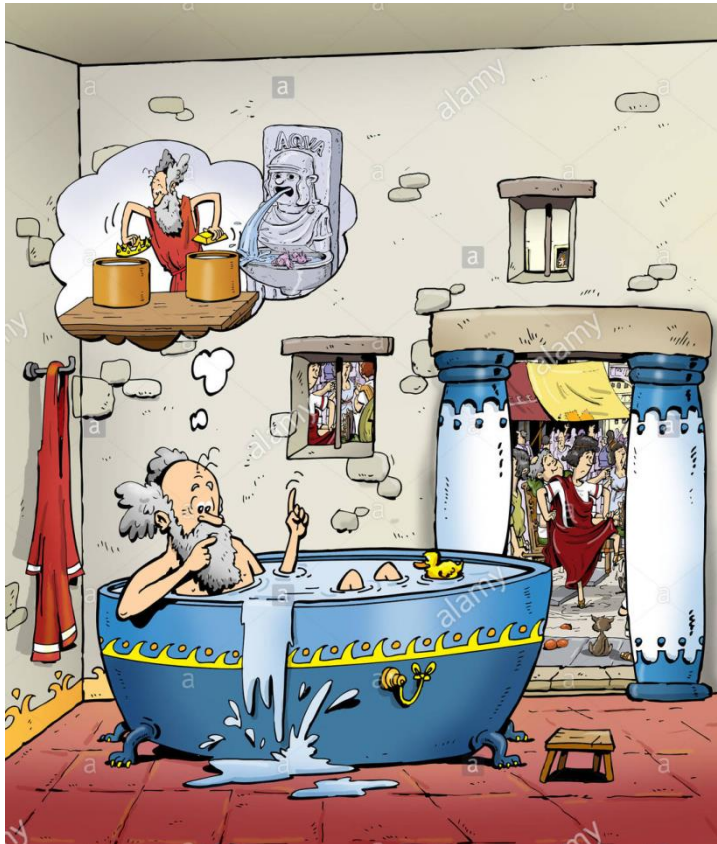
AGH

PRAWA DOTYCZĄCE PŁYNÓW DOSKONAŁYCH - CIECZE

PRAWO ARCHIMEDESA (*Archimedes 287p.n.e.-212p.n.e.*)

Na ciało zanurzone w płynie działa pionowa, skierowana ku górze siła wyporu. Wartość siły jest równa ciężarowi wypartej cieczy (gazu). Siła jest przyłożona w środku ciężkości wypartej cieczy (gazu).

Stara wersja prawa: Ciało zanurzone w płynie (cieczy lub gazie) traci pozornie na ciężarze tyle, ile waży płyn (ciecz lub gaz) wyparty przez to ciało.



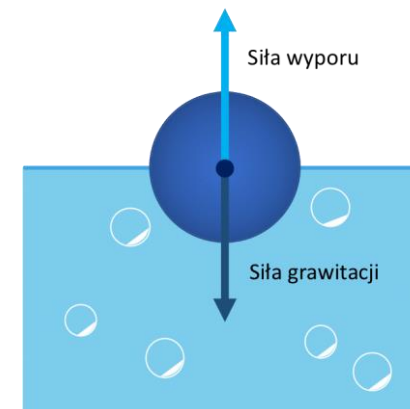
$$F_{\text{wyporu}} = \rho_p \cdot g \cdot V_c$$

gdzie: F_g - siła wyporu,

ρ_p - gęstość płynu,

V_c - objętość cieczy wypartej przez ciało,

SIŁA WYPORU



PRAWA DOTYCZĄCE PŁYNÓW DOSKONAŁYCH - GAZY



PRAWO GAY-LUSSACA (Luis Joseph Gay-Lussac 1778-1850)

Prawo Gay-Lussaca opisuje przemianę izobaryczną (przy stałym ciśnieniu) **AGH** takiego gazu i stwierdza, że podczas przemiany stosunek objętości gazu do jego temperatury jest stały:

$$\frac{V}{T} = const \quad V \sim T$$

PRAWO CHARLESA

Ciśnienie gazu p w stałej objętości zwiększa się o stały ułamek ciśnienia tego gazu zmierzonego w temperaturze 0°C przy wzroście temperatury o 1°C :

$$p = p_0 \left(1 + \frac{t}{273} \right) \quad p \sim T$$

PRAWO BOYLE'A-MARIOTTA (Robert Boyle 1627-1691; Edme Mariott 1629-1684)

W stałej temperaturze objętość V danej masy gazu jest odwrotnie proporcjonalna do jego ciśnienia p .

$$pV = const \quad V \sim \frac{1}{p}$$

PRAWO CLAPEYRONA (Benoit Clapeyron 1799-1864)

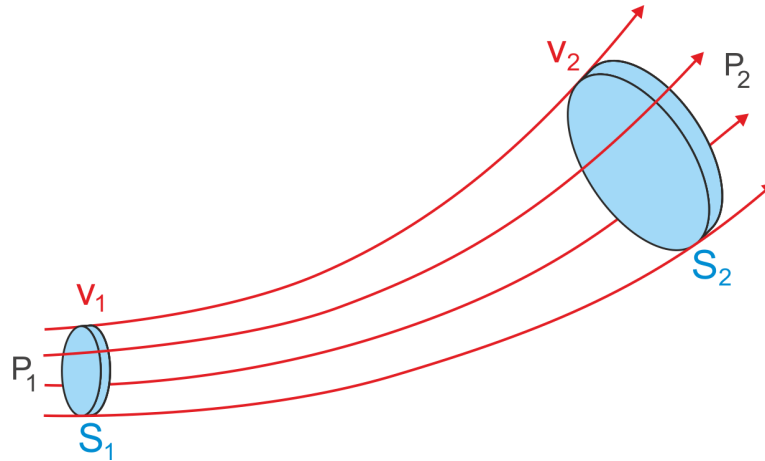
Równanie Clapeyrona, równanie stanu gazu doskonałego to równanie stanu opisujące związek pomiędzy temperaturą, ciśnieniem i objętością gazu doskonałego, a w sposób przybliżony opisujący gazy rzeczywiste.

$$pV = nRT$$

ELEMENTY DYNAMIKI PŁYNÓW DOSKONAŁYCH

RÓWNANIE CIĄGŁOŚCI STRUMIENIA CIECZY (STRUGI) W RUCHU USTALONYM

Założenie: ciecz wypełnia przewód całkowicie !



Natężenie przepływu masy cieczy płynącej ruchem ustalonym przez dowolny przewód, jest stałe we wszystkich przekrojach przewodu, prostopadłych do kierunku przepływu. Zatem **MASOWE NATĘŻENIE PRZEPŁYWU**:

$$W_1 = W_2 = \dots = W_n$$

$$W = S \cdot u \cdot \rho_L \quad [\text{kg/s}]$$

u - średnia prędkość przepływu, ρ - gęstość płynu,
 S - pole powierzchni przekroju przewodu,

$$U = S \cdot u \quad [\text{m}^3/\text{s}]$$

OBJĘTOŚCIOWE NATĘŻENIE PRZEPIYWU

$$W = U \cdot \rho_L \quad [\text{kg}/\text{s}]$$

zakładając brak zmian gęstości płynu na całej długości przewodu (przepływ izotermiczny, płyny są wówczas nieściśliwe) można stwierdzić, że:

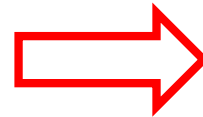
$$U_1 = U_2 = \dots = U_n$$

$$S_1 \cdot u_1 = S_2 \cdot u_2 = \dots = S_n \cdot u_n$$

$$S_1 \cdot u_1 = S_2 \cdot u_2$$

zakładając przekrój kołowy pole przekroju S wyniesie odpowiednio:

$$\frac{\pi \cdot d_1^2}{4} \cdot u_1 = \frac{\pi \cdot d_2^2}{4} \cdot u_2$$



$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{d_2^2}{d_1^2}$$

PRĘDKOŚĆ MASOWA STRUMIENIA CIECZY

Jest to stosunek masowego natężenia przepływu do pola powierzchni przekroju przewodu.

$$w_L = \frac{W}{S} = \frac{S \cdot u \cdot \rho_L}{S} = u \cdot \rho_L \quad \left[\frac{\text{kg}}{\text{s} \cdot \text{m}^2} \right]$$

RÓWNANIE BERNOULLIEGO DLA PŁYNU DOSKONAŁEGO

założenie: gęstość płynu jest wielkością stałą $\rho_L = \text{const}$

Energia kinetyczna:

$$dE_K = \frac{mv^2}{2} = \frac{dmu^2}{2} = dm \left(\frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \right)$$

$$dm = S \cdot u \cdot d\tau \cdot \rho_L$$

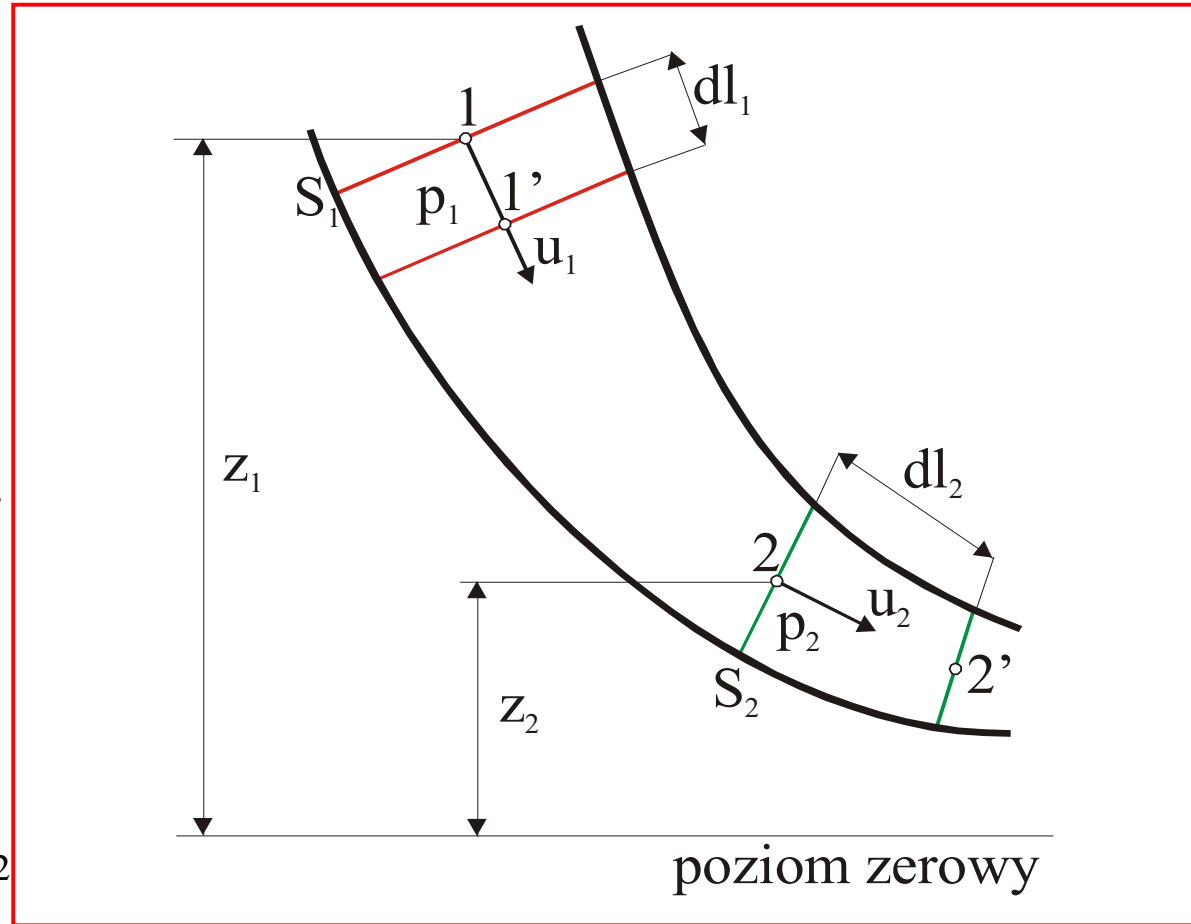
Praca sił ciśnienia

(energia potencjalna ciśnienia):

$$dA = p_1 S_1 u_1 d\tau - p_2 S_2 u_2 d\tau$$

Energia potencjalna położenia:

$$dE_p = S_1 u_1 d\tau \rho_L g z_1 - S_2 u_2 d\tau \rho_L g z_2$$



Daniel Bernoulli 1700-1782

ZASADA ZACHOWANIA ENERGII

(wzrost energii kinetycznej powoduje jednoczesny spadek energii potencjalnej położenia i ciśnienia):

$$dE_k = dE_p + dA$$

po podstawieniu i skróceniu przez $S \cdot u \cdot d\tau$, ponieważ zachowana jest zasada ciągłości strugi otrzymuje się:

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_L} + g \cdot z_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_L} + g \cdot z_2 = \text{const}$$

w powyższym równaniu każdy z czynników ma wymiar [m²/s²]

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho_L \cdot g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho_L \cdot g} + z_2 = H$$

natomiast w powyższym równaniu każdy z czynników ma wymiar [m]

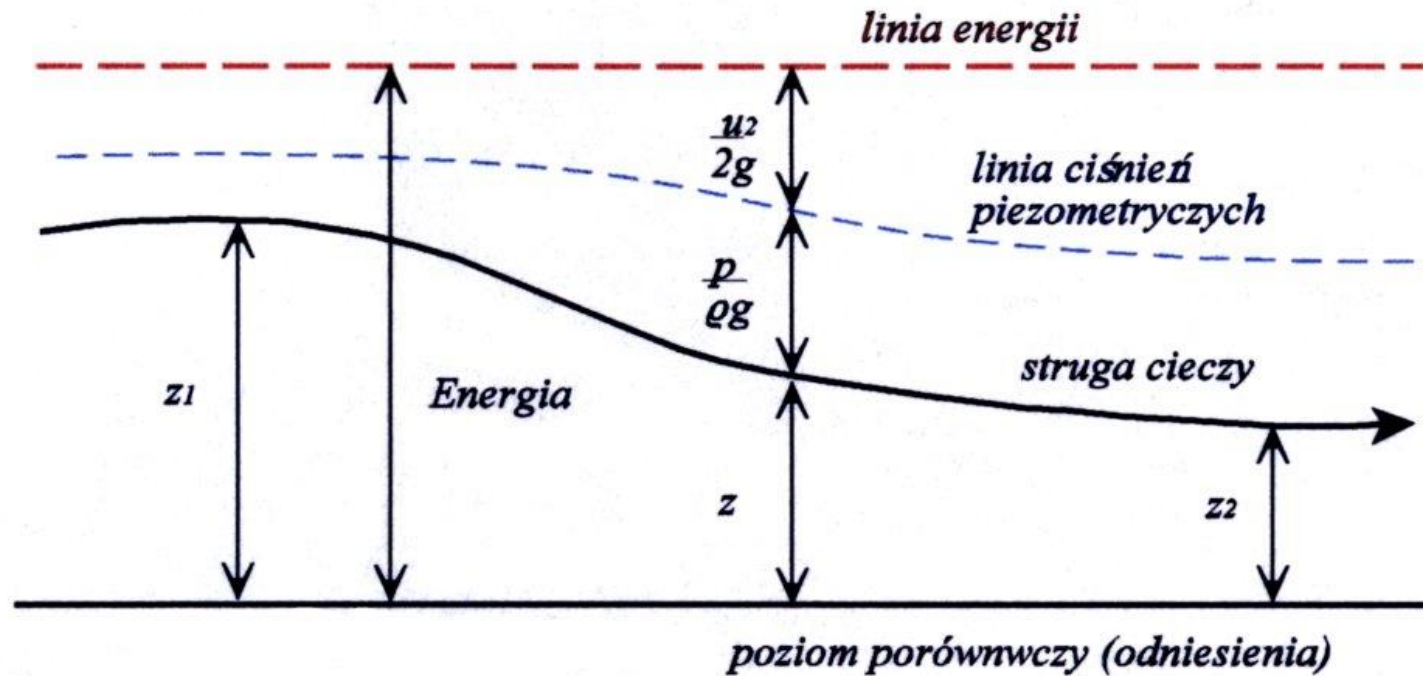
Z równania tego wynika, że suma trzech wysokości a mianowicie wysokości odpowiadającej **ciśnieniu dynamicznemu**, wysokości odpowiadającej **ciśnieniu statycznemu** i **wysokości niwelacyjnej (odniesienia)** jest wielkością stałą dla jednostki masy strugi w każdym przekroju przewodu.

lub inaczej

W czasie ustalonego ruchu cieczy doskonałej suma energii kinetycznej, energii ciśnienia i energii potencjalnej położenia dla jednostki masy płynącej strugi cieczy jest wielkością stałą.

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho_L \cdot g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho_L \cdot g} + z_2 = H$$

RÓWNANIE BERNOULIEGO DLA PŁYNU DOSKONAŁEGO



z - wysokość położenia tj. wysokość wzniesienia środka określonego przekroju poprzecznego strugi ciecży ponad przyjęty poziom odniesienia

$\frac{p}{\rho g}$ - wysokość ciśnienia tj. wysokość wzniesienia takiego słupa ciecży, która na podstawę wywiera ciśnienie **p**

$\frac{u^2}{2g}$ - wysokość prędkości tj. wysokość, z której ciecż musiałaby swobodnie spadać, aby osiągnąć prędkość końcową **u**.

W większości w praktyce przewody są poziome lub bardzo zbliżone do poziomu, czyli $z_1 = z_2$ (człony te opuszcza się w równaniu). Przekształcając dalej równanie Bernoulliego, mnożąc przez $\rho \cdot g$ otrzymuje się:

$$p_1 - p_2 = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} \cdot \rho$$

czyli zwiększenie prędkości spowoduje spadek ciśnienia i odwrotnie.

Gdy natomiast w równaniu

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho_l \cdot g} + z = H$$

opuści się z i pomnoży obie strony przez $\rho \cdot g$ otrzyma się następujące równanie

$$\frac{u^2 \cdot \rho}{2} + p = H \cdot \rho \cdot g$$

Każdy z czynników w powyższym równaniu ma wymiar ciśnienia [Pa].

$$\frac{u^2 \cdot \rho}{2} + p_s = p_c$$

Zatem otrzymuje się wyrażenie na ciśnienie całkowite p_c ,

gdzie

$\frac{u^2 \cdot \rho}{2}$ jest ciśnieniem dynamicznym p_d

a p jest ciśnieniem statycznym p_s .

Stąd prędkość przepływu płynu można obliczyć w oparciu o następujący wzór:

$$u = \sqrt{\frac{2 \cdot (p_c - p_s)}{\rho}} = \sqrt{\frac{2 \cdot p_d}{\rho}} \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$$

Gdy natomiast w równaniu

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho_l \cdot g} + z = H$$

pomnoży obie strony przez $\rho \cdot g$ otrzyma się następujące równanie:

$$\frac{u^2 \cdot \rho}{2} + p + z \cdot \rho \cdot g = H \cdot \rho \cdot g$$

Zatem otrzymuje się wyrażenie na ciśnienie całkowite p_c ,

gdzie : $\frac{u^2 \cdot \rho}{2}$ jest ciśnieniem dynamicznym p_d

p_s jest ciśnieniem statycznym p_s .

$z g \rho$ jest ciśnieniem hydrostatycznym p_h .

JEDNOSTKI CIŚNIENIA

Jednostka z układu SI - *pascal (Pa)*

$$1\text{Pa}=1\text{ N/m}^2=1\text{ kg/m}\cdot\text{s}^2$$

W praktyce stosuje się megapaskal MPa lub bar

$$1\text{ MPa} = 10^6\text{ Pa}$$

$$1\text{ bar} = 10^5\text{ Pa}$$

Jednostki spoza układu SI:

- ***Atmosfera techniczna***

$$1\text{ at} = 1\text{ kG/cm}^2 = 9,81\cdot 10^4\text{ Pa} = 0,0981\text{ MPa}$$

- ***Wysokość słupa cieczy np. wody***

$$1\text{ mm H}_2\text{O} = 1\text{ kG/m}^2 = 9,81\text{ Pa}$$

$$1\text{ mH}_2\text{O} = z\cdot g\cdot \rho = 1\cdot 9,81\cdot 1000 = 9810\text{ Pa}$$

- ***Tor***

$$1\text{ Tr} = 1\text{ mmHg} = 133,33\text{ Pa}$$

- ***Atmosfera fizyczna***

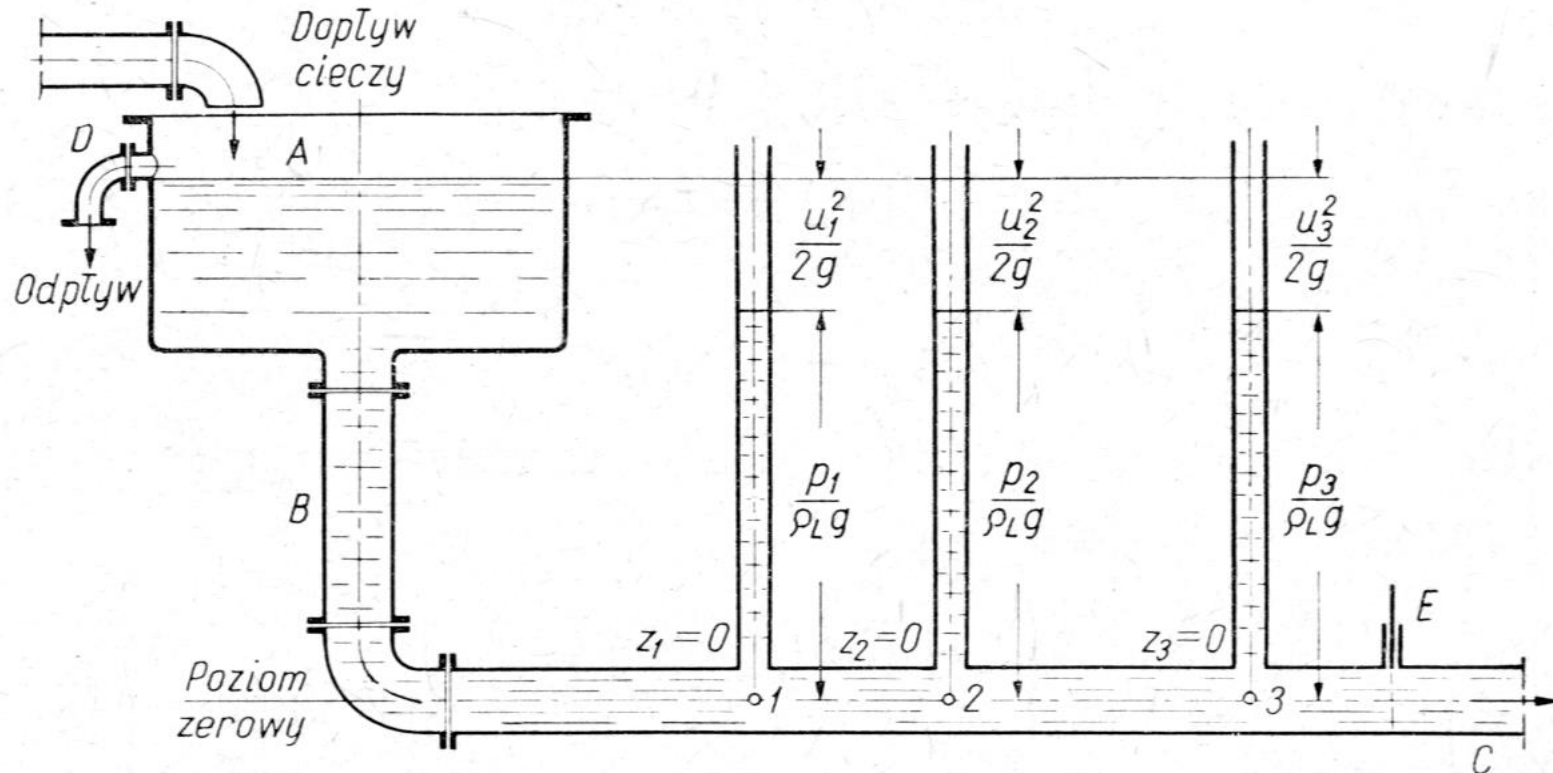
$$1\text{ atm} = 760\text{ Tr} = 101\,325\text{ Pa} = 0,101325\text{ MPa}$$



AGH

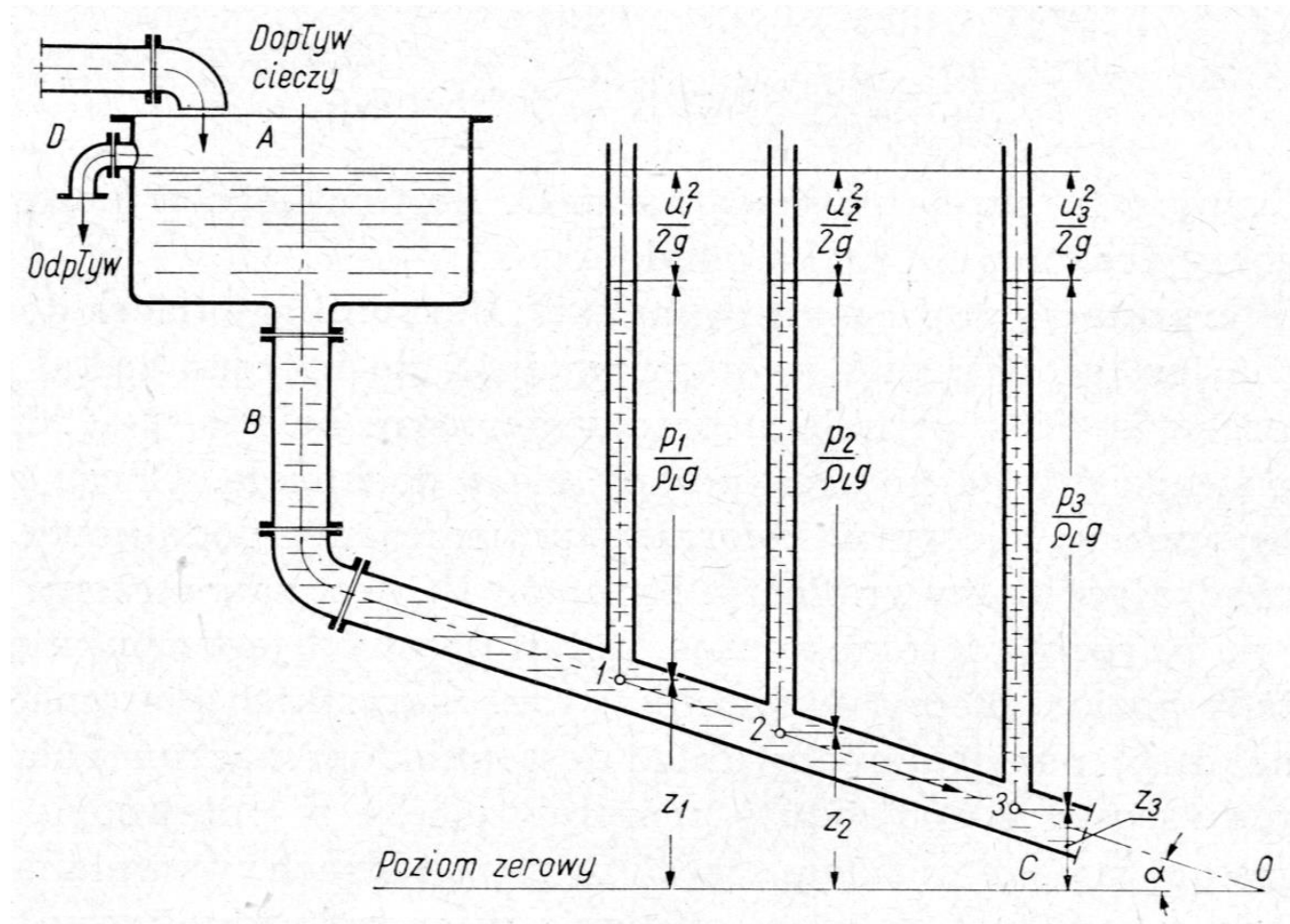
INTERPRETACJA GRAFICZNA RÓWNANIA BERNOULIEGO DLA CIECZY DOSKONAŁEJ

1. Równoległy, poziomy przebieg przewodu w stosunku do poziomu odniesienia. Przekrój przewodu wzdłuż całej długości jest stały tzn., że prędkość przepływu też jest stała.



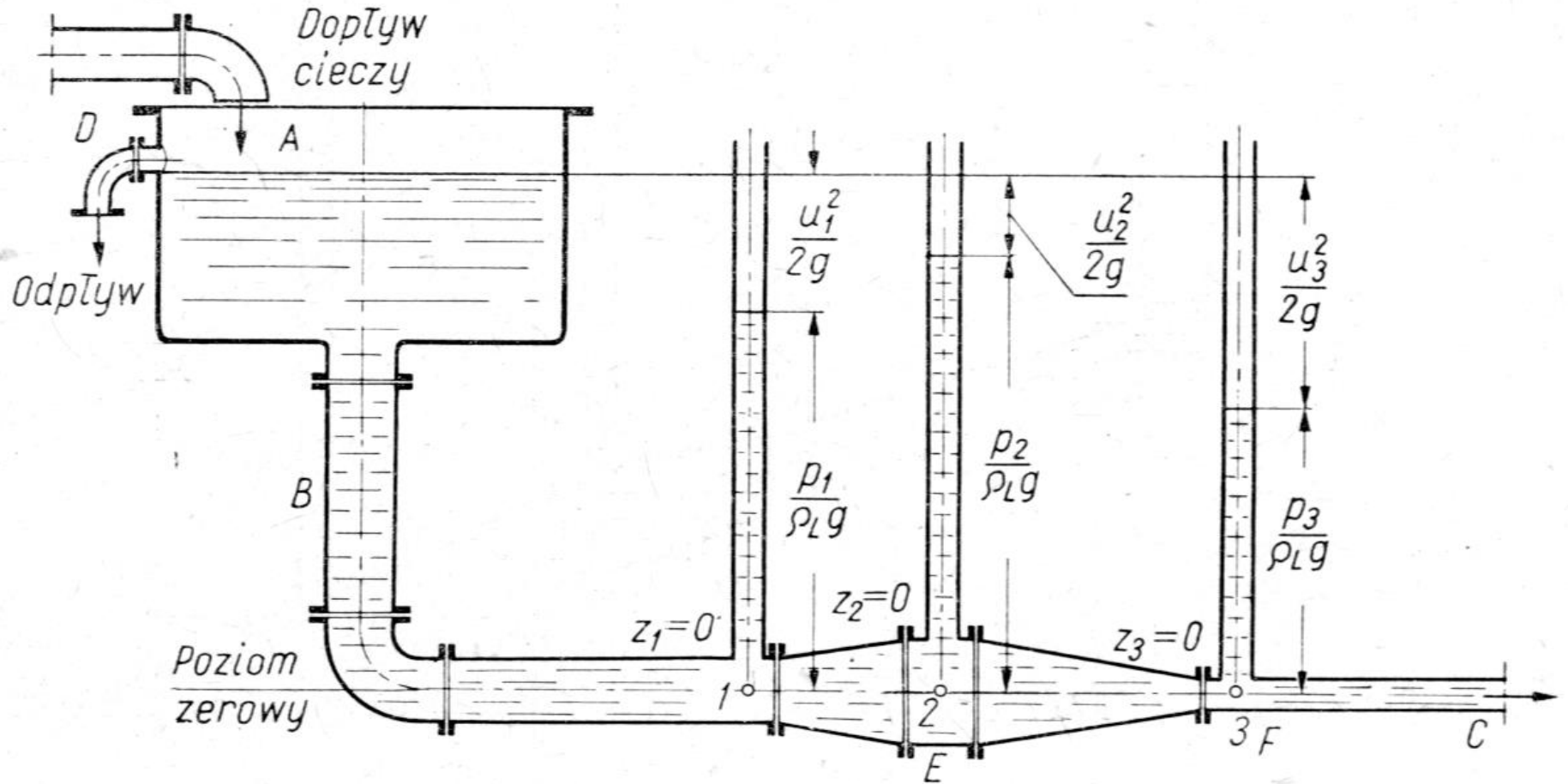
Istnieje zatem niezmiennosc wysokości: odniesienia, ciśnienia statycznego i dynamicznego przy w/w położeniu przewodu.

2. Przewód przebiega pod kątem α w stosunku do poziomu odniesienia. Przekrój przewodu jest stały.



Mimo zmienności wartości dwóch z trzech wysokości ich suma jest wielkością stałą.

3. Równoległy, poziomy przebieg przewodu w stosunku do poziomu odniesienia. Przekrój przewodu zmienny tzn., że prędkości są różne w różnych przekrojach przewodu.

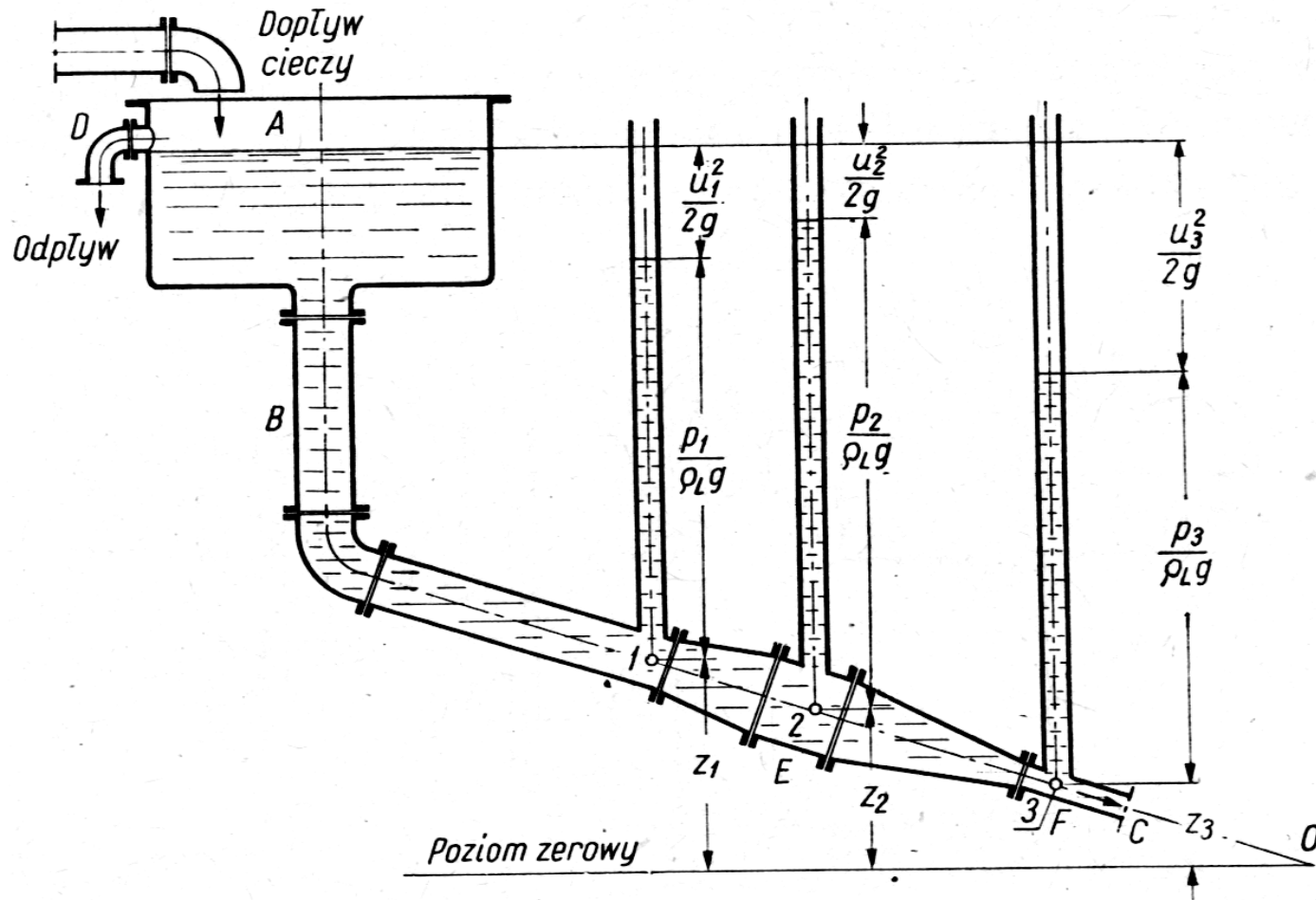


Zwiększenie przekroju oznacza zmniejszenie prędkości przepływu tzn. zmniejszenie energii kinetycznej wzrasta natomiast ciśnienie statyczne. Odwrotnie gdy przekrój zmniejsza się, wzrasta energia kinetyczna czyli ciśnienie dynamiczne a spada ciśnienie statyczne.



AGH

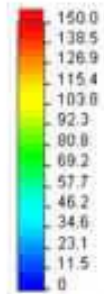
2. Przebieg przewodu pod kątem α w stosunku do poziomu odniesienia. Przekrój przewodu zmienny tzn., że prędkości są różne w różnych przekrojach przewodu. (Interpretacja identyczna jak w przypadku 2 i 3).





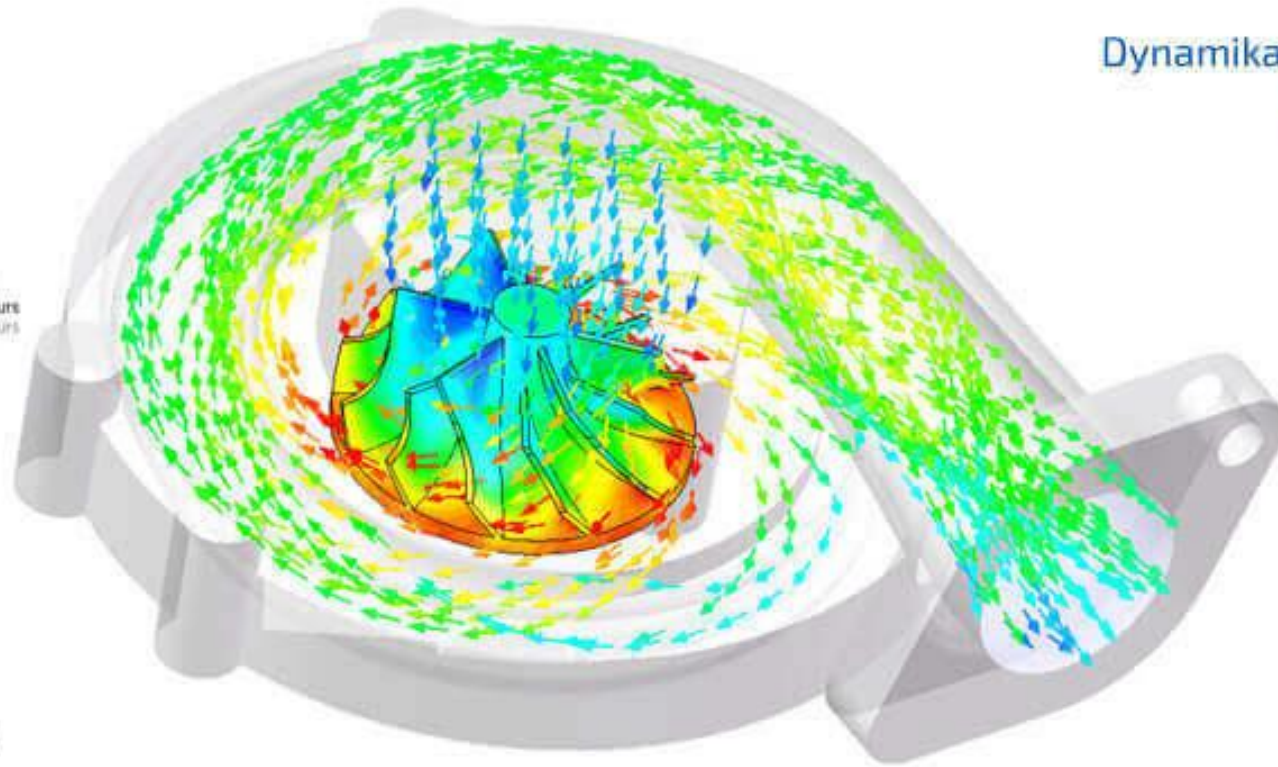
Pressure [bbf/m²]

Cut Plot 1: contours
Surface Plot 1: contours
Surface Plot 2: contours
Flow Trajectories 2



Velocity [m/s]

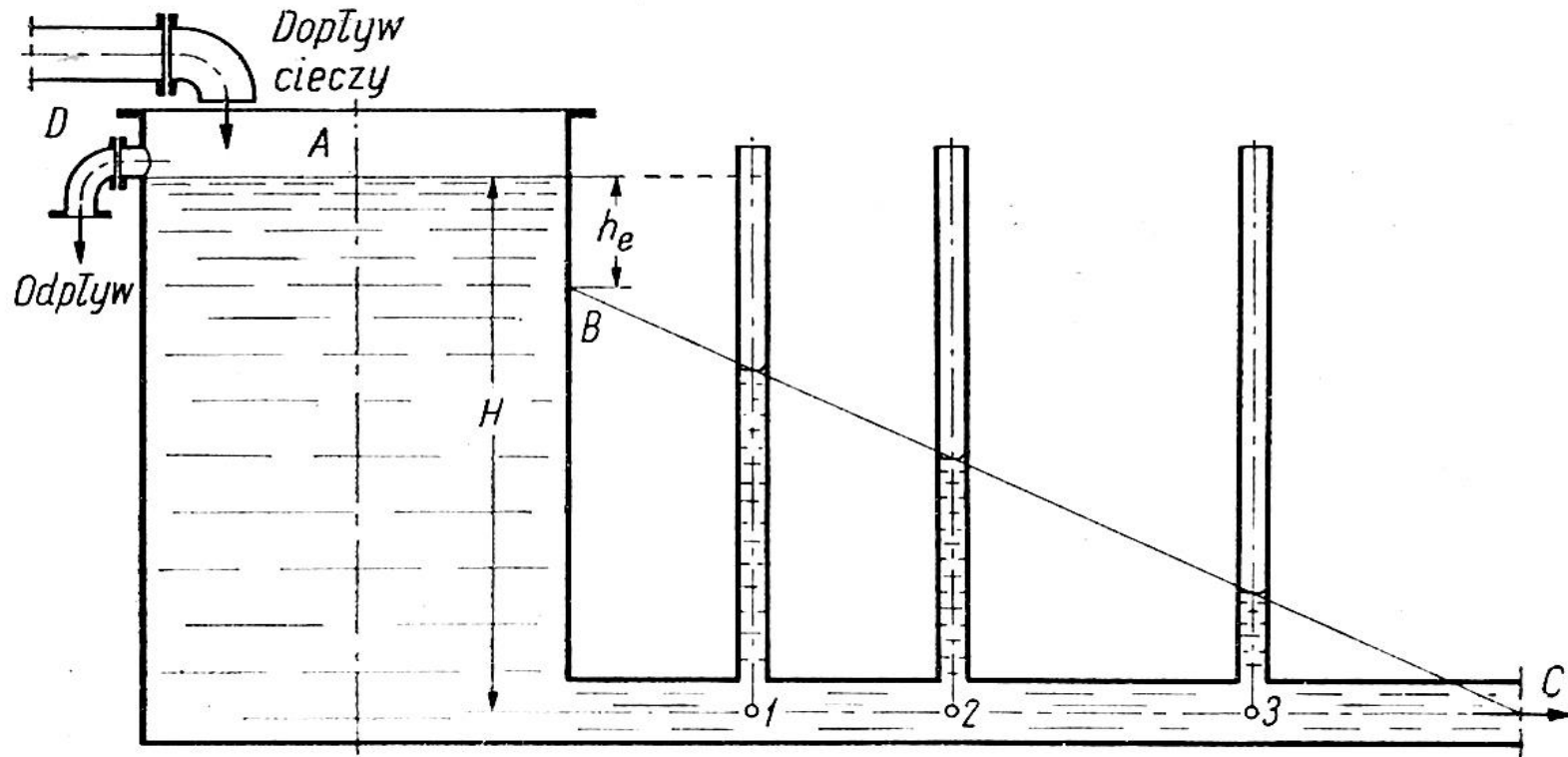
Flow Trajectories 1



Dynamika płynów
CFD

PŁYNY RZECZYWISTE

OPORY PRZEPIYU PLYNU RZECZYWISTEGO



CZĘŚĆ ENERGII JEST TRACONA I ZAMIENIANA NA CIEPŁO

Wysokość h_e odpowiada energii kinetycznej ($u^2/2g$), która jest stała dla każdego z przekrojów (średnica przewodu jest niezmienna). Obserwowane straty ciśnienia tłumaczy się oporami jakie musi pokonać ciecz w czasie przepływu. Opory te wynikają z występowania tarcia wewnętrznego cieczy rzeczywistych jak również mogą być związane z nagłą zmianą przekroju przewodu i kierunku przepływu, istnieniem na przewodzie kurków, zaworów, zasuw itp..

RÓWNANIE BERNOULIEGO DLA PŁYNÓW RZECZYWISTYCH

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_L} + g \cdot z_1 + gZ = \text{const}$$

gdzie: gZ - energia mechaniczna zamieniana na ciepło, wysokość utracona

$$\frac{u_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho_L} + g \cdot z_1 = \frac{u_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho_L} + g \cdot z_2 + \frac{\Delta P_{str}}{\rho_L} \quad \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \right]$$

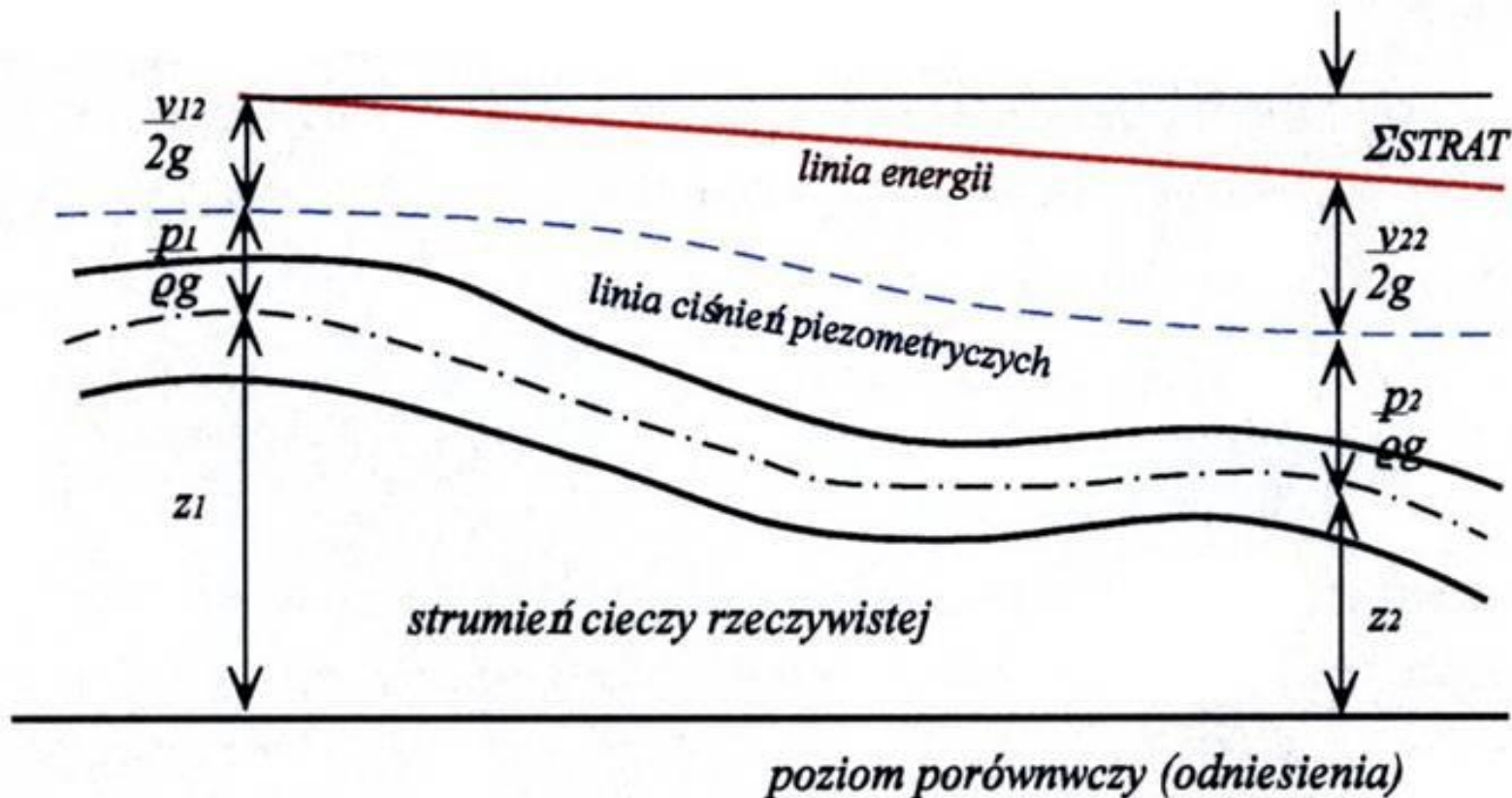
lub

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho_L \cdot g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho_L \cdot g} + z_2 + h_{str} \quad [\text{m}]$$

gdzie: ΔP_{str} i h_{str} - straty ciśnienia spowodowane oporami przepływu

Straty ciśnienia: $\Delta P = f(d, L, u, \rho_F, \eta_F)$

RÓWNANIE BERNOULIEGO DLA PŁYNÓW RZECZYWISTYCH

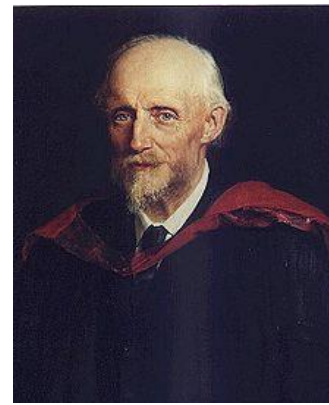


Przy przepływie płynów rzeczywistych część energii jest tracona na pokonanie siły biernej - siły tarcia wewnętrznego i tarcia o ścianki przewodu. Energia ta jest zamieniana na ciepło. W równaniu Bernoulliego należy uwzględnić utraconą dla ruchu ilość energii.

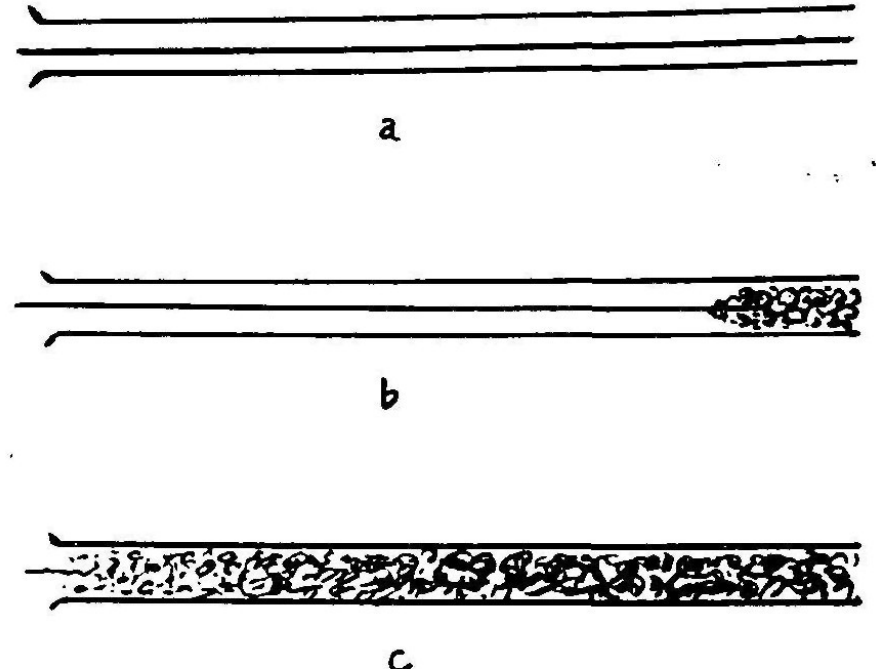
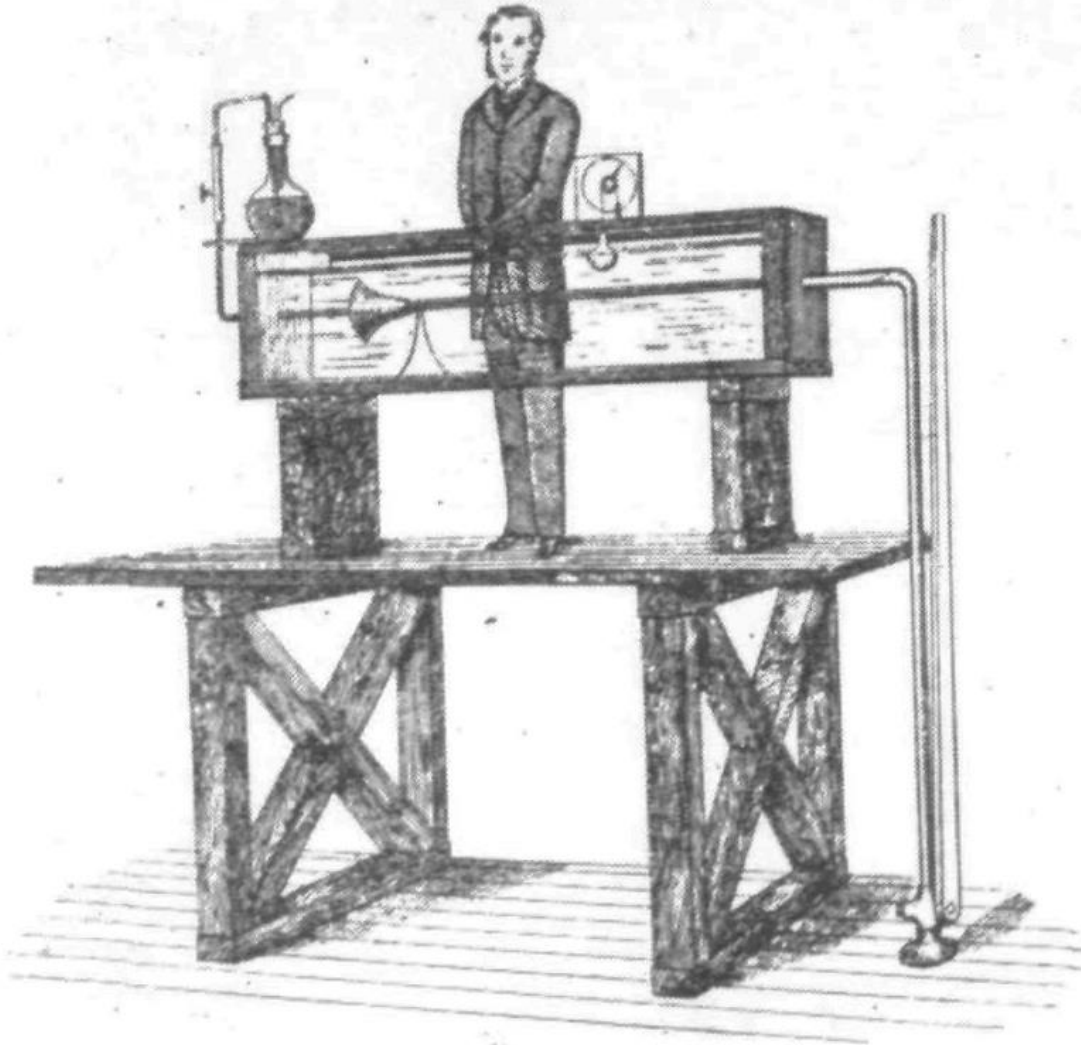
SUMA WYSOKOŚCI:

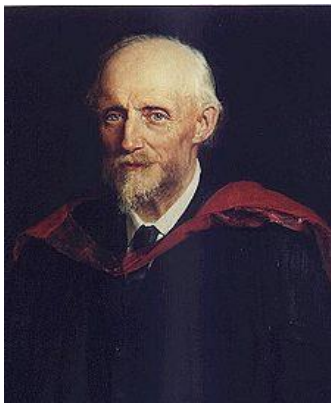
**NIWELACYJNEJ, KINETYCZNEJ, STATYCZNEJ I UTRACONEJ
MA WARTOŚĆ STAŁĄ**

KRYTERIUM REYNOLDSA



Osborne Reynolds
(1842-1912)

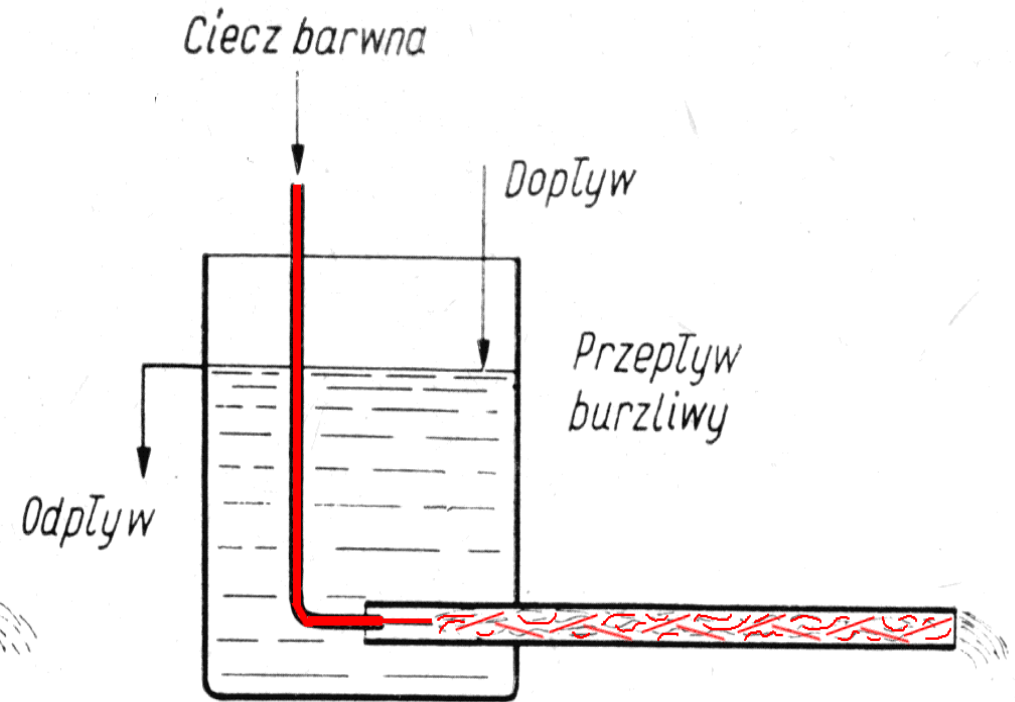
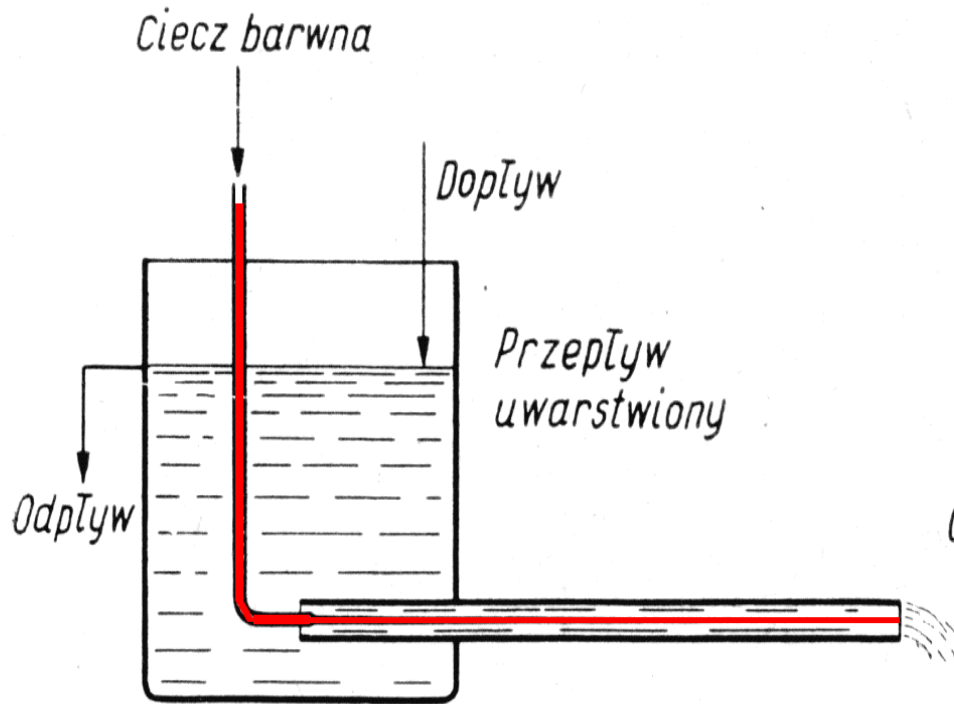




Osborne Reynolds
(1842-1912)

KRYTERIUM REYNOLDSA

$$Re = \frac{u \cdot d \cdot \rho_L}{\eta} = \frac{u \cdot d}{\nu} = \frac{w \cdot d}{\eta}$$

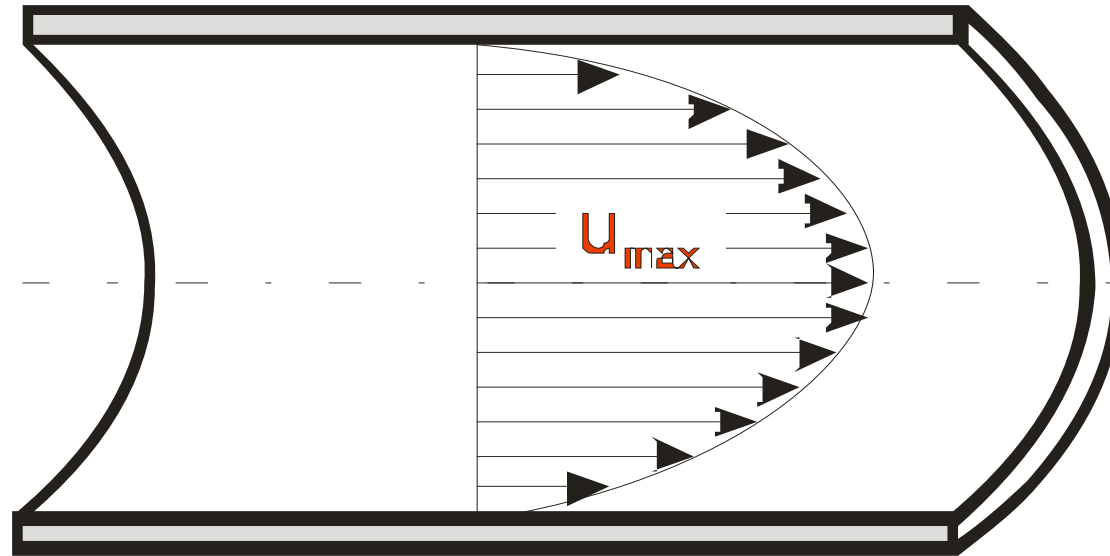


Ruch laminarny
Re < 2100

Ruch przejściowy
2100 < Re < 3000

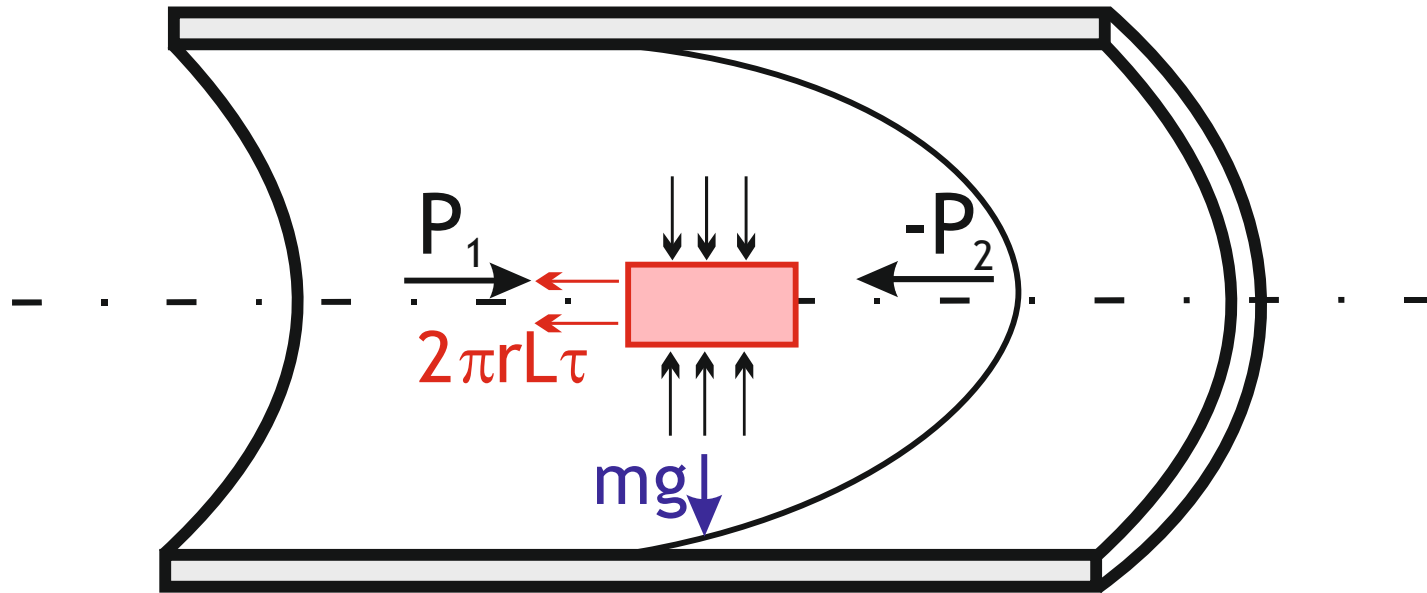
Ruch burzliwy
3000 < Re

PRZEPIY W LAMINARNY (UWARSTWIONY, REGULARNY)



1. W czasie ruchu płynu tory poszczególnych cząstek są proste, równoległe względem siebie i równoległe do osi przewodu.
2. Rozkład prędkości w przewodzie o niezmiennym poprzecznym przekroju ma kształt paraboli.
3. Prędkości lokalne poszczególnych warstewek płynu w różnej odległości od osi przewodu nie są jednakowe.
4. Pierwsza przyległa do ścianki przewodu warstewka uważana jest za nieruchomą, jej prędkość jest równa zeru.
5. W kierunku od ścianki do osi przewodu występuje wzrost prędkości. Maksymalna prędkość występuje w osi przewodu.

PRZEPŁYW PŁYNU PRZEZ PRZEWÓD O NIEZMIENNYM POPRZECZNYM PRZEKROJU

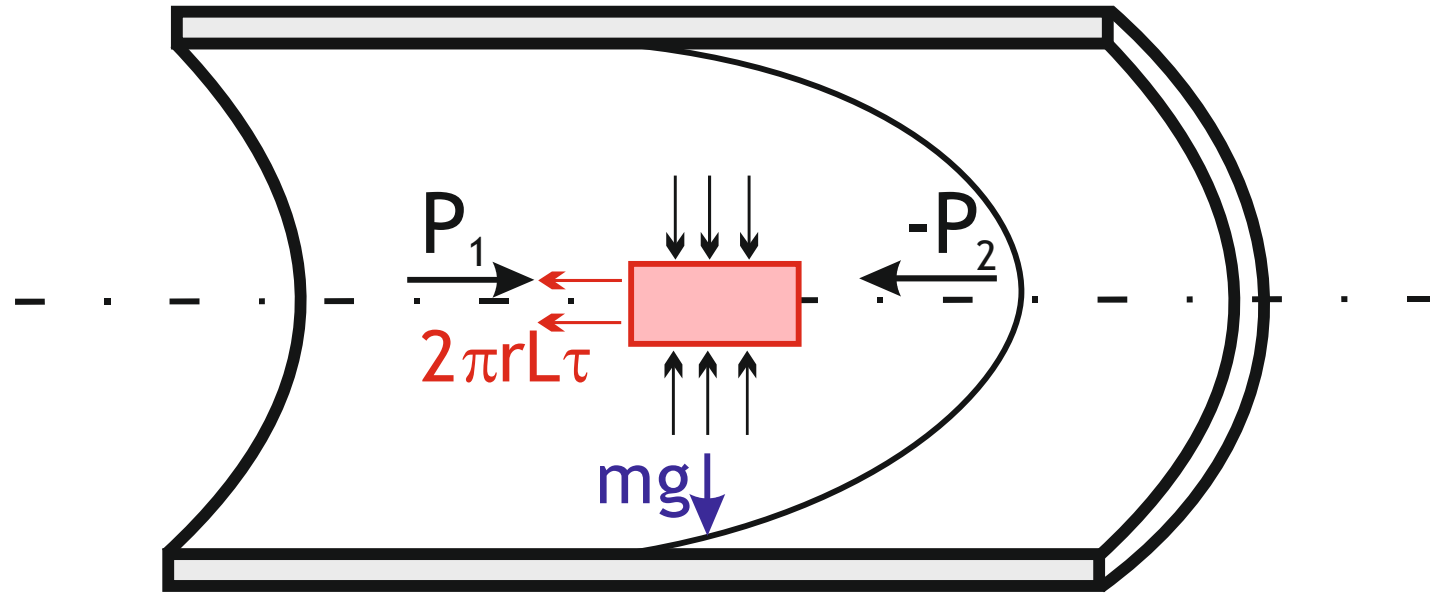


Przewód o promieniu R i cylindryczny element płynu o promieniu r i długości L umieszczony współśrodkowo z osią przewodu.

Na ten element działają siły:

1. siła ciężkości = $m \cdot g$
2. siła parcia (wywołująca ruch) = $P_1 \pi r^2$
3. siła przeciwparcia = $-P_2 \pi r^2$
4. siła tarcia = $-2\pi r L \tau$
5. siły ściskające prostopadłe do powierzchni bocznej wzajemnie znoszące się.

PRZEPŁYW PŁYNU PRZEZ PRZEWÓD O NIEZMIENNYM POPRZECZNYM PRZEKROJU



Zrzutowanie na oś poziomą pozwala otrzymać:

$$P_1 \pi r^2 - P_2 \pi r^2 - 2\pi r L \tau = 0 \quad P_1 - P_2 = \Delta P$$

$$\Delta P r = -2L \tau$$

wiedząc, że: $\tau = \eta_L \frac{du}{dx(dr)}$

otrzymuje się:

$$\Delta P \cdot r = -2\eta_L L \frac{du}{dr}$$

$$-du = \frac{\Delta P}{2\eta_L L} r dr$$

całkując równanie otrzyma się:

$$\frac{\Delta P r^2}{4\eta_L L} = -u + C$$

stałą całkowania C można znaleźć z warunków brzegowych:

gdy $r=R$, wtedy $u=0$

$$C = \frac{\Delta P R^2}{4\eta_L L}$$

zatem:

$$u = \frac{\Delta P}{4\eta_L L} (R^2 - r^2)$$

Traktując r jako zmienną niezależną a u jako zmienną zależną, równanie powyższe może zostać przedstawione w postaci paraboli.

Paraboliczny rozkład prędkości jest charakterystyczny dla ruchu laminarnego.

Objętościowe natężenie przepływu można zapisać:

$$U = Su \quad dU = Sdu = \pi r^2 du$$

$$dU = \frac{\pi \Delta P}{2\eta_L L} r^3 dr$$

całkując w granicach od $r=0$ do $r=R$ otrzymuje się:

$$U = \frac{\pi \Delta P R^4}{8\eta_L L}$$

średnia wartość prędkości przepływu:

$$u = \frac{U}{S} = \frac{U}{\pi R^2} = \frac{\frac{\pi \Delta P R^4}{8\eta_L L}}{\pi R^2} = \frac{\Delta P R^2}{8\eta_L L} = \frac{\Delta P d^2}{32\eta_L L}$$

Z wyprowadzonego uprzednio równania wynika, że maksymalna prędkość wystąpi wówczas gdy $r=0$, zatem:

$$u = \frac{\Delta P}{4\eta_L L} (R^2 - r^2) \Rightarrow u_{\max} = \frac{\Delta P R^2}{4\eta_L L} = \frac{\Delta P d^2}{16\eta_L L}$$

Ze stosunku wartości prędkości średniej i maksymalnej można wyprowadzić zależność pomiędzy nimi dla przepływu laminarnego:

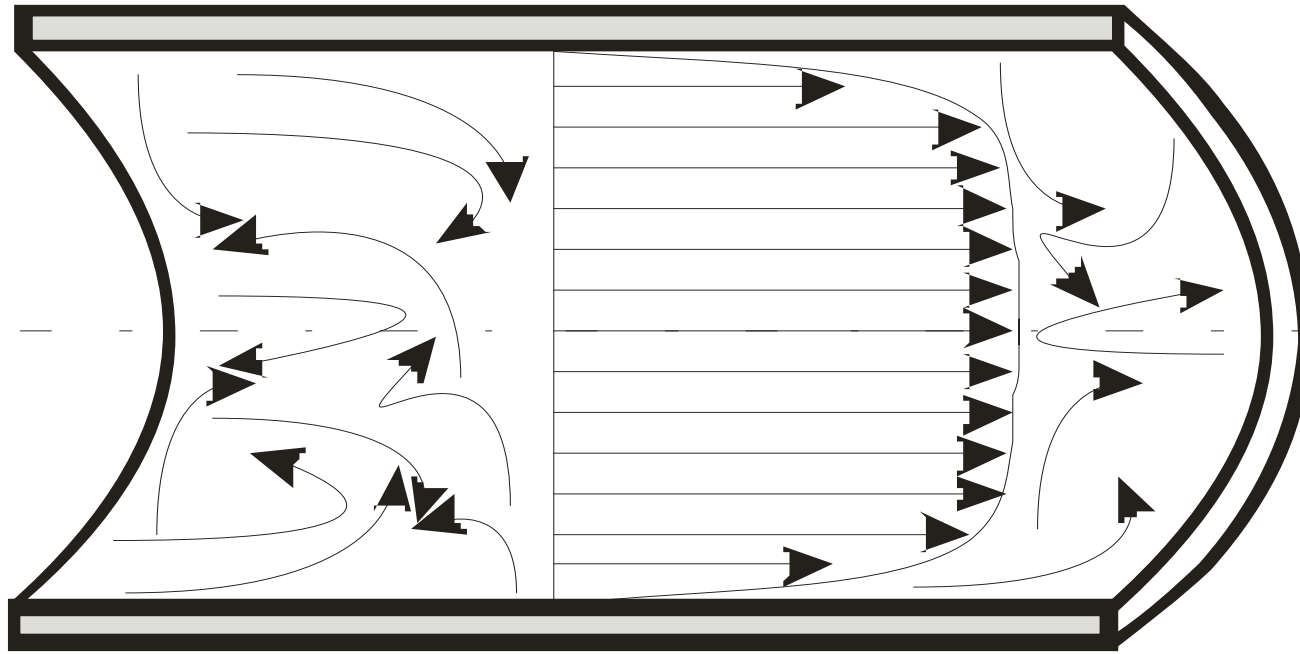
$$\frac{u_{\max}}{u} = \frac{\frac{\Delta P d^2}{16\eta_L L}}{\frac{\Delta P d^2}{32\eta_L L}} = 2 \quad \text{zatem} \quad u = 0,5u_{\max}$$

Równanie określające objętościowe natężenie przepływu

RÓWNANIE POISEUILLA

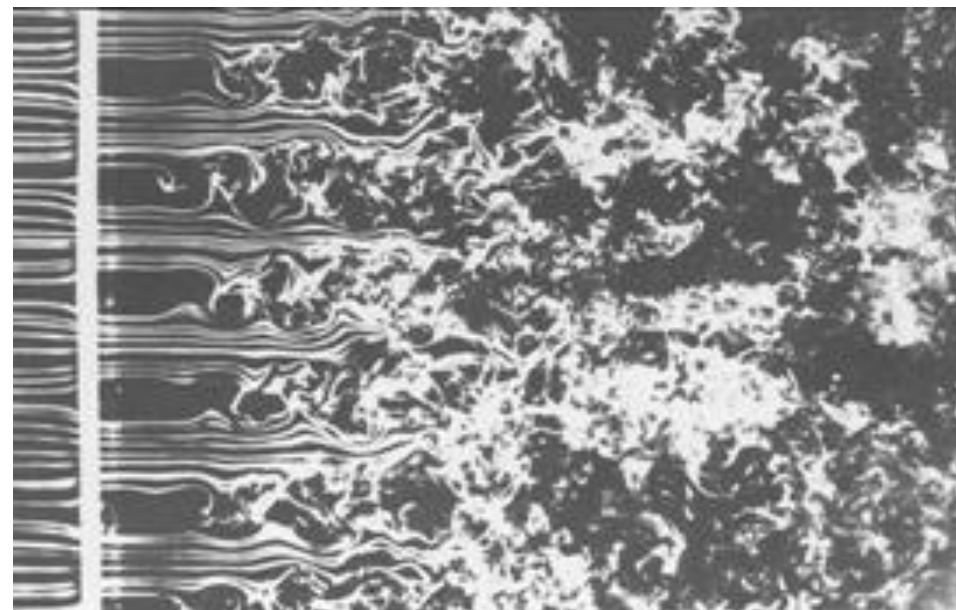
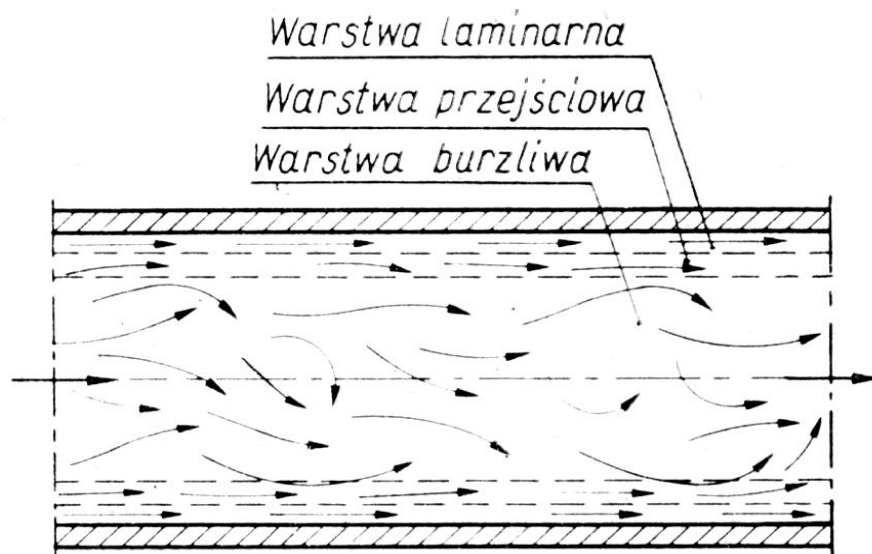
$$U = \frac{\pi\Delta P R^4}{8\eta_L L} = \frac{\pi\Delta P d^4}{128\eta_L L}$$

PRZEPIYW TURBULENTNY (BURZLIWY)



1. Zespoły cząsteczek płynu poruszają się po skomplikowanych torach.
2. W określonym punkcie obserwacyjnym przewodu prędkość przepływu zmienia się w czasie, wahając się jednak wokół pewnej wartości średniej.

PRZEPIYW TURBULENTNY (BURZLIWY)



Warstewka płynu stykająca się bezpośrednio ze ścianką przewodu pozostaje w bezruchu ($u=0$). Następne warstewki tworzą tzw. subwarstwę uwarstwioną (subwarstwę Prandtla). Grubość tej warstwy maleje wraz ze wzrostem średniej prędkości przepływu. W miarę oddalania się od ścianki przewodu i zbliżania się do osi przewodu prędkość wewnątrz głównego rdzenia strumienia płynu zmienia się nieznacznie. Występowanie wirów i kłębianie płynu jest dowodem, że oprócz składowych równoległych do osi przewodu występują składowe prędkości prostopadłe do osi przewodu. Pomiędzy warstwą uwarstwowaną a burzliwą występuje warstwa pośrednia o przepływie mieszanym laminarno-turbulentnym.

KRYTERIUM REYNOLDSA

Krzywą rozkładu prędkości dla ruchu burzliwego można określić z ogólnego równania:

$$u = u_{\max} \left(\frac{y}{R} \right)^{\frac{1}{n}}$$

gdzie:

u_{\max} - prędkość maksymalna określona w osi przewodu,

y - odległość od ścianki przewodu,

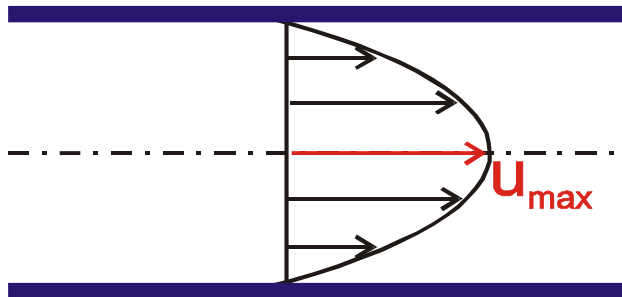
R - promień przewodu,

n - wykładnik będący funkcją liczby Reynoldsa,

Re	Rury gładkie			
	45000 80000	200000	640000	2000000
n	7	8	9	10
u/u_{\max}	0,817	0,837	0,853	0,866

KRYTERIUM REYNOLDSA

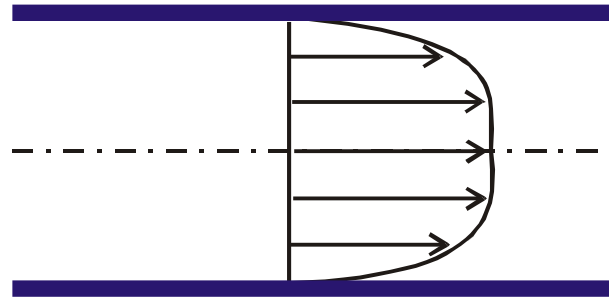
r. laminarny



Strugi czynnika układają się równoległe do osi przewodu, rozkład prędkości ma kształt paraboli. Prędkość maksymalna przypada w osi przewodu.

$$u_{\dot{s}r} = 0,5 u_{max}$$

r. przejściowy

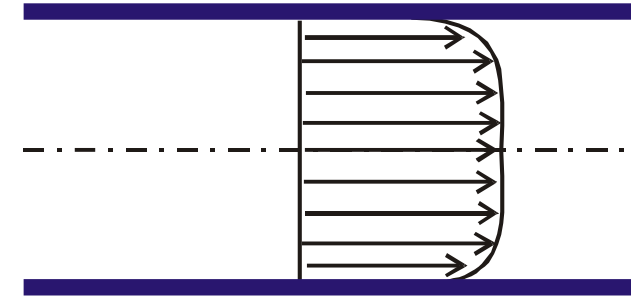


$$u_{\dot{s}r} \approx 0,8 u_{max}$$

Strugi czynnika wirują w różnych kierunkach, rozkład prędkości ma kształt spłaszczonej krzywej.

W środkowej części przewodu prędkość pozostaje ta sama, maleje do zera przy ściankach.

r. burzliwy



$$u_{\dot{s}r} \approx 0,85 u_{max}$$

PROMIENÍ HYDRAULICZNY I ŚREDNICA ZASTĘPCZA

Gdy przepływ płynu następuje w przewodzie o przekroju poprzecznym niekołowym (kwadratowym, pierścieniowym) wtedy należy wyznaczyć średnicę zastępczą przewodu d_e .

PROMIENÍ HYDRAULICZNY $r_h = \frac{S}{B}$

gdzie:

S - pole powierzchni przekroju przewodu,

B - obwód przewodu omywany płynem,

Dla koła otrzymujemy:

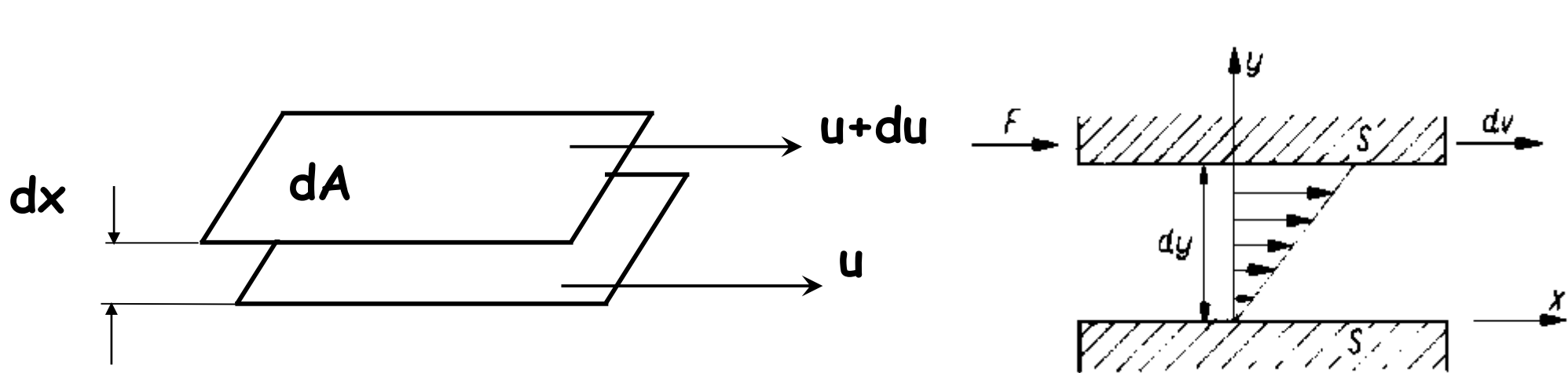
$$r_h = \frac{S}{B} = \frac{\frac{\pi d^2}{4}}{\pi d} = \frac{d}{4} \text{ stąd wynika, że } d_e = 4r_h = \frac{4S}{B}$$

d_e to ŚREDNICA ZASTĘPCZA

LEPKOŚĆ



Lepkość płynów rzeczywistych wywołuje opór podczas przesuwania się cząstek lub warstewek płynu względem siebie. Siły lepkości (siły tarcia wewnętrznego) występują tylko w czasie ruchu.



SIŁA TARCIA

$$dT = \eta \frac{du}{dx} \cdot dA \rightarrow \frac{dT}{dA} = \eta \cdot \frac{du}{dx} \rightarrow \tau = \eta \cdot \frac{du}{dx}$$

WSPÓŁCZYNNIKI LEPKOŚCI

η - współczynnik lepkości dynamicznej [kg/m·s]=[Pa·s]

$$\eta = \frac{dx}{du} \cdot \frac{dT}{dA}$$

1 Poise = 1P = 0,1 kg/m·s
1cP = 0,001 kg/m·s

ν - współczynnik lepkości kinematycznej [m²/s]

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \left[\frac{m^2}{s} \right]$$

1 Stokes = 0,0001 m²/s
1cSt = 0,01 St

1. Lepkość dynamiczna cieczy zmniejsza się ze wzrostem temperatury, praktycznie nie zależy od ciśnienia.
2. Dla gazów lepkość dynamiczna zwiększa się z temperaturą, gdy są to gazy doskonałe nie zależy od ciśnienia.
3. Lepkość kinematyczna dla gazów silnie zależy od ciśnienia, dlatego posługujemy się tzw. zredukowaną lepkością kinematyczną n .

RÓWNANIE NAVIERA-STOKESA



AGH

Ciecze rzeczywiste podczas ruchu poddane są działaniu sił masowych, powierzchniowych i tarcia. Rozważany jest ruch cieczy rzeczywistej, lepkiej, nieściśliwej. Brany jest pod uwagę element objętościowy cieczy o wymiarach krawędzi dx , dy i dz . Ten element podlega działaniu siły ciężkości, siły parcia i siły tarcia. Wypadkowa tych sił rzutowana na określoną oś (np. oś x) równa jest iloczynowi masy tego elementu przez działające na tę masę przyspieszenie.

SIŁA CIĘŻKOŚCI

(iloczyn masy i przyspieszenia ziemskiego)

$$dm \cdot g = dV \cdot \rho_L g = dx dy dz \cdot \rho_L g$$

SIŁA PARCIA

(iloczyn ciśnienia działającego prostopadle do powierzchni A_1)

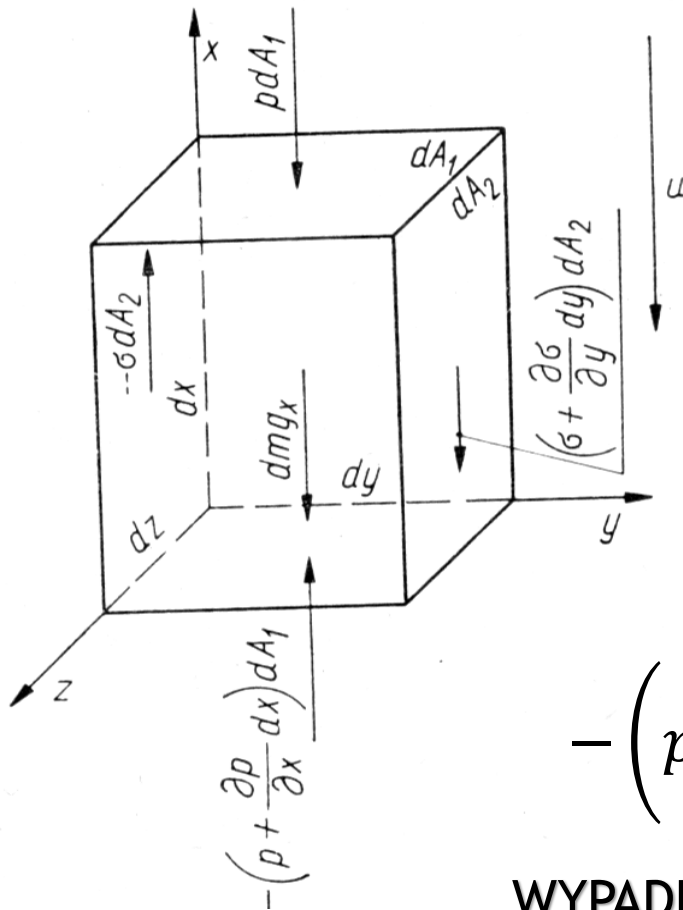
$$p \cdot dA_1 = p \cdot dy dz$$

SIŁA PRZECIWPARCIA

(iloczyn ciśnienia panującego w przekroju o dx niżej)

$$-\left(p + \frac{\delta p}{\delta x}\right) dA_1 = \left(p + \frac{\delta p}{\delta x} dx\right) dy dz$$

WYPADKOWA SIŁ PARCIA I PRZECIWPARCIA $-\frac{\delta p}{\delta x} dx dy dz$



SIŁA TARCIA



AGH

Iloczyn powierzchni bocznej rozważanego elementu cieczy przez wartość naprężenia stycznego. Ponieważ prędkość przepływu cieczy w różnych miejscach przekroju jest różna, siła tarcia występująca po dwóch stronach powierzchni ścian oddalonych o dy też będzie różna.

Siła tarcia powstająca po lewej stronie elementu cieczy może być wyrażona poprzez iloczyn powierzchni ściany A_2 i naprężenia stycznego τ .

$$-\tau dA_2 = -\tau dx dz$$

Siła tarcia występująca po prawej stronie wyniesie: $\left(\tau + \frac{\delta\tau}{\delta y} dy \right) dx dz$

Zatem wartość wypadkowa siły tarcia będzie równa: $\frac{\delta\tau}{\delta y} dx dy dz$

Zgodnie z prawem Newtona $\tau = \eta_L \frac{du_x}{dy}$, wypadkową siły tarcia po uwzględnieniu zmiany prędkości u_x tylko w jednym kierunku y , można wyrazić następująco:

$$\eta_L \frac{\delta^2 u_x}{\delta y^2} dx dy dz$$

Natomiast rzut wypadkowej siły tarcia na oś x , która podlega zmianom w trzech kierunkach wyniesie:

$$\eta_L \left(\frac{\delta^2 u_x}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 u_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 u_x}{\delta z^2} \right) dx dy dz$$

Algebraiczna suma a zarazem wypadkowa trzech sił rzutowanych na oś x wyniesie:

$$\rho_L g dx dy dz - \frac{\delta p}{\delta x} dx dy dz + \eta_L \left(\frac{\delta^2 u_x}{dx^2} + \frac{\delta^2 u_x}{dy^2} + \frac{\delta^2 u_x}{dz^2} \right) dx dy dz$$

Tę samą wypadkową siłę ujętą powyższym wyrażeniem można przedstawić jako iloczyn elementu cieczy i przyspieszenia działającego na tę masę:

$$\frac{Du_x}{d\tau} \rho_L dx dy dz$$

Zatem:

$$\frac{Du_x}{d\tau} \rho_L dx dy dz = \left[\rho_L - \frac{\delta p}{\delta x} + \eta_L \left(\frac{\delta^2 u_x}{dx^2} + \frac{\delta^2 u_x}{dy^2} + \frac{\delta^2 u_x}{dz^2} \right) \right] dx dy dz$$

Pochodna $Du_x/d\tau$ jest pochodną substancjalną (operator Stokesa) i jej rozwinięta postać jest następująca:

$$\frac{Du_x}{d\tau} = \frac{\delta u_x}{\delta \tau} + u_x \frac{\delta u_x}{\delta x} + u_y \frac{\delta u_x}{\delta y} + u_z \frac{\delta u_x}{\delta z}$$

W tym równaniu pierwszy wyraz wyraża zmiany prędkości u_x w danym miejscu w czasie (zmiany lokalne). Trzy pozostałe wyrazy oznaczają zmiany u_x wywołane konwekcją.

RÓWNANIE NAVIERA-STOKESA

kierunek x

$$\rho_L \left(\frac{\delta u_x}{\delta \tau} + u_x \frac{\delta u_x}{\delta x} + u_y \frac{\delta u_x}{\delta y} + u_z \frac{\delta u_x}{\delta z} \right) dx dy dz$$
$$= \left[\rho_L g - \frac{\delta p}{\delta x} + \eta_L \left(\frac{\delta^2 u_x}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 u_x}{\delta y^2} + \frac{\delta^2 u_x}{\delta z^2} \right) \right] dx dy dz$$

Równania zapisuje się dla trzech kierunków x, y i z. Jest to układ cząstkowych, nieliniowych równań różniczkowych. To zestaw równań w postaci równań ciągłości, opisujące zasadę zachowania masy i pędu dla poruszającego się płynu.

Według nich zmiany pędu elementu płynu zależą jedynie od zewnętrznego ciśnienia i wewnętrznych sił lepkości w płynie.

Dla płynu idealnego o zerowej lepkości równania mówią, że przyspieszenie jest proporcjonalne do pochodnej ciśnienia.

Oznacza to, że rozwiązania równań dla danego problemu fizycznego muszą być znalezione na drodze rachunku różniczkowego i całkowego. W praktyce, jedynie najprostsze przypadki mogą być rozwiązane dokładnie na tej drodze. To znaczy przypadki nie-turbulentnego, spokojnego przepływu (nie zmieniającego się w czasie), w których liczba Reynoldsa ma małą wartość.

$$\Delta P = f(d, L, u, \rho_F, \eta_F)$$

zgodnie z analizą wymiarową (metodą Rayleigha) można zapisać, że:

$$\Delta P = A d^a L^b u^c \rho_F^d \eta_F^e$$

$$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2} \right] = [\text{m}]^a \cdot [\text{m}]^b \cdot \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]^c \cdot \left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \right]^d \cdot \left[\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}} \right]^e$$

Powyższe równanie musi być wymiarowo jednorodne, zatem aby wymiary fizyczne po obu stronach równania były takie same muszą być spełnione związki:

$$\text{kg} : 1 = d + e$$

$$\text{m} : -1 = a + b + c - 3d - e$$

$$\text{s} : -2 = -c - e$$

Wyrażając niewiadome a , c i d przy pomocy znanych wielkości b i e otrzymuje się:

$$a = -b - e$$

$$c = 2 - e$$

$$d = 1 - e$$

$$\Delta P = A d^{-b-e} L^b u^{2-e} \rho^{1-e} \eta^e$$

Dzieląc obie strony przez ΔP i grupując wyrazy o jednakowych wykładnikach otrzymuje się:

$$Eu = A \left(\frac{L}{d} \right)^b Re^{-e}$$

$$1 = A \frac{\left(\frac{L}{d} \right)^b \cdot \left(\frac{\eta}{ud\rho} \right)^e}{\frac{\Delta P}{\rho u^2}} \quad \frac{L}{d} = K_g - \text{kryterium podobieństwa geometrycznego}$$

$$Re = \frac{u \cdot d \cdot \rho}{\eta} - \text{kryterium Reynoldsa}$$

$$Eu = \frac{\Delta P}{\rho \cdot u^2} - \text{kryterium Eulera}$$

Na podstawie doświadczeń ustalono, że spadek ciśnienia w przewodzie jest wprost proporcjonalny do długości przewodu L , a odwrotnie proporcjonalny do średnicy przewodu d , dlatego wykładnik potęgowy $b=1$, natomiast wykładnik potęgowy e i współczynnik proporcjonalności A przybierają różne wartości.

Stąd spadek ciśnienia można wyrazić następująco (**r. Darcy-Weisbacha**):

$$\Delta p = 2A \cdot Re^{-e} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2} \quad \text{przy czym } \lambda = f(Re)$$

ANALIZA WYMIAROWA

Teoremat π Buckinghama

$$\Delta P = A d^a L^b u^c \rho_F^d \eta_F^e$$

$$\left[\frac{kg}{m \cdot s^2} \right] = [m]^a \cdot [m]^b \cdot \left[\frac{m}{s} \right]^c \cdot \left[\frac{kg}{m^3} \right]^d \cdot \left[\frac{kg}{m \cdot s} \right]^e$$

Równanie zupełne i jednorodne

N = wielkości fizyczne,

n = wielkości o niejednakowych wymiarach,

k = wielkości wymiarowo niezależne,

Równanie będzie zawierać **(N-k)=t**

ułamków bezwymiarowych (liczb, kryteriów)

Liczba kompleksów= n-k

Liczba simpleksów= N-n

ANALIZA WYMIAROWA

Teoremat π Buckinghama - sprawdzenie

$$N = 6 \quad Eu = A \left(\frac{L}{d} \right)^b Re^{-e}$$

$$n = 5$$

$$k = 3 \text{ (średnica, długość, prędkość)}$$

Równanie będzie zawierać $(N-k)=t = 3$ (Re; Eu; K_g)
ułamków bezwymiarowych (liczb, kryteriów)

Liczba kompleksów = $n-k = 2$

Liczba simpleksów = $N-n = 1$

OPORY TARCIA WEWNĘTRZNEGO - PRZEPIY W LAMINARNY



Objętościowe natężenie przepływu można wyznaczyć w oparciu o równanie Poiseulla

$$U = \frac{\pi \cdot \Delta P \cdot d^4}{128\eta_L \cdot L} \rightarrow S \cdot u = \frac{\pi \cdot \Delta P \cdot d^4}{128\eta_L \cdot L} \rightarrow \frac{\pi d^2}{4} u = \frac{\pi \cdot \Delta P \cdot d^4}{128\eta_L \cdot L}$$

stąd

$$\Delta P = \frac{32\eta_L \cdot u \cdot L}{d^2}$$

Podstawiając za ΔP do równania Darcy -Weisbacha można wyprowadzić równanie na współczynnik oporów tarcia wewnętrznego λ :

$$\frac{32\eta_L \cdot u \cdot L}{d^2} = \lambda \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2}$$

$$\lambda = \frac{64\eta}{ud\rho} = \frac{64}{\text{Re}}$$

Dla niekołowych przekrojów: $\lambda = \frac{a}{\text{Re}}$ a przyjmuje różne wartości

OPORY TARCIA WEWNĘTRZNEGO - RUCH BURZLIWY

rura gładka - wzór ogólny

$$\lambda = a + \frac{b}{\text{Re}^n}$$

a, b i n stałe charakterystyczne dla różnych zakresów liczby Reynoldsa

zakres Re	twórca
$3 \cdot 10^3 < \text{Re} < 10^5$	Blauius
$3 \cdot 10^3 < \text{Re} < 3 \cdot 10^6$	Koo
$10^5 < \text{Re} < 10^8$	Nikuradse
$10^4 < \text{Re} < 10^7$	Blauius

$$\lambda = \frac{0,3164}{\sqrt[4]{\text{Re}}}$$

$$\lambda = 0,0052 + \frac{0,5}{\text{Re}^{0,32}}$$

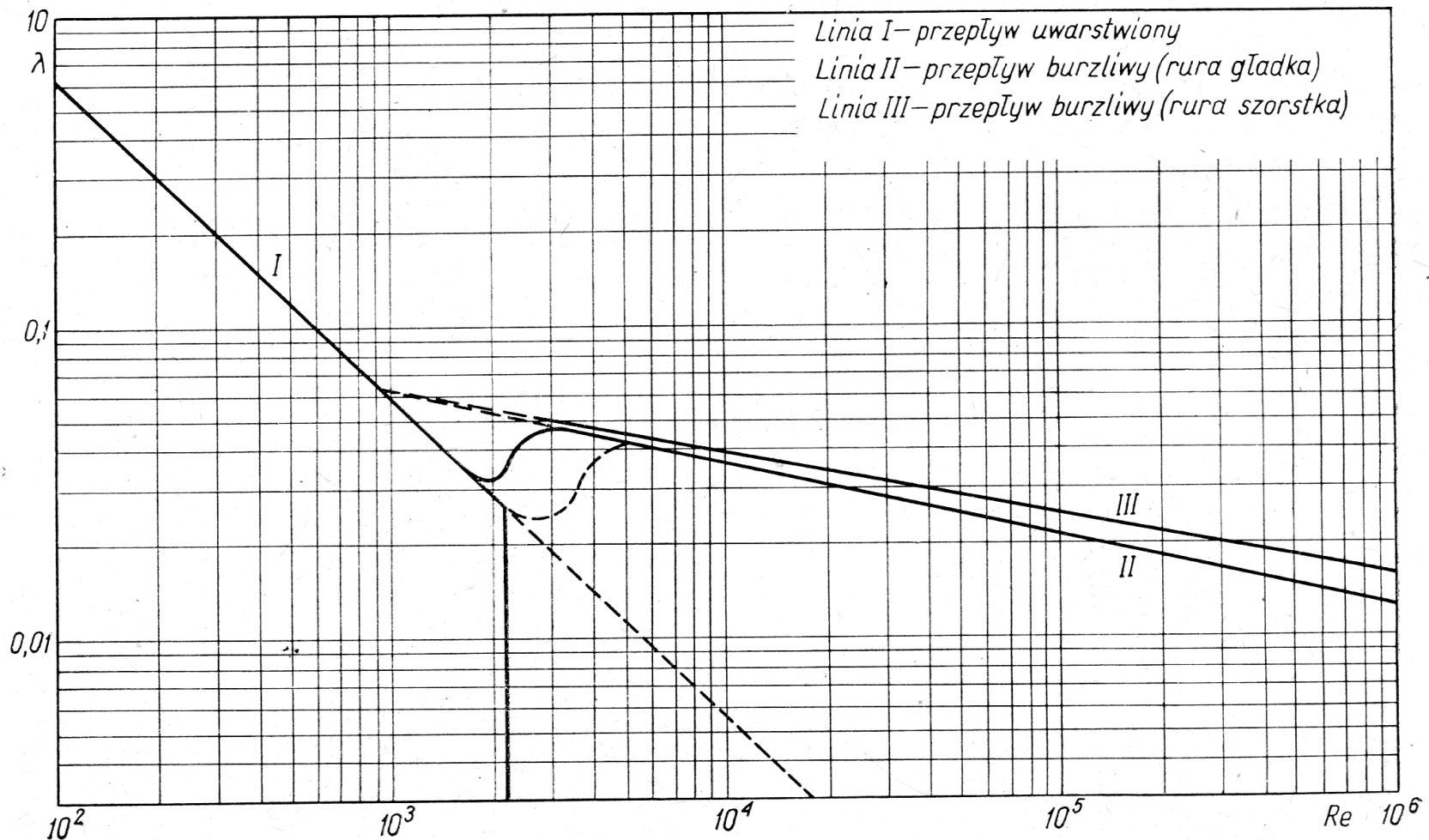
$$\lambda = 0,0032 + \frac{0,221}{\text{Re}^{0,237}}$$

$$\lambda = \frac{0,184}{\text{Re}^{0,2}}$$

RUCH BURZLIWY (rura szorstka):

$$\lambda = \frac{1}{(21g 3,72 \cdot d/k)^2} \quad \text{gdzie: } k - \text{szorstkość bezwzględna [m],}$$

Współczynnik λ można odczytać również z wykresów



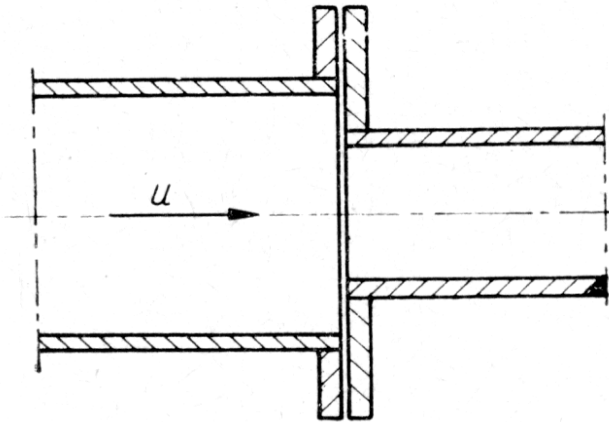


AGH

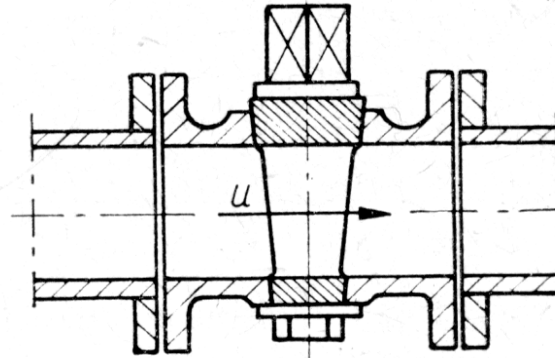
OPORY LOKALNE

Oprócz oporów tarcia wewnętrznego wyróżniamy opory lokalne (zmiana kierunku lub kształtu geometrycznego rurociągu), zatem opory sumaryczne są sumą oporów tarcia wewnętrznego i oporów lokalnych.

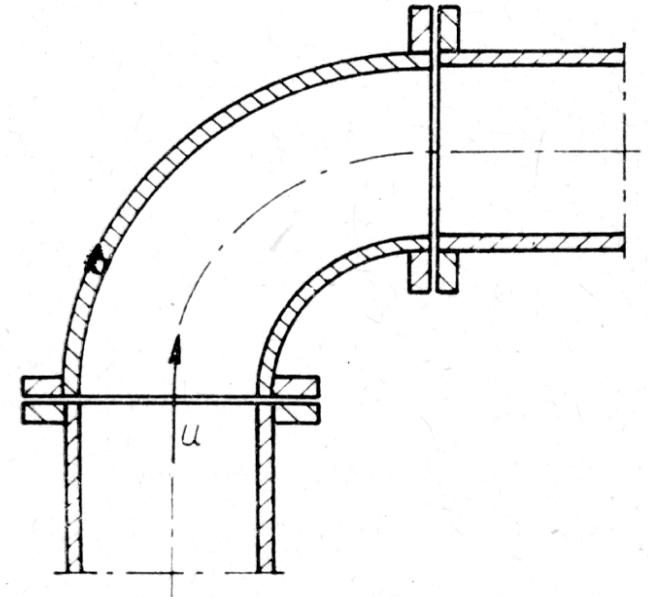
nagłe przewężenie przewodu



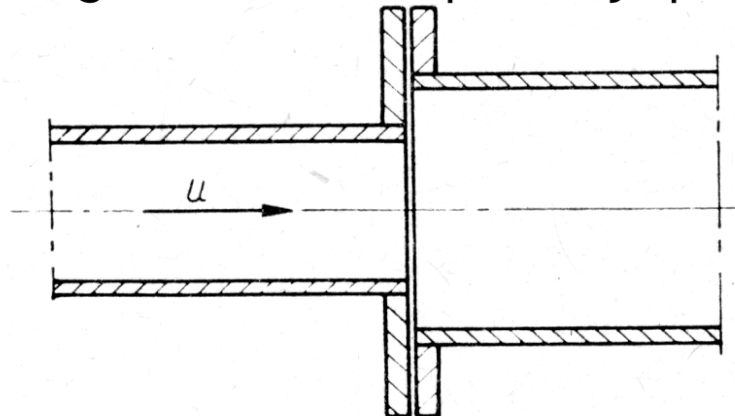
zawór na drodze przepływu płynu



zmiana kierunku przepływu płynu



nagłe rozszerzenie przekroju przewodu



$$\Delta P_n = \zeta_n \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2}$$

OPORY LOKALNE

$$\Delta P_2 + \Delta P_3 + \dots + \Delta P_n = (\zeta_2 + \zeta_3 + \dots + \zeta_n) \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2}$$

ζ - współczynnik oporu lokalnego zależny od rodzaju oporu np. nagłe przewężenie lub rozszerzenie przewodu, istnienie zaworu na przewodzie, zmiana kierunku przepływu itp.

Spadek ciśnienia wywołany tarciem wewnętrznym można zapisać zmodyfikowanym równaniem Darcy-Weisbacha

$$\Delta P_1 = \zeta_1 \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2} \quad \text{gdzie} \quad \zeta_1 = \lambda \frac{L}{d}$$

Zatem całkowity spadek ciśnienia wywołany zarówno tarciem wewnętrznym jak i oporami lokalnymi można zapisać:

$$\Delta P = \Delta P_1 + \Delta P_2 + \dots + \Delta P_n = (\zeta_1 + \zeta_2 + \dots + \zeta_n) \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2}$$

OPORY LOKALNE

Inny sposób to wprowadzenie do równania Darcy-Weisbacha długości zastępczej przewodu L_e , która wywołuje taki sam spadek ciśnienia co dany opór lokalny. L_e jest zależna nie tylko od charakteru danego oporu lokalnego ale i od średnicy przewodu.

$$L_e = nd$$

Stąd dla szeregu różnych oporów lokalnych:

$$L'_e = L_{e1} + L_{e2} + \dots + L_{en} = n_1d + n_2d + \dots + n_nd$$

Wartości $n_1 \dots n_n$ odczytuje się z tablic.



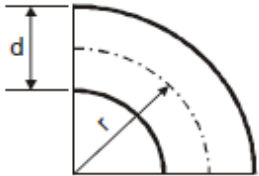




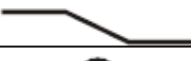

Zatem równanie **Darcy-Weisbacha** ma następującą postać:

$$\Delta P_1 = \lambda \cdot \frac{L_e}{d} \cdot \frac{u^2 \cdot \rho}{2} \quad \text{gdzie } L_e = (L'_e + L)$$

OPORY LOKALNE


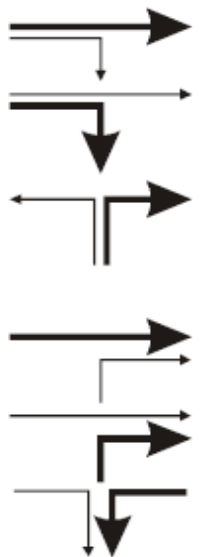
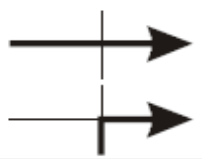
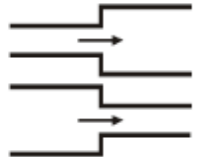


A

Lp.	Nazwa	Symbol	Średnica nominalna przewodu	Współczynnik oporu miejsc. ζ
1	Grzejnik członowy*	G 	10–15	3,0
			20–25	2,0
2	Grzejnik płytowy*	Gp 	10	2,5
			15	6,5
			20	19,0
			25	46,0
3	Łuk lub kolano gięte $r/d \geq 1,5$		10	2,0
			15	1,5
			20	1,0
			25	0,5
			32	0,5
4	Zawór grzejnikowy M-3173 i M-3175		10–15	8,5
			20–25	6,5
5	Zawór odcinający przelotowy prosty*		10–15	16,0
			20–25	12,0
			32–40	9,0
			50	7,0
6	Zawór jw. skośny*		10–15	3,5
			20–25	3,0
			32–40	2,5
			50	2,0
7	Kurek dwudrogowy stożkowy*		15	5,0
			20–25	3,5
8	Kocioł żeliwny*	K		2,5
9	Odsadzka			0,5
10	Obejście			1,0

OPORY LOKALNE



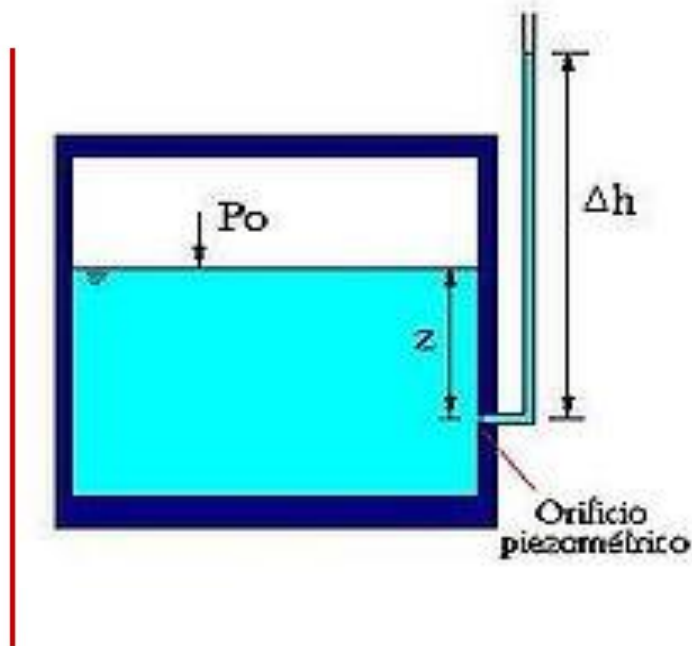
11	Wydłużka*			prostokątna	2,0
	falista			3,0	
	dławicowa			0,5	
12	Trójniki prostokątne zasilanie			przelot	0,5
				odgałęzienie	1,5
				przeciwprąd	3,0
				powrót	
				przelot	0,5
				odgałęzienie	1,0
przeciwprąd	3,0				
13	Czwórniki			przelot	2,0
				odgałęzienie	3,0
14	Nagła zmiana przekroju			rozszerzenie	1,0
				zwężenie	0,5

* Przyjmować tylko w przypadku braku dokładnej charakterystyki hydraulicznej.

URZĄDZENIA SŁUŻĄCE DO POMIARU RÓŻNICY CIŚNIEŃ

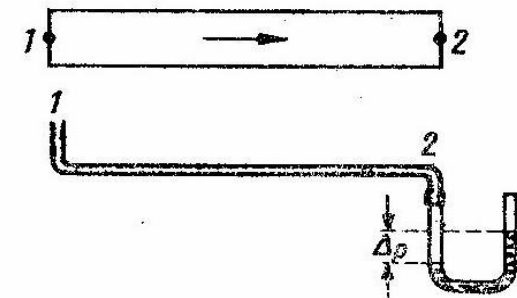
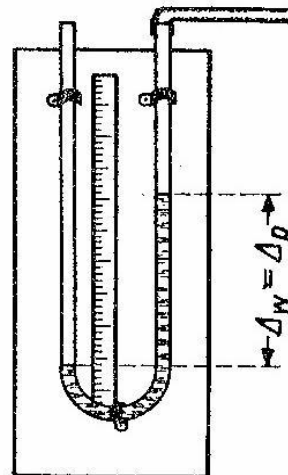
PIEZOMETR (MANOMETR ZWYKŁY)

Za pomocą manometru zwykłego określana jest różnica ciśnień między ciśnieniem panującym w interesującym nas punkcie a ciśnieniem atmosferycznym.

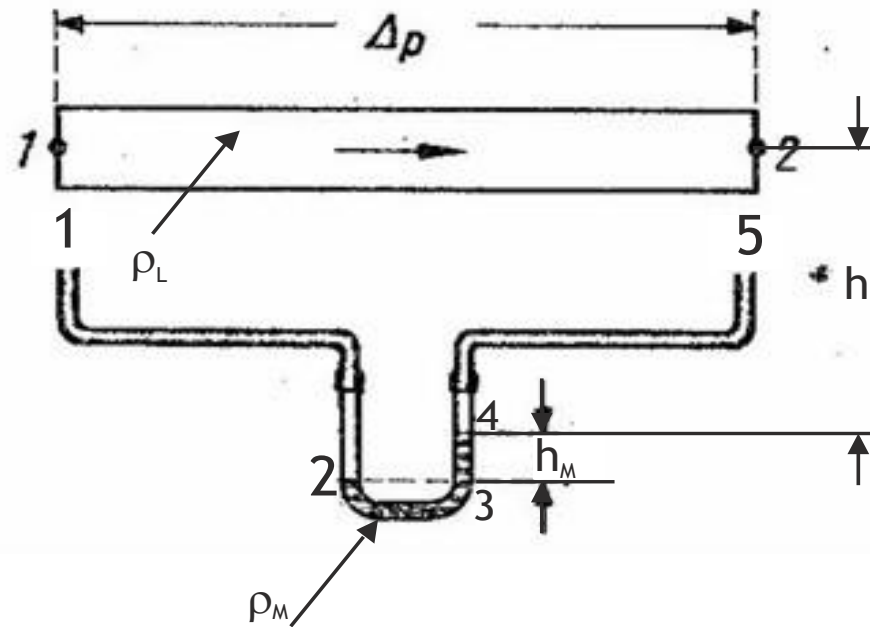


U-rurka

Cieczą manometryczną w U-rurkach powinna być inna ciecz (nierozpuszczalna) niż ta, która płynie w przewodzie.



MANOMETR RÓŻNICOWY



W punkcie 1 ciśnienie wynosi p_1 a w punkcie 2 wynosi:

$$p_1 + (h_L + h_M)\rho_L g$$

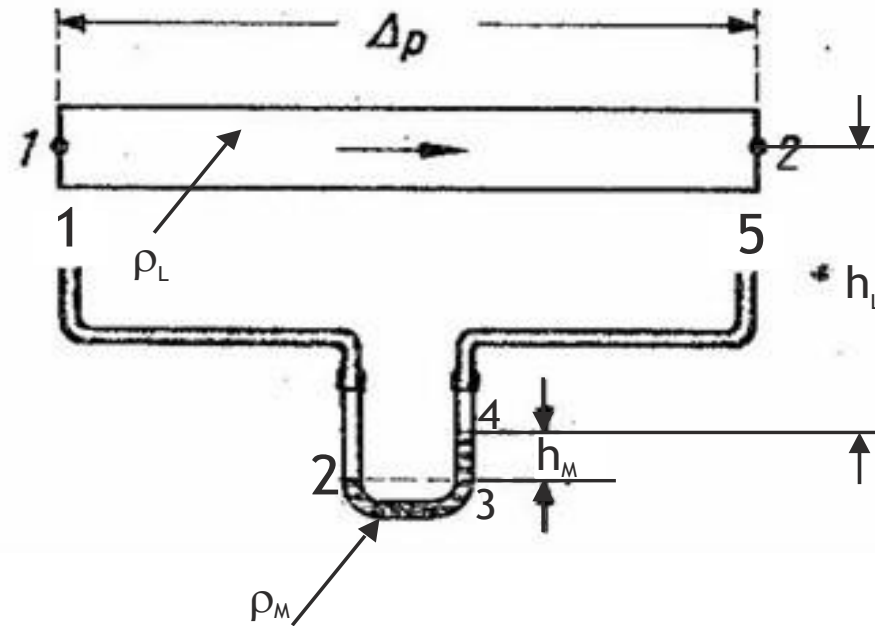
Ciśnienia cieczy w punkcie 2 i 3 są sobie równe.

W punkcie 4 ciśnienie cieczy jest mniejsze o wartość $h_M\rho_M g$
a w punkcie 5 o wartość $h_L\rho_L g$

Zatem:

$$\Delta p = h_M(\rho_M - \rho_L)g$$

MANOMETR RÓŻNICOWY



Wysokość płynu h o gęstości ρ_L wyniesie:

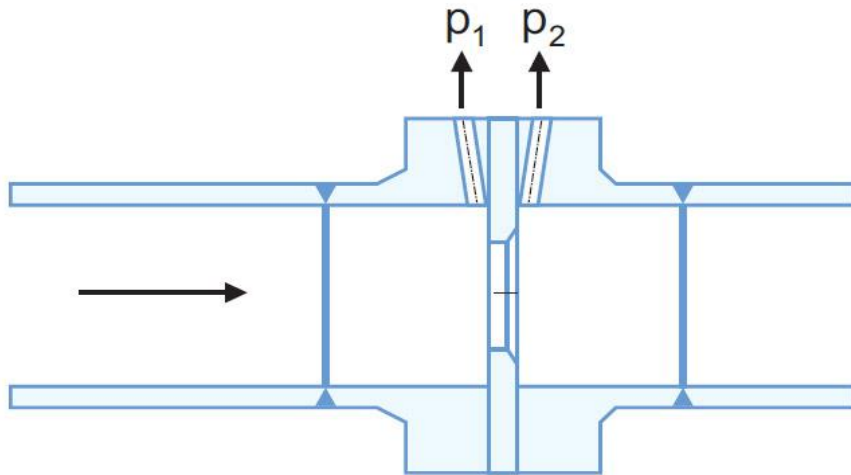
$$h = h_M \frac{\rho_M - \rho_L}{\rho_L}$$

URZĄDZENIA SŁUŻĄCE DO POMIARU PRĘDKOŚCI PRZEPIŹYWU PŁYNU W PRZEWODACH

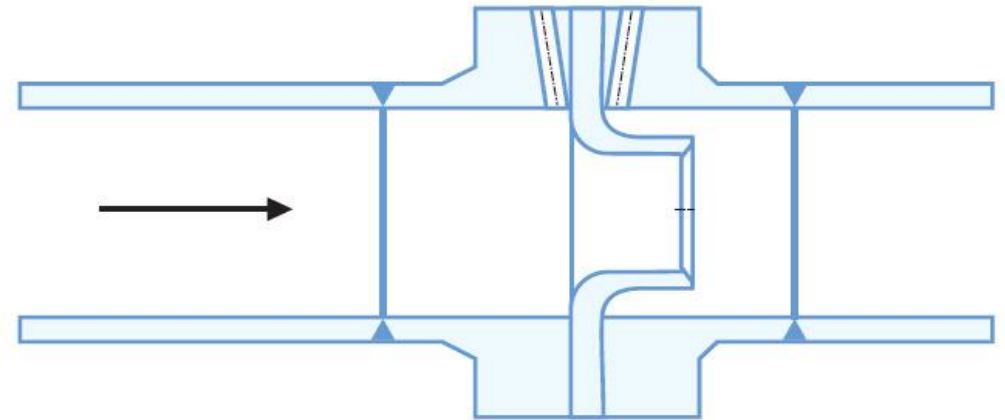
ZWĘŻKA POMIAROWA W POSTACI KRYZY LUB DYSZY

Zasada pomiaru polega na stwierdzeniu proporcjonalności objętościowego natężenia przepływu płynu do pierwiastka kwadratowego spadku ciśnienia mierzonego w obrębie zwężki.

ZWĘŻKA POMIAROWA W POSTACI KRYZY



LUB DYSZY





AGH

URZĄDZENIA SŁUŻĄCE DO POMIARU PRĘDKOŚCI PRZEPIŹYWU PŁYNU W PRZEWODACH

Zwężka jest pierścieniową płytką mającą kołowy otwór o średnicy (d_2) mniejszej niż średnica przewodu (d_1). Zwężkę umieszcza się między kołnierzami rury w ten sposób, aby środek rury pokrywał się z osią przewodu.

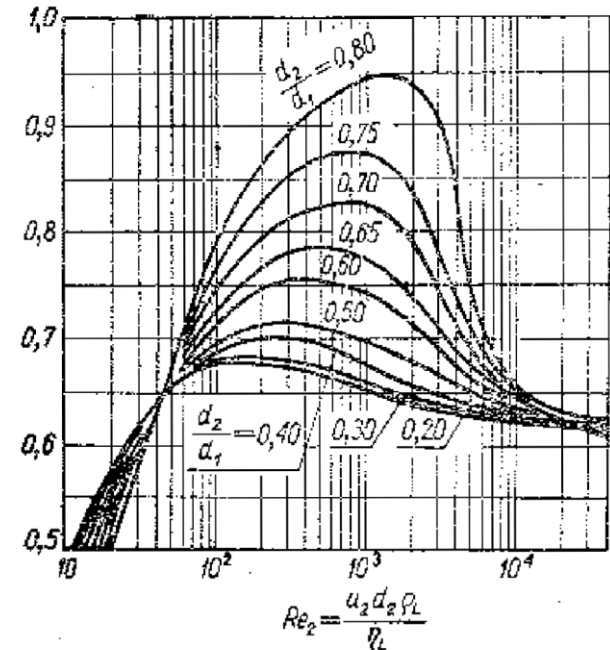
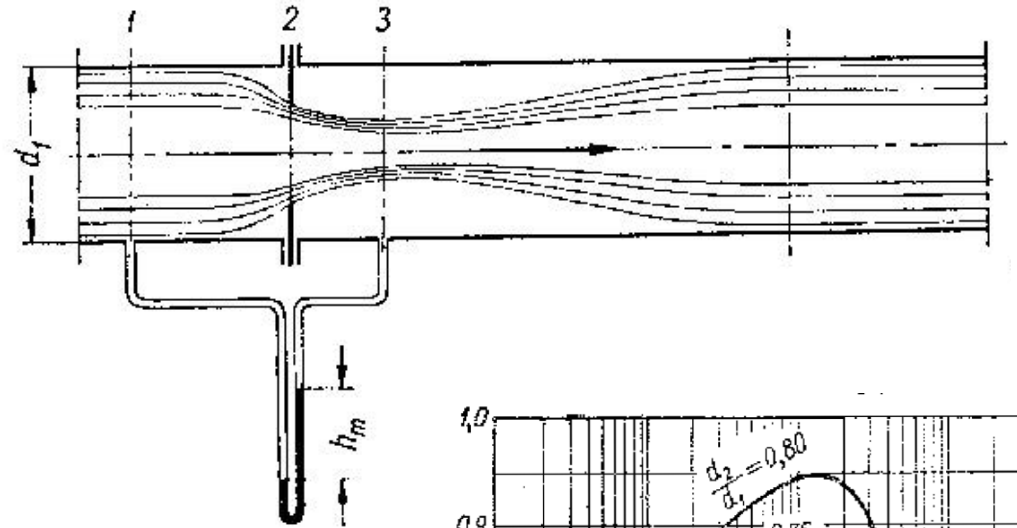
$$u_2 = C \sqrt{\frac{2gh}{1 - \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4}} = C \sqrt{\frac{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho_L}}{1 - \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^4}}$$

$$u_2 = C \sqrt{2gh} = C \sqrt{2 \frac{p_1 - p_2}{\rho_L}}$$

$$\text{gdzie: } C = f \left(Re, \frac{d_2}{d_1}, \frac{l}{d_1} \right)$$

gdzie:

d_1 - średnica przewodu, d_2 - średnica otworu zwężki,
 l - odległość zwężki od manometru,





AGH

RURKA PITOTA I PRANDTLA

Jedno ramię rurki Pitota jest ustawione pod prąd i mierzy sumę ciśnień statycznego i dynamicznego (całkowitego), a drugie ramię wskazuje tylko ciśnienie statyczne, w tym samym przekroju co ramię pierwsze.

$$u = C \sqrt{\frac{2(p_c - p_s)}{\rho}} = C\sqrt{2gh}$$

Wartość współczynnika C wyznacza się doświadczalnie. W pomiarach technicznych do prędkości przepływu 50 m/s można przyjąć, że $C=1$.

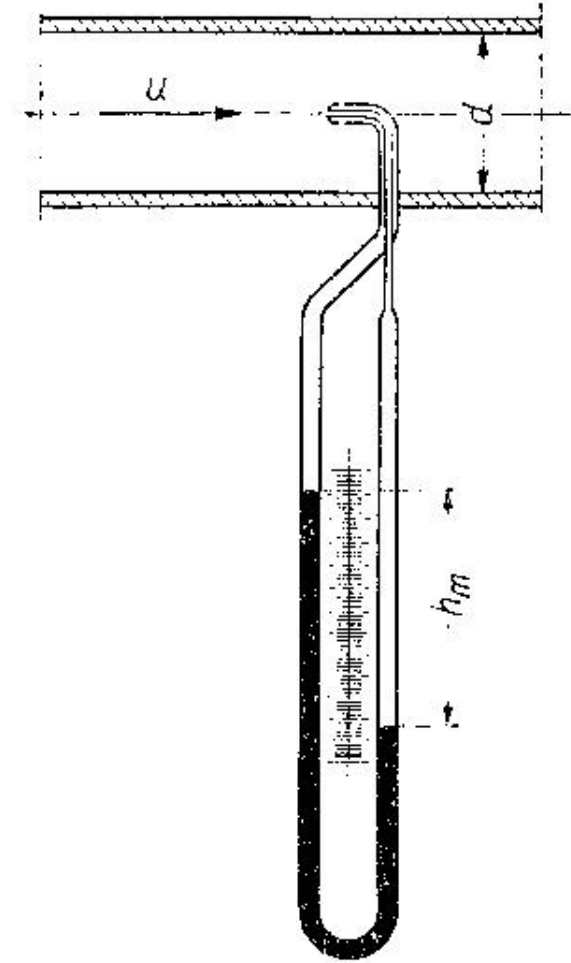
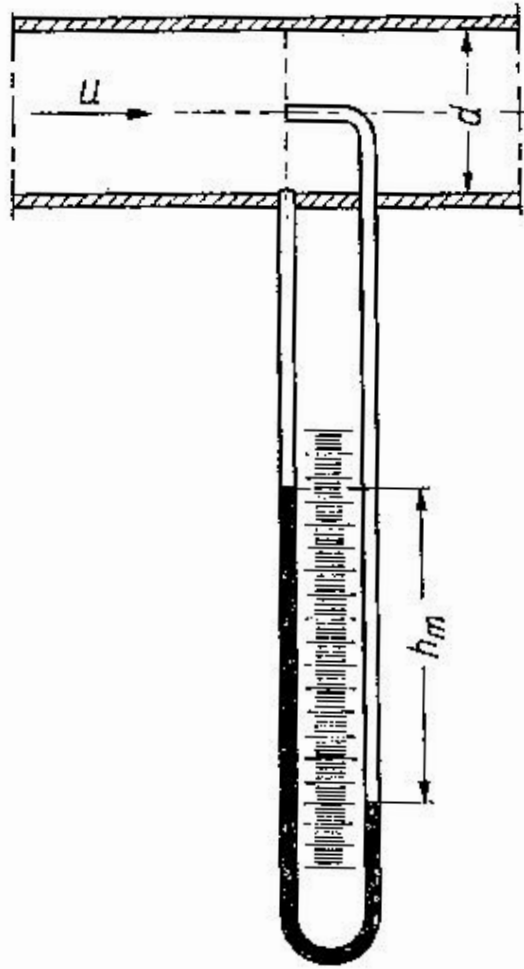
Rurka Pitota wskazuje prędkość przepływu w miejscu pomiaru, dlatego chcąc oznaczyć średnią prędkość należy dokonać pomiaru w kilku miejscach i następnie wyznaczyć prędkość średnią metodą graficzną.



RURKA PITOTA

I

PRANDTLA



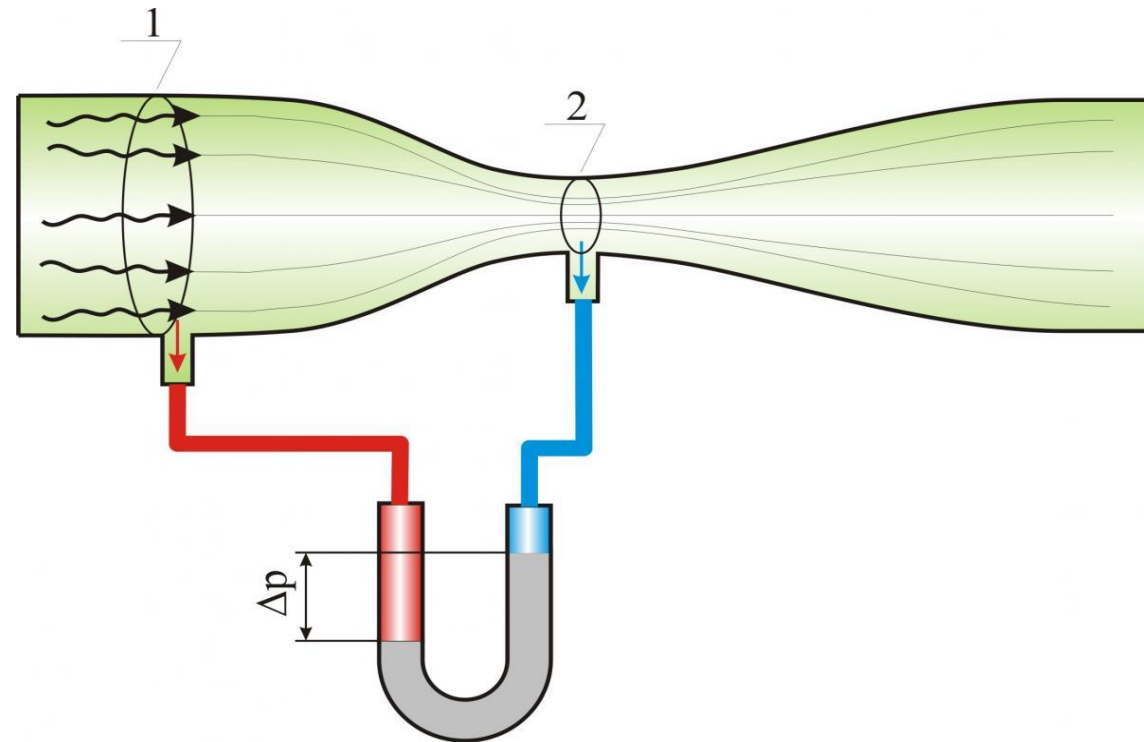
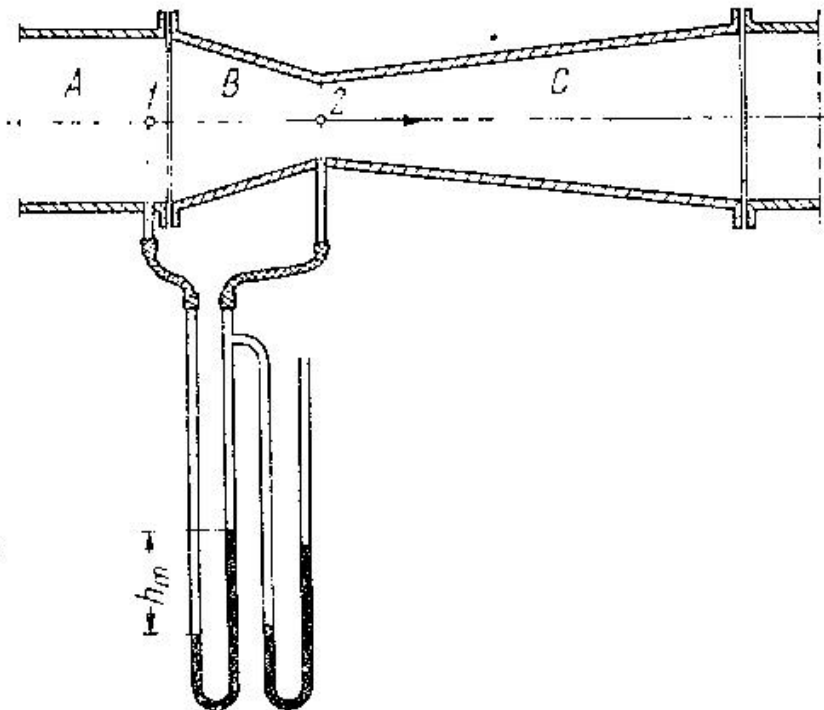


AGH

RURA VENTURIEGO

Zasada pomiaru jest taka sama jak w przypadku zwężki pomiarowej. Różnica polega na rozwiązaniu konstrukcyjnym. Rura Venturiego składa się z cylindrycznej tulei wlotowej, zwężki właściwej oraz dyfuzora tworzącego łagodnie rozszerzający się stożek ścięty. Różne są wartości współczynnika C .

Rurki Pitota i Prandtla służą do pomiarów dorywczych, podczas gdy rura Venturiego wmontowana jest w przewód na stałe, jest precyzyjna i kosztowna.



ROTAMETRY

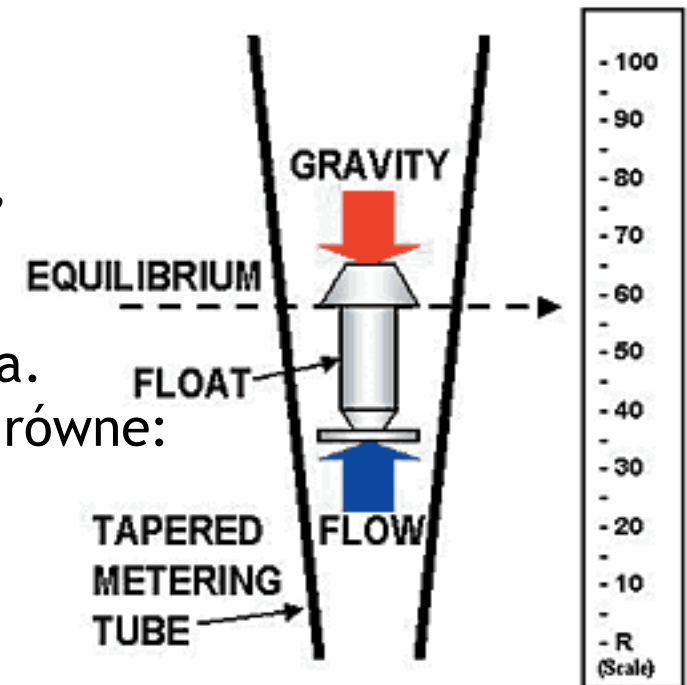
Rotametry zbudowane są z pionowej rury rozszerzającej się w kierunku przepływu płynu. Podczas przepływu płynu z dołu do góry wewnątrz rury umieszczony jest pływak wykonany z materiału o gęstości większej niż gęstość płynu. Podczas przepływu płynu o takiej gęstości pływak unoszony jest do góry i w zależności od prędkości przepływu jest utrzymywany w poruszającym się płynie na stałym poziomie gdy prędkość przepływu jest stała. Zachodzi wówczas równość siły ciężkości pływaka i siły parcia jakie wywiera płyn na poruszający się ku górze pływak.

$$u = \sqrt{\frac{2g(\rho_p - \rho_L)V_p}{S\rho_L}}$$

gdzie:
S - pole powierzchni rzutu pływaka na oś poziomą,

Obliczona prędkość przepływu jest prędkością w pierścieniu o polu powierzchni S_1 wokół pływaka. Zatem objętościowe natężenie w pierścieniu jest równe:

$$U = S_1 u = S_1 \sqrt{\frac{2g(\rho_p - \rho_L)V_p}{S\rho_L}}$$



ROTAMETRY



DZIĘKUJĘ ZA UWAGĘ !!!

