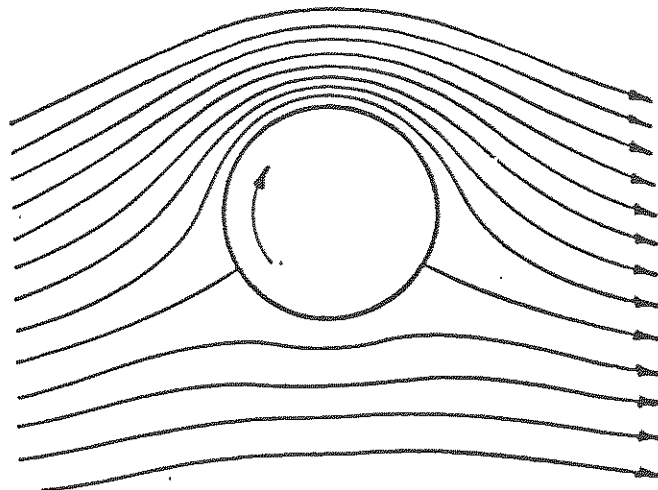


PRAKTISK HYDRODYNAMIK



Jan Tornblad

KAMEWA

PRAKTISK HYDRODYNAMIK

Jan Tornblad

Marinlaboratoriet

KaMeWa AB

Kristinehamn

FÖRORD

Detta kompendium har sammanställts för en kurs i hydrodynamik för tekniker vid KaMeWa, med avsikten att antingen bibringa eller också fräscha upp grundläggande kunskaper i hydrodynamik. Matematikkunskaper motsvarande gymnasienivå förutsättes, från teknisk eller naturvetenskaplig linje. Kompendiet har kallats PRAKTISK HYDRODYNAMIK därför att teoretiska härledningar i möjligaste mån har utelämnats, och endast explicita uttryck utan differentialer och integraler har medtagits. Kompendiet har en viss slagsida mot fartygs framdrift och propellrar, då det utgör underlag för en fortsättning av kursen med dessa ämnen.

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

	Sidan
1. Hydrostatik	4
Lyftkraft	4
Kompressibilitet	4
2. Potentialströmning	5
Bernoullis ekvation	5
Reaktionskraft	7
3. Strömning med friktion	9
Viskositet	9
Reynolds tal	10
Gränsskikt	12
Avlösning	12
Motstånd	13
Motstånd av olika kroppar	16
4. Lyftkraft, cirkulation	20
Lyftkraft	20
Angreppspunkt	23
Virvel	23
Cirkulation	24
Inducerat motstånd	25
Hydrodynamisk tvärkraft	27
Kårmåns virvelgata	28
5. Strömning i rör	30
6. Kavitation	34
7. Strålutbredning	37
8. Mätning av tryck och hastighet	40
9. Vågrörelse	44

10. Nomenklatur	47
11. Referenser	49
12. Sakregister	50

1. HYDROSTATIK

Lyftkraft

Trycket i en vätska ökar med djupet. Om djupet är h m, är trycket $p = \rho \cdot g \cdot h$, där ρ är densiteten i kg/m^3 , g tyngdens acceleration i m/s^2 . p fås i Pa (pascal) eller N/m^2 . Det kan vara praktiskt att använda ton/m^3 för ρ , då får man trycket i kPa eller kN/m^2 som oftast ger mera hanterliga talvärden. Tryckets ökning med djupet betyder att en nedsänkt kropp påverkas av ett högre uppåtriktat tryck på sin undre del än det nedåtriktade trycket på den övre delen. Skillnaden ger den hydrostatiska lyftkraften. Archimedes fastslog för ca 2250 år sedan denna princip i Archimedes sats: En kropp som helt eller delvis nedsänkes i en vätska förlorar så mycket av sin tyngd, som den av kroppen undanträngda vätskemassan väger.

Kompressibilitet

Vatten betraktas normalt som inkompressibelt, och det kan man räkna med i alla praktiska sammanhang. Det betyder också att vattnets densitet och därmed motståndet av kroppar i rörelse i vattnet är oberoende av trycket.

Vatten har dock en viss kompressibilitet, om ock mycket liten. Koefficienten är ca $5 \cdot 10^{-4} \text{ MPa}^{-1}$ (per megapascal). Tar man ett liggande rör med vatten, 10000 m långt, och reser det på högkant, förkortas vattenpelaren 250 m på grund av vattnets egen tyngd.

En förutsättning för att man skall kunna bortse ifrån kompressibiliteten är att hastigheten är låg i förhållande till ljudhastigheten i vätskan. Det innebär att även luft vid måttliga hastigheter kan betraktas som inkompressibel, och de lagar som gäller för strömning i vatten kan med god approximation användas för luft (givetvis med densitet och viskositet för luft). Flera praktiska experiment som beskrivs i detta kompendium utförs också i luft.

2. POTENTIALSTRÖMNING

Potentialströmning är strömning utan friktion. En sådan strömning förekommer ju inte i praktiken, men vissa beräkningar underlättas av detta antagande, och i en del fall, när masskrafter och inverkan av tryck är övervägande, spelar friktionen en mindre roll. Ett exempel på potentialströmning visas i figur 1, strömning kring en cirkulär cylinder. Strömningen åskådliggörs med hjälp av strömlinjer, som anger vätskepartiklarnas väg. Ju tätare strömlinjerna ligger desto högre är vätskans hastighet.

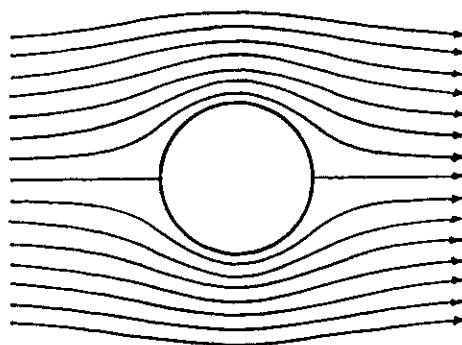


Fig. 1. Potentialströmning kring en cylinder.

Bernoullis ekvation

Sambandet mellan hastighet och tryck i en vätska framgår av Bernoullis ekvation. Vi betraktar ett rör i vilket det sker en strömning utan friktion mot väggarna, se figur 2. Mellan punkterna 1 och 2 försvinner alltså ingen energi och ingen tillförs. Energi-innehållet i en viss vattenvolym V är alltså konstant. Tryckenergin kallas E , lägesenergin är $\varrho \cdot g \cdot V \cdot y$ (i förhållande till en referensnivå) och hastighetsenergin $0,5 \cdot m \cdot v^2 = 0,5 \cdot \varrho \cdot V \cdot v^2$. Ökningen i hastighetsenergi från punkt 1 till punkt 2 motsvaras av en minskning av summan av tryck- och lägesenergi, alltså:

$$0,5 \cdot \varrho \cdot V \cdot (v_2^2 - v_1^2) = E_1 - E_2 + \varrho \cdot g \cdot V \cdot (y_1 - y_2)$$

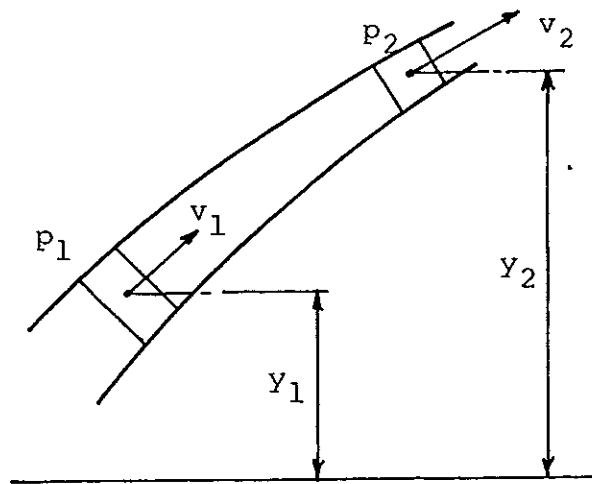


Fig. 2. Illustration till Bernoullis ekvation..

V förkortas bort. Energin per volymenhet är lika med tryck, och man får:

$$0,5 \cdot \varrho \cdot (v_2^2 - v_1^2) = p_1 - p_2 + \varrho \cdot g \cdot (y_1 - y_2)$$

$$0,5 \cdot \varrho \cdot v_2^2 + p_2 + \varrho \cdot g \cdot y_2 = 0,5 \cdot \varrho \cdot v_1^2 + p_1 + \varrho \cdot g \cdot y_1$$

Eftersom punkterna 1 och 2 är godtyckligt valda kan man även skriva

$$0,5 \cdot \varrho \cdot v^2 + p + \varrho \cdot g \cdot y = \text{konstant}$$

En hastighetsökning motsvaras alltså av ett tryckfall. Tryckfördelningen kring cylindern i figur 1 blir som visat i figur 3.

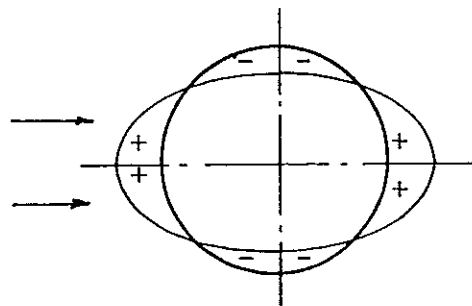


Fig. 3. Tryckfördelning kring cylinder.

Tryckfördelningen blir symmetrisk, och cylindern har alltså inget motstånd i potentialströmningen. I två punkter, på cylinderns fram- och baksida, är hastigheten noll, strömningen stagnerar. Hastighetsenergin är här helt omvandlad till tryckenergi. Trycket är det så kallade stagnationstrycket, $q = 0,5 \cdot \rho \cdot v^2$.

Ett enkelt experiment åskådliggör sambandet mellan hastighet och tryck. Två plana skivor, se figur 4, befinner sig på ett litet avstånd från varandra. Genom ett hål i ena skivans mitt

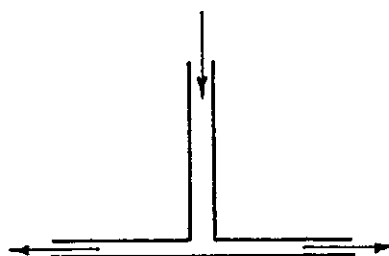


Fig. 4. Experiment med hastighet och tryck.

blåses luft in. Paradoxalt nog blåser inte andra skivan bort, utan den sugas in mot den andra. Ett annat exempel i större skala är ett fartyg som med styrpropellerns hjälp skall lämna kajen. Vattnet som pumpas ut genom tunneln strömmar bort mellan kajmur och fartygssida, och i ogynnsamma fall kan fartyget i stället sugas mot kajen.

Reaktionskraft

Impulslagen är känd från fysiken. Den säger att kraften är lika med massan per tidsenhet gånger hastighetsändringen. Vid utströmning med hastigheten v ur ett hål med diametern D fås, om man förutsätter att begynnelsehastigheten är 0, en reaktionskraft:

$$F = (m/t) \cdot v = \pi/4 \cdot D^2 \cdot v \cdot \rho \cdot v = \pi/4 \cdot D^2 \cdot \rho \cdot v^2$$

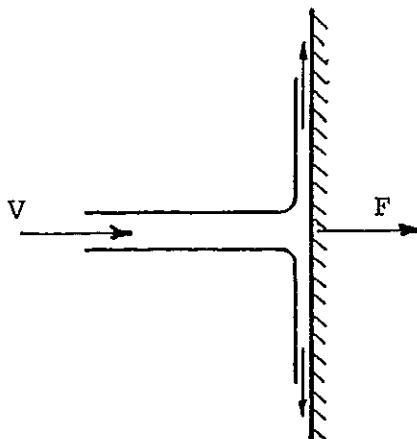


Fig. 5. Reaktionskraft.

Om strålen träffar en vägg, se figur 5, påverkas väggen med kraften F . Om föremålet som strålen träffar har en sådan utformning att strålen vänds 180° blir reaktionskraften $2F$. Ett exempel på detta är en bogserbåt som drar en pråm med platt för på grunt vatten. Propellerns slipström träffar pråmen och vänds mer eller mindre på grund av närheten till botten. Bogserbåten drar framåt med en kraft F , kraften på pråmen kan bli större än F , och hela ekipaget rör sig bakåt.

Om en vattenstråle sprutas ut under eller över vattenytan spelar ingen roll för reaktionskraften. Kraften påverkas inte av friktionen mot det omgivande mediet, luft eller vatten.

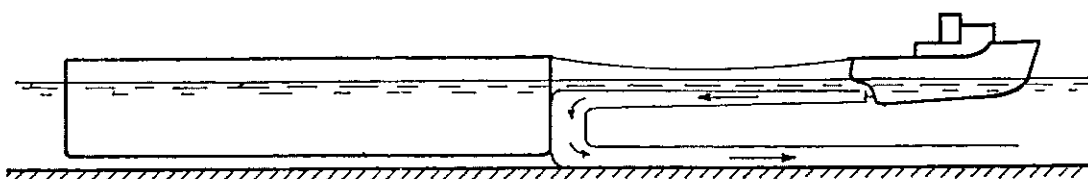


Fig. 6. Bogserbåt med pråm, reaktionskraft.

3. STRÖMNING MED FRIKTION

Viskositet

Vid fasta kroppar har man dels vilofriktion, dels glidfriktion. Den senare är beroende endast av friktionskoefficienten och normalkraften mellan kropparna, men inte av beröringsytans storlek och relativhastigheten.

I vätskor råder helt andra förhållanden. Vilofriktion förekommer inte - man kan alltså inte förse en båt med handbroms. Friktion under rörelse beror på vätskans inre friktion, storleken av ytan av kroppen som rör sig i förhållande till vätskan samt hastigheten. Vi betraktar ett vätskeskikt som befinner sig mellan två parallella skivor med det inbördes avståndet a , se figur 7. Den ena skivan, A, ligger stilla, medan den andra, B, förflyttas med hastigheten v parallellt med A. Försök har visat att vätskeskikten närmast skivornas yta mycket snart antar dessas hastighet, och de mellanliggande skikten får hastigheter som är proportionella mot skiktens avstånd från A. I avståndet x är hastigheten $(x/a)v$. För att

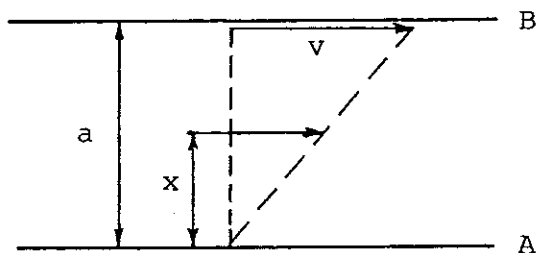


Fig. 7. Friktion mellan två skivor.

hålla rörelsen av skivan B i gång måste denna påverkas av en kraft F i v 's riktning, proportionell mot skivans yta S , och v , och omvänt proportionell mot a . Kraften är däremot oberoende av trycket i vätskan. Vi har alltså

$$F = \mu \frac{S \cdot v}{a}$$

där μ är en proportionalitetskonstant, olika för olika vätskor. μ kallas friktionskoefficienten eller den dynamiska viskositeten. Den har dimensionen $\text{kg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. Om en vätska har låg viskositet betyder det att den är tunnflytande.

Förhållandet mellan den dynamiska viskositeten och densiteten för vätskan i fråga kallas den kinematiska viskositeten ν , alltså

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \text{ m}^2/\text{s}$$

Viskositeten för vatten är beroende av temperaturen. I figur 8 visas för sötvatten ν som funktion av temperaturen.

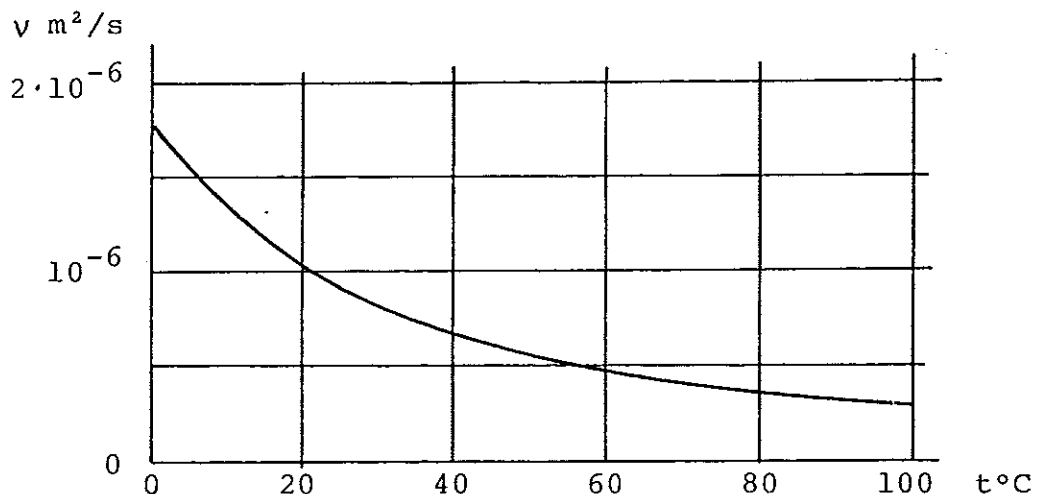


Fig. 8. Vattens kinematiska viskositet som funktion av temperaturen.

Siffervärden för ν är:

Sötvatten, 15°C	$\nu = 1,139 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
" 20°C	$\nu = 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
Saltvatten, 15°C	$\nu = 1,188 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$

Reynolds tal

Reynolds tal, R_n , är ett dimensionslöst tal som karakterise-

rar förhållandena i ett strömningssystem som endast påverkas av friktion och tröghetskrafter. Det definieras som

$$R_n = \frac{l \cdot v}{\nu}$$

där v är strömningens hastighet, och l vanligen är ytans längd, men även avståndet från en ledande kant till en speciell punkt, en kropps diameter eller tjockleken av gränsskiktet kan användas som längdterm. För geometriskt likformiga kroppar av olika storlek är motståndskoefficienten C_D lika om Reynolds tal är lika. Det är dock ett villkor som är svårt att uppfylla vid modellprov. Hastigheten måste ju öka i samma proportion som de geometriska dimensionerna minskar.

Vid ett lågt Reynolds tal är en strömning laminär, dvs de olika vätskeskikten rör sig parallellt och blandas inte med varandra. När hastigheten eller sträckan ökar blir Reynolds tal större, och vid ett visst värde av detta sker ett omslag till turbulent, virvlande, strömning. Vid samma hastighet är friktionsmotståndet större vid turbulent än vid laminär strömning. Ett exempel från vardagslivet visas i figur 9. I ett dragfritt rum lägges en tänd cigarett på en askkopp. Röken stiger först i en tunn, slät sträng, strömningen är laminär. Ett par decimeter över cigaretten blir strömningen plötsligt orolig och turbulent. På vägen upp ökar den till-

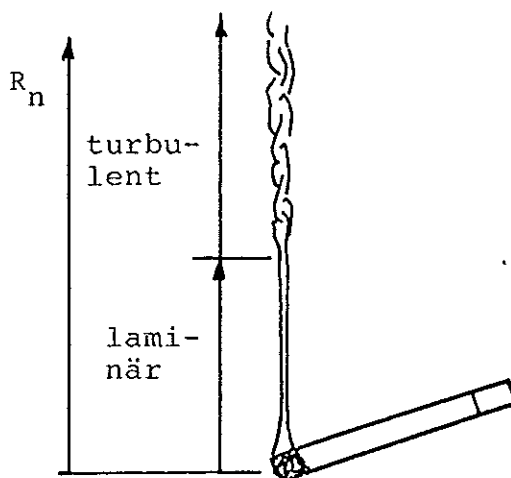


Fig. 9. Omslag från laminär till turbulent strömning.

rygglagda sträckan, R_n ökar, och vid ett visst värde på R_n sker omslaget.

Gränsskikt

När en vätska strömmar längs en yta bildas ett gränsskikt. Närmast ytan är hastigheten noll, vid gränsskiktets yttre begränsning är strömningen inte påverkad. Gränsskiktets tjocklek växer längs ytan i strömningens riktning. Tjockleken är en funktion av Reynolds tal och tillryggalagd sträcka. Förhållandet är detsamma om ytan rör sig framåt genom stillastående vatten, t ex om ytan är en fartygssida, givetvis med den skillnaden att det nu är vattnet närmast skrovytan som har största hastigheten, och gränsskiktets yttre begränsning är det ostörda, omgivande vattnet.

För strömning längs en plan yta finns ett antal uttryck för gränsskiktets tjocklek; ett av dem är

$$\delta = l \frac{0,154}{\sqrt{R_n}}$$

där l är sträckan längs ytan.

Avlösning

Vi betraktar igen strömningen kring den cylinder som visades i figur 1, denna gång med friktion. Vid potentialströmning, friktionsfri strömning, stannade vätskepartiklarna upp vid

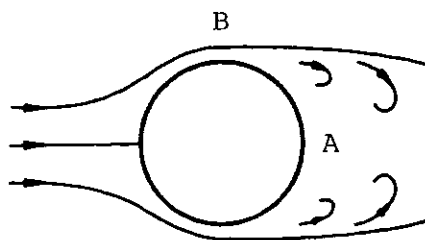


Fig. 10. Strömning med avlösning.

punkt A, bakre stagnationspunkten. Friktionen medför att vätskan bromsas upp tidigare och stannar i punkten B. Det sker en ansamling av vätska här, och ny vätska strömmar till och söker sig utanför den ansamlade vätskan, det sker en avlösning av strömningen. Sammanfattningsvis kan man säga att det finns tre förutsättningar för att avlösning skall äga rum:

Tryckstegring

Friktion

Ansamling av uppbromsad vätska.

Dessa förutsättningar påverkas i hög grad av den anströmmade kroppens form. Kring en strömlinjeformad profil sker normalt ingen avlösning, se figur 11.

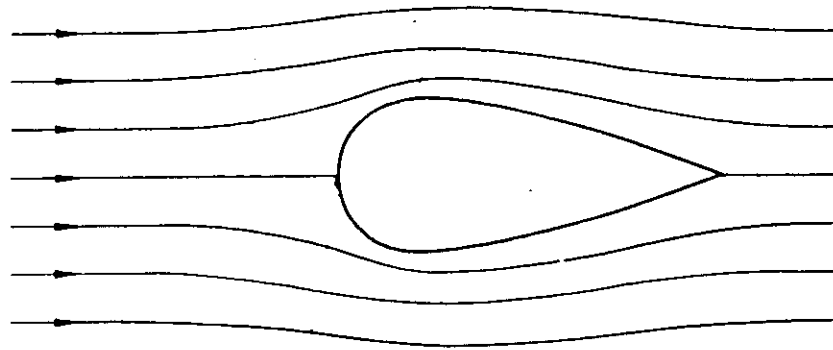


Fig. 11. Strömning kring strömlinjeformad kropp.

Ibland kan avlösning vara önskvärd, eller man vill bestämma exakt var den skall äga rum, och man kan då förse ytan med en avlösningsskant. Ett exempel på detta är avlösningsskanten i inloppet på propellerdysor, se (5). Den fungerar som sådan endast vid gång back, då man vill förhindra instabil dyskraft på grund av fluktuerande avlösningsspunkt.

Motstånd

En kropps strömningsmotstånd betecknas R (resistance) eller D (drag). Vi använder här D , R används mest för fartygs mot-

stånd. En kropps motstånd består av flera komponenter:

Friktionsmotstånd.

Tryckmotstånd (om avlösning förekommer)..

Inducerat motstånd (vid kroppar som är utformade så att de ger en dynamisk lyftkraft).

Kroppar som endast är delvis nedsänkta, t ex fartyg, har dessutom ett vågmotstånd. Detta behandlas närmare i (5).

Motståndet, som ju är en kraft, kan uttryckas som ett stagnationstryck gånger en area gånger en konstant C_D som är beroende av Reynolds tal och kroppens form, men oberoende av kroppens storlek:

$$D = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot S \quad \text{eller}$$

$$D = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot A$$

där S är kroppens yta (används när det huvudsakligen rör sig om friktionsmotstånd) och A är en typisk tvärsnittsarea (om motståndet huvudsakligen är formmotstånd). Vid fartyg använder man våta ytan S .

Om en plan platta släpas genom vattnet består motståndet endast av friktion. Baserat på ett stort antal försök har man fått fram ett antal formler för beräkning av motståndskoefficienten C_F . För beräkning av fartygs friktionsmotstånd använder man allmänt den så kallade ITTC 57 linjen med följande formel:

$$C_{F,ITTC} = \frac{0,075}{(\log R_n - 2)^2}$$

där R_n baseras på plattans längd. I figur 12 visas sambandet mellan C_F och R_n .

En tredimensionell kropp med samma våta yta som plattan har ett större friktionsmotstånd än denna, och man korregerar C_F med den så kallade formfaktorn k :

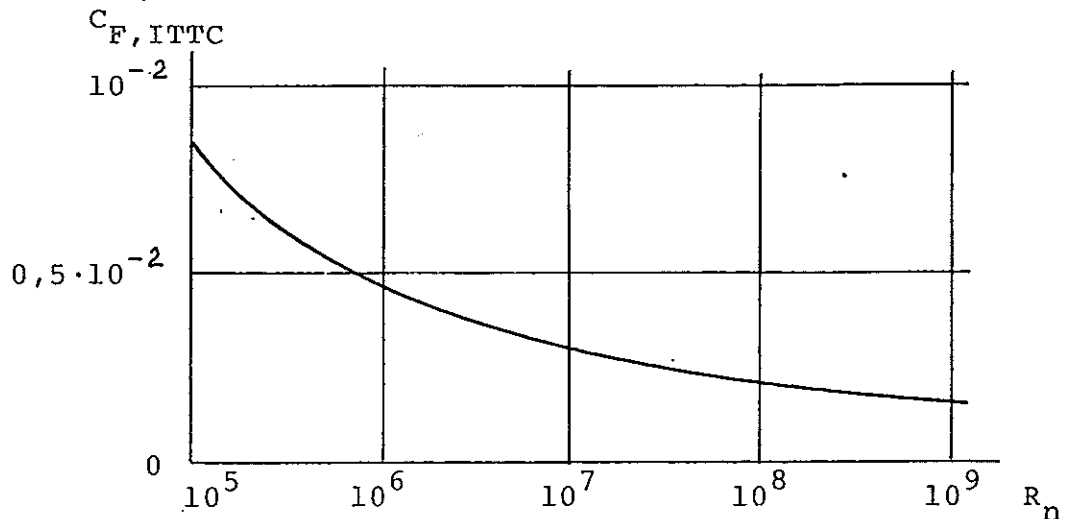


Fig. 12. C_F som funktion av Reynolds tal.

$$C_F = (1 + k) \cdot C_{F, ITTC}$$

För vissa kroppar kan k beräknas. För fartygsskrov kan man bestämma k med hjälp av modellprov i låga farter.

Formeln för $C_{F, ITTC}$ förutsätter att ytan är hydrauliskt glatt, vilket innebär att ytans ojämnhet (råhet) är så liten, att en ytterligare minskning av ojämnheten inte minskar motståndet. Så slät yta har man sällan i praktiken, och man får därför ett tillägg för ytråheten som för fartyg kan beräknas enligt:

$$\Delta C_F = (105 \left(\frac{k_S}{L}\right)^{1/3} - 0,641) \cdot 10^{-3}$$

där k_S är ytråheten och L fartygets längd, båda i m.

Om avlösning förekommer återvinns inte trycket på en kropps baksida, och man får ett formmotstånd. Detta motstånd dominerar ofta i förhållande till friktionsmotståndet, och som referensarea använder man då tvärsnittsarean i stället för våta ytan.

Det inducerade motståndet, som förekommer på kroppar med dynamisk lyftkraft, behandlas i kapitel 4 under lyftkraft.

Motstånd av olika kroppar

Vid kroppar med stor längd i förhållande till bredd och tjocklek och strömningen vinkelrätt mot längdaxeln kan man bortse från inverkan av ändarna och betrakta strömningen som tvådimensionell. Som referensarea kan man välja $A = l \cdot t$, där l är längden av kroppen eller den del av den som betraktas och t är tjockleken.

Om kroppen är en cirkulär cylinder är tjockleken förstas diametern. Motståndet är

$$D = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot d \cdot l$$

och Reynolds tal definieras som

$$R_n = \frac{v \cdot d}{\nu}$$

C_D är beroende av R_n , se nedanstående tabell, som gäller för en hydrauliskt glatt yta.

R_n	C_D	Strömning
$< 1,5 \cdot 10^5$	1,2	laminär
$3 \cdot 10^5$	0,3	turbulent efter avlösning
$> 10^8$	0,7	turbulent över hela ytan

Om cylinderns yta inte är glatt, kan man definiera ytråheten som en ekvivalent sandråhet, dvs storleken av sandkorn, som klistrade på en glatt yta ger samma friktion som den verkliga ytan. I figur 13 visas för ett antal råheter från $k/d = 0$ till 0,02 (där k är sandkornens storlek) C_D som funktion av Reynolds tal.

För andra typer av cylindrar (stänger, hydrauliskt glatta, anströmning från vänster i figuren) fås värden av C_D enligt tabellen sidan 17.

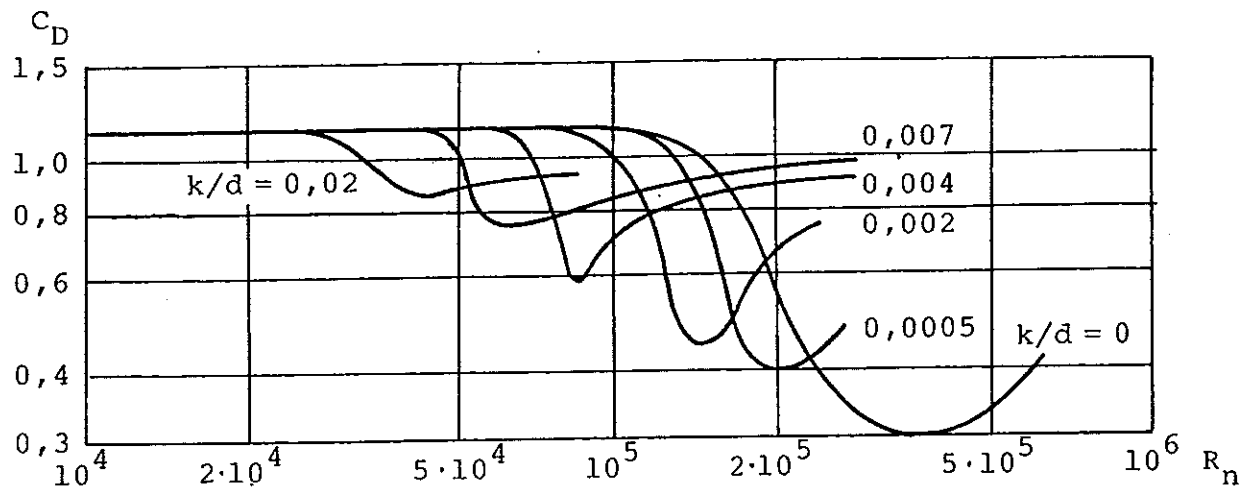


Fig. 13. C_D som funktion av R_n vid olika ytråheter.

Form	$R_n = \frac{v \cdot d}{\nu}$	$C_D = \frac{D}{0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot d \cdot l}$
	$10^4 - 10^6$	1,98
	$10^4 - 10^6$	1,16
	$5 \cdot 10^5$	0,013
	$2 \cdot 10^6$	0,011
platta med rundade kanter, $t/d = 0,033$		
	$t/d = 0,055$	$\approx 10^6$
	0,125	0,0063
	0,20	0,0060
		0,0078

Ovanstående gäller för anströmning vinkelrätt mot cylinderns längdaxel. Vid snedanströmning delas hastigheten i två komponenter, en parallell med och en vinkelrätt mot cylindern, se figur 14.

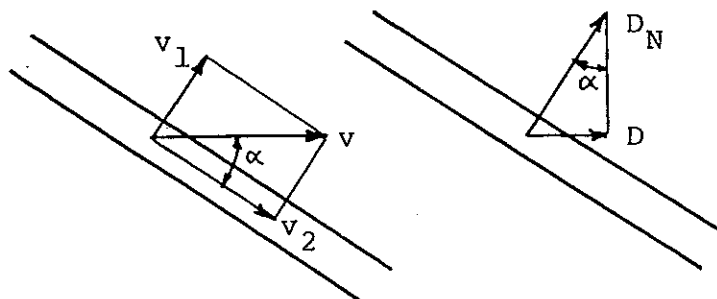


Fig. 14. Cylinder med snedanströmning.

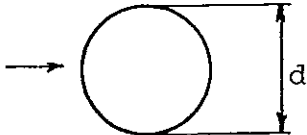
$$v_1 = v \cdot \sin \alpha$$

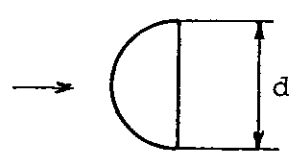
$$D_N = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot (v \cdot \sin \alpha)^2 \cdot d \cdot l$$

$$D = D_N \cdot \sin \alpha = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot (\sin \alpha)^3 \cdot d \cdot l$$

Bidraget till motståndet från hastighetskomponenten i cylinderns längdriktning kan försummas.

Vid kroppar vars utsträckning vinkelrätt mot strömriktningen inte är stor i förhållande till andra dimensioner, t ex vid rotationssymmetriska kroppar, är strömningen tredimensionell. Nedan anges C_D för några kroppar, med ström från vänster.

Form	$R_n \approx \frac{v \cdot d}{\nu}$	$C_D = \frac{D}{0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot A}$
 klot	$10^3 - 3 \cdot 10^5$ $> 10^6$	0,47 0,1 - 0,2
 cirkulär skiva	$10^3 - 10^6$	1,17

Form	$R_n = \frac{v \cdot d}{v}$	$C_D = \frac{D}{0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot A}$
 halvklot	$10^3 - 10^6$	$0,42'$

I ovanstående fall är $A = \pi/4 \cdot d^2$.

4. LYFTKRAFT, CIRKULATION

Lyftkraft

Den hydrodynamiska lyftkraften är den kraft som verkar på en kropp vinkelrätt mot strömriktningen. Kraften betecknas L och kan uttryckas som

$$L = C_L \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot S$$

där C_L är den dimensionslösa lyftkraftkoefficienten, och S är kroppens area (ena sidan).

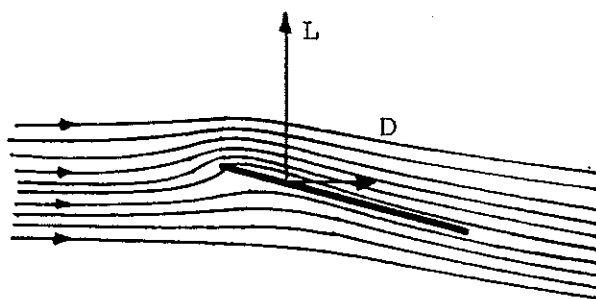


Fig. 15. Strömning kring plan platta.

Lyftkraft kan uppstå på olika sätt. Figur 15 visar en plan platta som är ställd i en viss vinkel, anfallsvinkeln, mot strömmen. På undersidan bromsas vattnet upp och trycket ökar, på översidan ökar vattenhastigheten och trycket faller. Tryckskillnaden ger dels en lyftkraft L , dels ett motstånd D .

$$D = C_D \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2 \cdot S$$

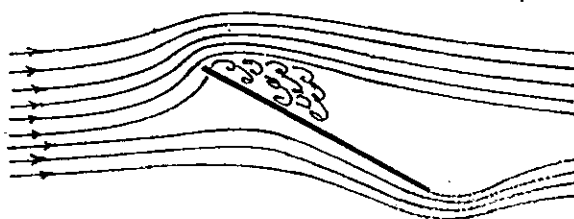


Fig. 16. Strömning med avlösning.

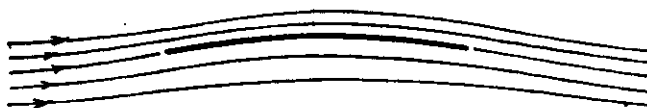


Fig. 17. Strömning kring välvd platta.

Lyftkraften ökar proportionellt mot anfallsvinkeln till en viss gräns, därefter inträffar avlösning, se figur 16.

Om plattan ges en välvning som på figur 17 får man en lyftkraft utan snedställning av plattan. En tunn platta är dock inte så användbar i praktiska sammanhang. Redan vid måttliga värden på anfallsvinkeln får man avlösning på sugsidan med virvelbildning, reduktion av lyftkraften och ökning av motståndet.

Om man tjockar på plattan (detta är fördelaktigt även från hållfasthetssynpunkt) och ger den strömlinjeform har man en profil som på en flygplansvinge eller ett propellerblad, se figur 18, och den rundade förkanten minskar risken för avlösning.

För en tvådimensionell strömning kan man räkna med en lyftkraftskoefficient som följd av anfallsvinkel:

$$C_L = 0,11 \cdot \alpha$$

där α är anfallsvinkeln i grader.

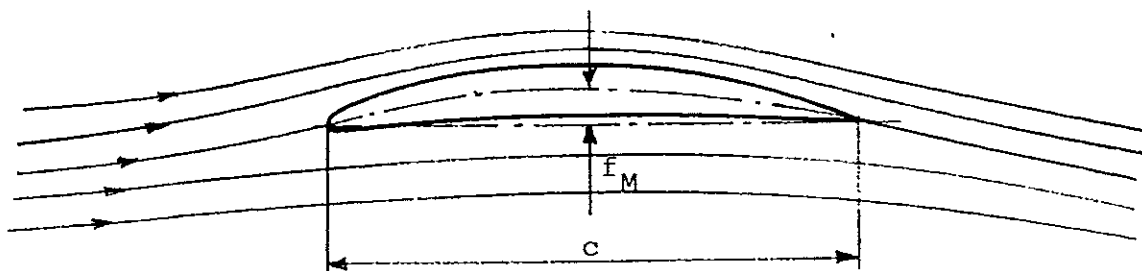


Fig. 18. Strömning kring välvd profil.

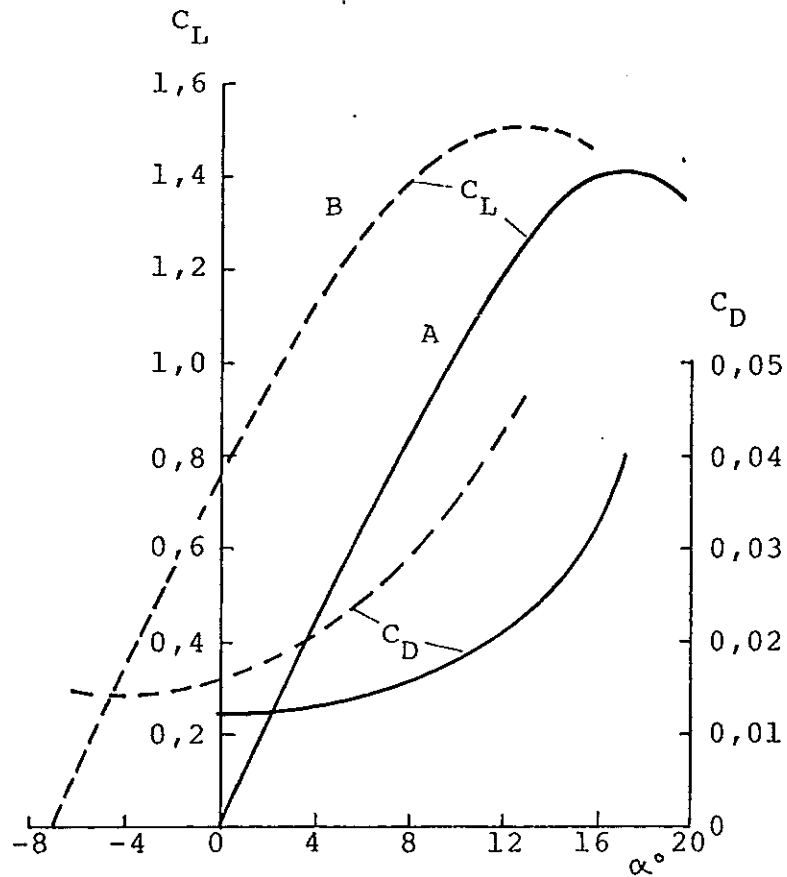


Fig. 19. C_L och C_D som funktion av anfallsvinkel

För en välvd profil kan man räkna med

$$C_L = k \cdot f_M / c$$

där f_M är profilens maximala välvning och c dess kordalängd. k är en konstant som är något olika för olika profiler, normalt omkring 15.

Välvning och anfallsvinkel kan förstås kombineras. I figur 19 visas lyftkraftskoefficienten C_L och motståndskoefficienten C_D som funktion av anfallsvinkeln för två profiler. A har ingen välvning och är alltså symmetrisk kring kordalinen, B har kraftig välvning. Vid en viss stor anfallsvinkel har C_L ett maximum och börjar därefter falla. Det betyder att avlösning eller stall inträffar.

Angreppspunkt

Lyftkraften på en profil kan tänkas koncentrerad i en viss punkt, angreppspunkten. På en profil där hela lyftkraften alstras genom välvning ligger angreppspunkten ungefär vid profilens mitt. En plan skiva med anfallsvinkel har angreppspunkten på en fjärdedel av korden räknat från förkanten. Om lyftkraften åstadkommes med en kombination av välvning och anfallsvinkel kommer angreppspunkten att ligga någonstans mellan mitten och fjärdedelspunkten. Om en välvd profil däremot ges en negativ anfallsvinkel vandrar angreppspunkten i stället mot bakkanten. Ett praktiskt exempel visas i figur 20. Man låter en pappers- eller kartongbit falla fritt. Papperet släpps alltid litet snett och faller med ena kanten före. Det påverkas av ett luftmotstånd med angreppspunkt nära denna kant. Papperet tippar och andra kanten faller före, angreppspunkten flyttar, papperet tippar på nytt, o s v. Ett fallande löv rör sig på detta sätt.

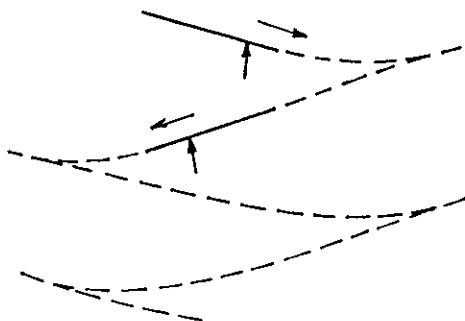


Fig. 20. Fallande platta.

Virvel

En virvel består av en kärna och ett hölje. I kärnan roterar vätskan som en fast kropp och hastigheten växer proportionellt mot radien, alltså $v = \omega \cdot r$, där ω är vinkelhastigheten. I höljet är hastigheten omvänt proportionell mot radien, och man får

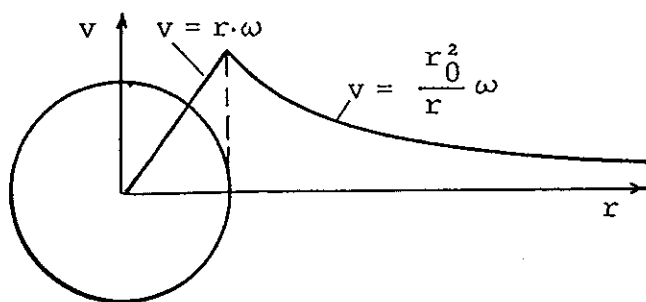


Fig. 21. Hastighetsfördelning i virvel.

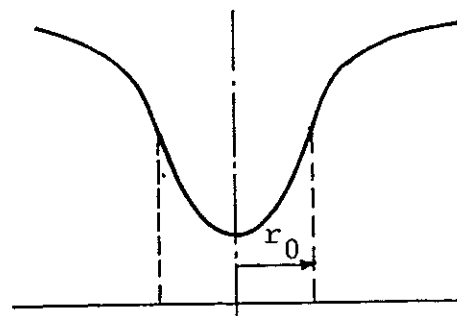


Fig. 22. Tryckfördelning i virvel.

$$v = \omega \frac{r_0^2}{r}$$

där r_0 är kärnans radie. Hastighetsfördelningen visas i figur 21 och tryckfördelningen i figur 22. Om man tänker sig en virvel med vertikal axel i en vätska med fri yta får ytan en form som motsvarar tryckfördelningen. I själva kärnan får ytan formen av en rotationsellipsoid.

Det kan visas att en virvel endast kan uppstå i en vätska med friktion och då endast vid vätskans gränser. En virvel kan inte börja eller sluta i det inre av en vätska, den måste kröka sig tillbaka i sig själv (rökringar) eller sluta vid en begränsning, ytan eller en vägg.

Cirkulation

Lägger man en godtycklig sluten kurva kring en virvel och för varje litet kurvelement Δs multiplicerar detta med den tangentiella hastigheten v längs elementet och summerar produkten en gång runt kurvan får man den så kallade cirkulationen Γ (gamma):

$$\Gamma = \sum (v \cdot \Delta s)$$

Det kan visas att hur man än lägger kurvan, bara den innesluter hela virvelkärnan, får man samma cirkulation. Läggas kurvan som en cirkel längs virvelkärnans begränsning fås

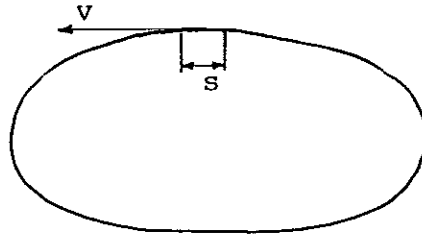


Fig. 23. Definition av cirkulation.

$$\Gamma = v \cdot s = \omega \cdot r_0 \cdot 2\pi \cdot r_0 = 2\pi \cdot \omega \cdot r_0^2$$

Lägger vi en cirkel med radie $r > r_0$ fås samma cirkulation, v avtar ju proportionellt mot radien och s ökar proportionellt, produkten blir alltså konstant.

Strömningen kring en profil, en bärande yta, som alstrar lyftkraft kan betraktas som sammansatt av parallellströmning, potentialströmning, och en cirkulation, se figur 24. I en tvådimensionell strömning blir lyftkraften per längdmeter bärande yta

$$L = \rho \cdot v \cdot \Gamma$$

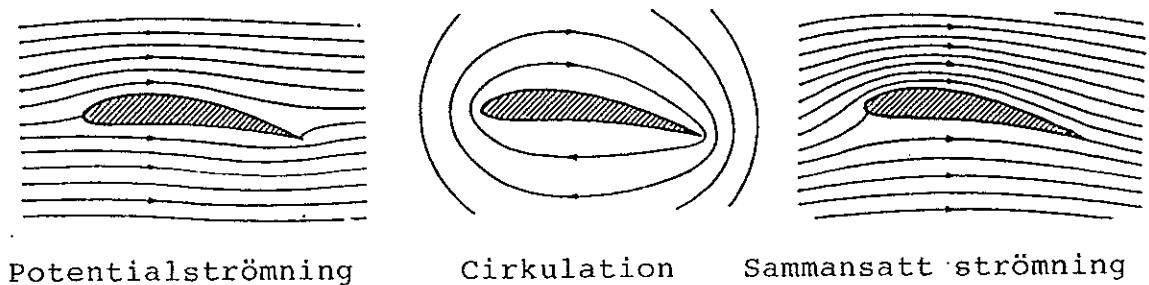


Fig. 24. Strömning kring profil.

Inducerat motstånd

Hittills har vi betraktat bärande ytor med oändlig spännvidd eller i varje fall mycket stor sådan och har alltså bortsett från inverkan av ändarna. Om ytan har en ändlig spännvidd har ändarna en inverkan på strömningen. Tryckskillnaden mellan

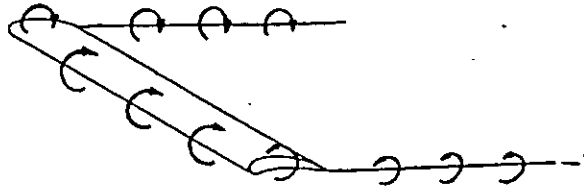


Fig. 25. Virvlar kring bärplan.

bärande ytans båda sidor ger nämligen upphov till en överströmning runt änden. Därigenom bildas en virvel som sträcker sig nedströms från bärande ytan, se figur 25. Denna virvel kan också betraktas som en fortsättning av den bundna cirkulationen kring bärplanet, en virvel kan ju inte sluta inne i vätskan.

Två parallella virvlar påverkar varandra i nedåtgående riktning (om bärande ytan antas vara en flygplansvinge eller ett bärplan på en hydrofoilbåt), och virvlarna kommer därför att bilda en vinkel mot horisontalplanet. Den nedåtgående rörelsen av luften eller vattnet mellan virvlarna kommer då att vara litet framåtriktad. När luften eller vätskan bibringas en rörelse framåt måste enligt lagen om aktion och reaktion en bakåtriktad kraft, ett motstånd, påverka bärplanet. Detta är det inducerade motståndet D_I . Det kan visas att formeln för motståndskoefficienten är

$$C_{DI} = \frac{C_L^2}{\pi \cdot AR}$$

där AR (aspect ratio) är den bärande ytans sidoförhållande. Om spännvidden är b och ytans area S definieras sidoförhållandet som

$$AR = \frac{b^2}{S}$$

För en rektangulär yta med kordan c fås

$$AR = \frac{b^2}{c \cdot b} = \frac{b}{c}$$

Om sidoförhållandet är så litet som 0,5-1,0 gäller i stället

$$C_{DI} = \frac{2 \cdot C_L^2}{\pi \cdot AR}$$

Betraktar man ett rektangulärt fartygsroder med höjden b och kordan c förstår man att ett högt smalt roder ger mindre inducerat motstånd än ett lågt brett med samma area S .

Hydrodynamisk tvärkraft

Vätskan i en virvelkärna roterar som en fast kropp, men virveln är tvungen att följa med i den omgivande vätskans eventuella rörelse. Om vi nu ersätter virveln med en fast kropp, en roterande cylinder, kan denna röra sig godtyckligt i förhållande till vätskan. Vi ger den en rörelse vinkelrätt mot längdaxeln och får då en rotation och en translation*). Genom friktionen mot cylinderns yta sätts den omgivande vätskan i rotation, och man har en cirkulation. Den sammansatta strömningen visas i figur 26. På den sida av cylindern som roterar med strömningen fås en hastighetsökning och ett undertryck, på andra sidan tvärtom. Tryckskillnaden ger en kraft, den hydrodynamiska tvärkraften, även kallad Magnus-effekten efter dess österrikiske upptäckare.

Tvärkraften kan illustreras med ett praktiskt experiment, se figur 27. Man lindar ett snöre flera varv kring mitten av ett papprör från en hushållsrulle och lägger rullen på ett bord.

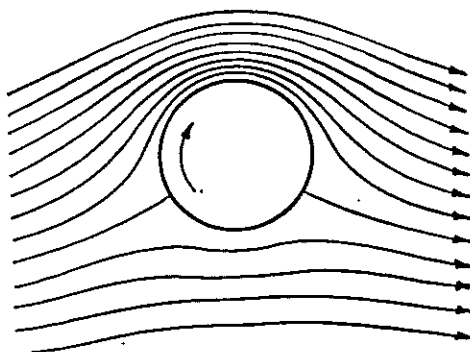


Fig. 26. Strömning kring roterande cylinder.

*) parallellförflyttning

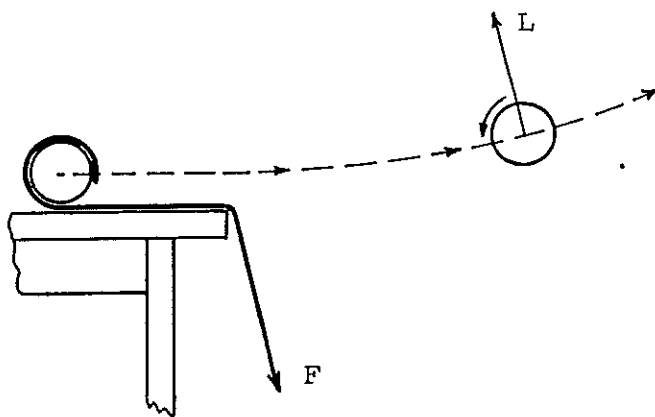


Fig. 27. Hydro-(aero-)dynamiska tvärkraften.

Man rycker kraftigt nedåt i snöret, och rullen rör sig i sidled samtidigt som den roterar snabbt. Rullen åstadkommer en cirkulation som i samband med sidorörelsen ger en lyftkraft, och trots att draget i snöret är horisontellt stiger rullen i en båge uppåt.

Kármáns virvelgata

Vid strömning kring en stillastående cylinder sker det, som vi tidigare har sett, en avlösning. I en avlösningspunkt bildas en virvel i den avlösta strömningen. Detta sätter i gång en motsatt cirkulation kring cylindern, och det sker en avlösning på cylinderns andra sida. Den växelvisa avlösningen fortsätter och det bildas en virvelgata efter cylindern, se figur 28. Cirkulationen kring cylindern ger en växlande sidkraft. Detta kan ge upphov till vibration.

Kármáns virvelgata kan bl a observeras i en flaggas fladdrande bakom en flaggstång. Den växlande tvärkraften är orsaken

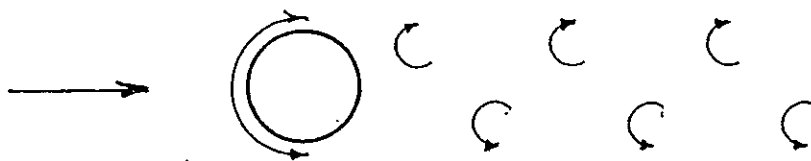


Fig. 28. Kármáns virvelgata.

till sången i telefontrådar. Cylindriska plåtskorstenar förses med en utvändig spiralplåt för att bryta cirkulationen vid blåst. Den växlande tvärkraften skulle annars sätta skorstenen i tvärsvängningar, som vid resonans skulle kunna leda till brott. Ett liknande fenomen vid propellerblads bakkant kan ge upphov till så kallad propellersång.

5. STRÖMNING I RÖR

Vi betraktar först strömningen i släta rör, dvs rör där invändiga ytan är så glatt att en ytterligare minskning av ojämnheten inte påverkar motståndet. Strömningen kan vara laminär eller turbulent. Omslagspunkten ligger vid ett Reynolds tal på $R_n = \text{ca } 2300$. Definitionen på R_n är

$$R_n = \frac{v \cdot d}{\nu}$$

där d är rörets diameter. I figur 29 visas hastighetsfördelningen vid laminär och turbulent strömning.

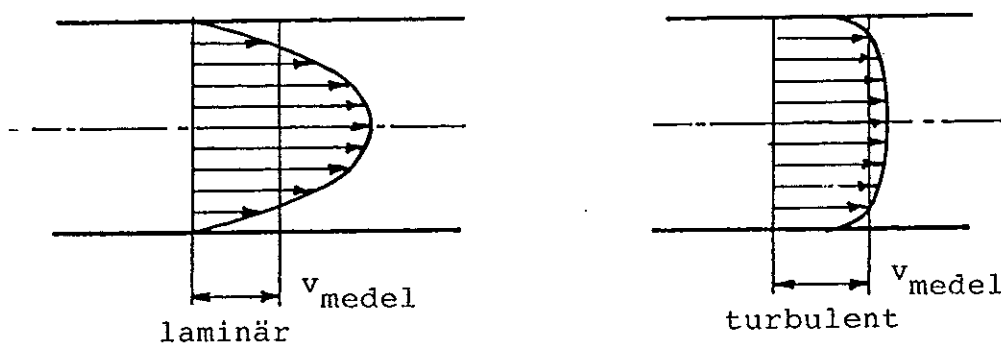


Fig. 29. Hastighetsfördelning vid strömning i rör.

Vid strömning i rör är man intresserad av tryckförlusterna i rörledningens olika delar, själva röret, rörkrökar, ventiler, inlopp och utlopp. Tryckförlusten i det egentliga röret kan skrivas som

$$\Delta p = \lambda \frac{L}{d} 0,5 \cdot \rho \cdot v^2$$

där λ , friktionstalet, är en funktion av Reynolds tal och rörets skrovlighet. Vid laminär strömning i släta rör kan man beräkna motståndstalet ur

$$\lambda = \frac{64}{R_n}$$

Vid turbulent strömning är man hänvisad till empiriska formler. För släta rör gäller approximativt

$$\lambda = \frac{0,316}{4\sqrt{R_n}} \quad \text{för } 2300 < R_n < 10^5$$

$$\lambda = 0,0032 + 0,221 \cdot R_n^{-0,237} \quad \text{för } 10^5 < R_n < 10^8$$

Vid icke-cirkulära rör kan man använda samma formler och friktionstal som för cirkulära rör. Man ersätter diametern d med den hydrauliska diametern

$$d_h = \frac{4 \cdot A}{S}$$

där A är rörets tvärsnittsarea och S dess omkrets. Detta gäller dock endast vid turbulent strömning. Vid laminär strömning gäller speciella formler för varje tvärsnittsform.

I skrovliga rör är friktionsförlusterna förstas högre än i glatta rör - och i praktiken är de flesta rör mer eller mindre skrovliga. Skrovlighet är svår att definiera, och man använder därför ekvivalent sandskrovlighet som definieras som

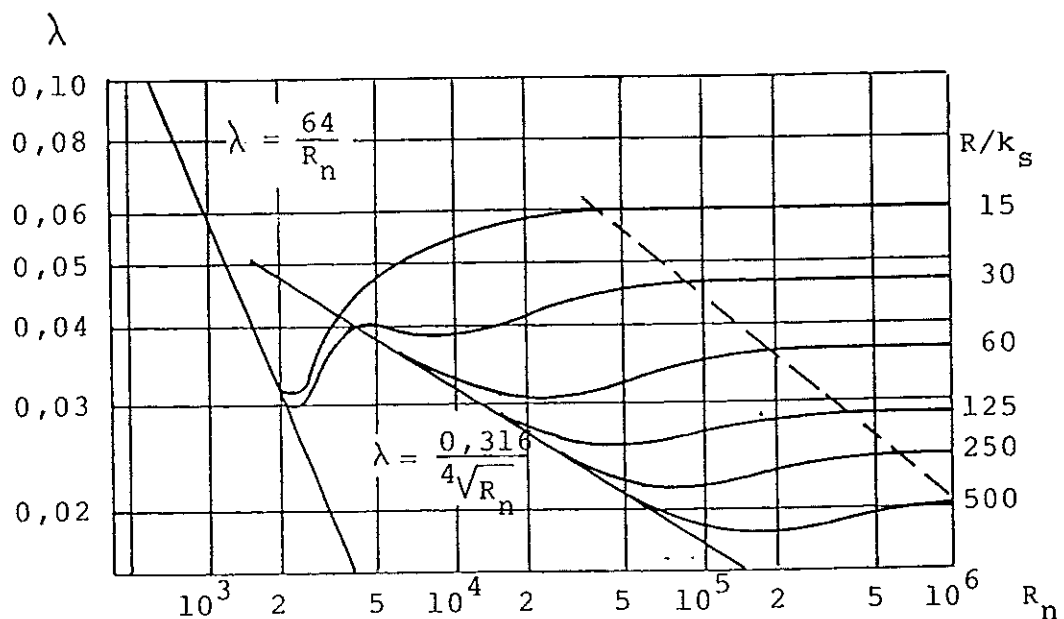


Fig. 30. Friktionstalet λ som funktion av R_n vid olika skrovlighet.

R/k_s , där R är rörets radie och k_s diametern av sandkornen i en beläggning som ger samma friktion som ytan ifråga. Motståndstalet för olika skrovlighet kan inte beräknas teoretiskt utan det bestäms experimentellt. I figur 30 visas friktionstalet λ som funktion av R_n för olika värden av R/k_s . Vid R_n som är högre än vad som motsvaras av den streckade linjen är λ beroende endast av R/k_s och ej av R_n . Man får

$$\lambda = \left(\frac{1}{2 \cdot \log \frac{R}{k_s} + 1,74} \right)^2$$

Tryckförlusterna i rörkrökar, ventiler o d kallas engångsförluster, och motståndstalet betecknas med ζ , alltså

$$\Delta p = \zeta \cdot 0,5 \cdot \rho \cdot v^2$$

Nedan anges några exempel på motståndstal.

ζ för en areaändring visas i figur 31. Hastigheten i minsta sektionen används i formeln.

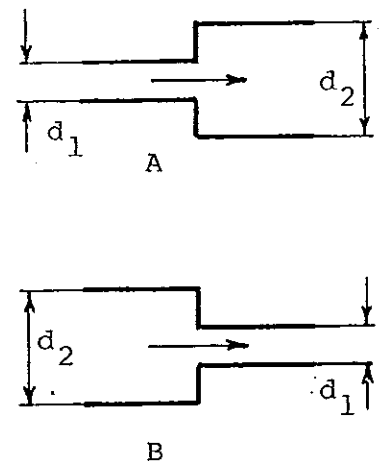
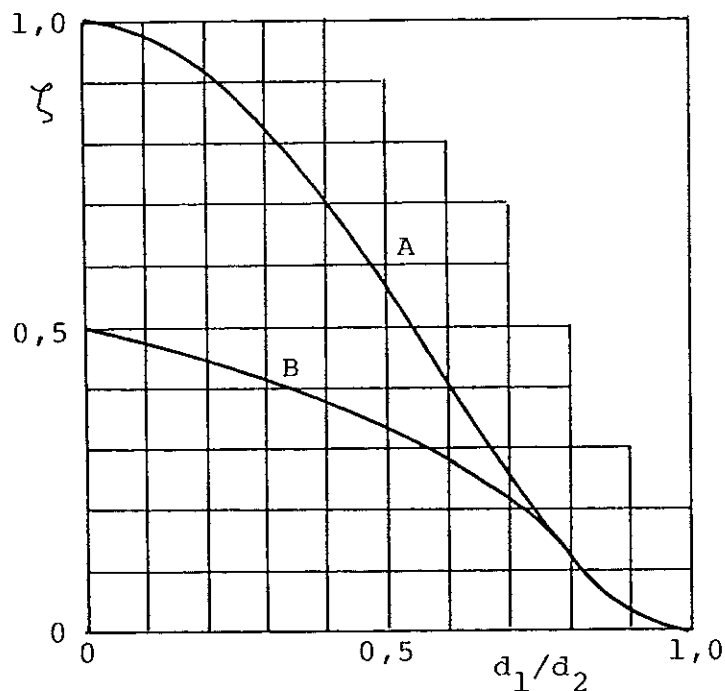


Fig. 31. Motståndstal vid plötslig areaändring.

Vid gradvis diameterökning i strömningsriktningen får halva öppningsvinkeln inte överstiga 8° om avlösning skall undvikas.

Inlopp, skarpkantat: $\zeta \approx 0,5$
 väl avrundat: $\zeta \approx 0,1$

Rörkrök, se figur 32.

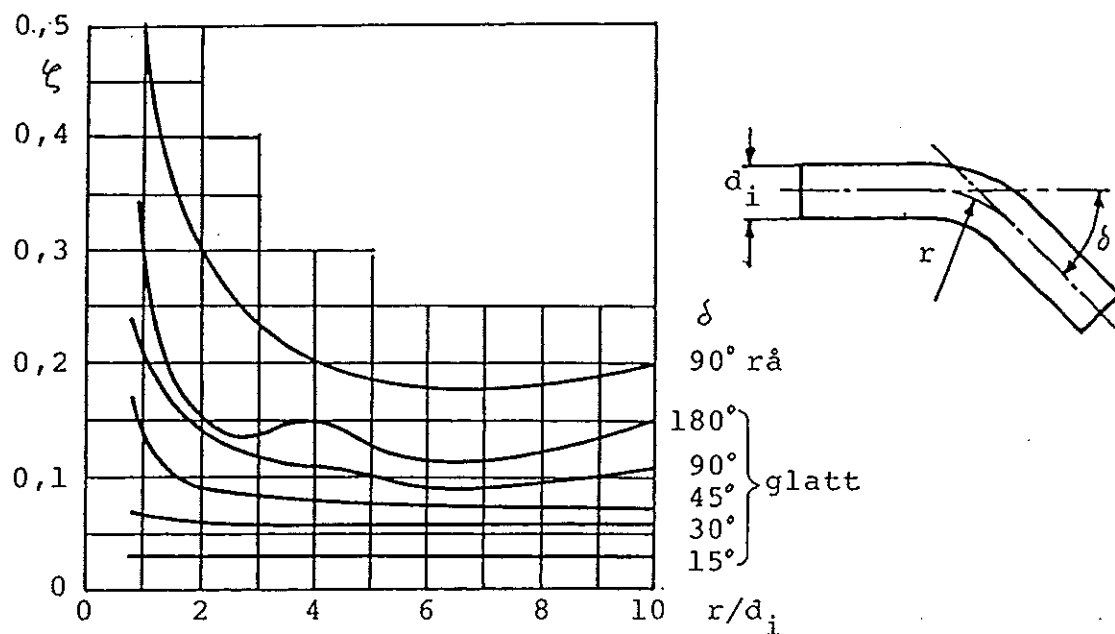


Fig. 32. Motståndstal för rörkrök.

Ventiler och kranar, beroende på utförande, se handböcker eller tillverkarkataloger.

6. KAVITATION

Ordet kavitation har bildats efter det latinska cavus, hålrum. Kavitation är ett fenomen som kan uppträda i vatten (eller någon annan vätska) som utsätts för en hastighetsökning eller genom vilket en kropp rör sig snabbt. Enligt Bernoullis lag (se sid. 6) medför hastighetsökningen ett tryckfall. Om begynnelsehastigheten kallas v_1 och den ökade hastigheten v_2 fås

$$p_1 + 0,5 \cdot \rho \cdot v_1^2 = p_2 + 0,5 \cdot \rho \cdot v_2^2$$

Tryckfallet blir

$$\Delta p = p_1 - p_2 = 0,5 \cdot \rho \cdot v_2^2 - 0,5 \cdot \rho \cdot v_1^2$$

Om man tänker sig ett tryckfall från atmosfärtryck, $p_1 = 98 \text{ kPa}$, till $p_2 = 0$ fås med utgångshastigheten $v_1 = 0$

$$0,5 \cdot \rho \cdot v_2^2 = p_1 \quad v_2 = \sqrt{\frac{p_1}{0,5 \cdot \rho}} = \sqrt{\frac{98}{0,5 \cdot 1,00}} = 14 \text{ m/s}$$

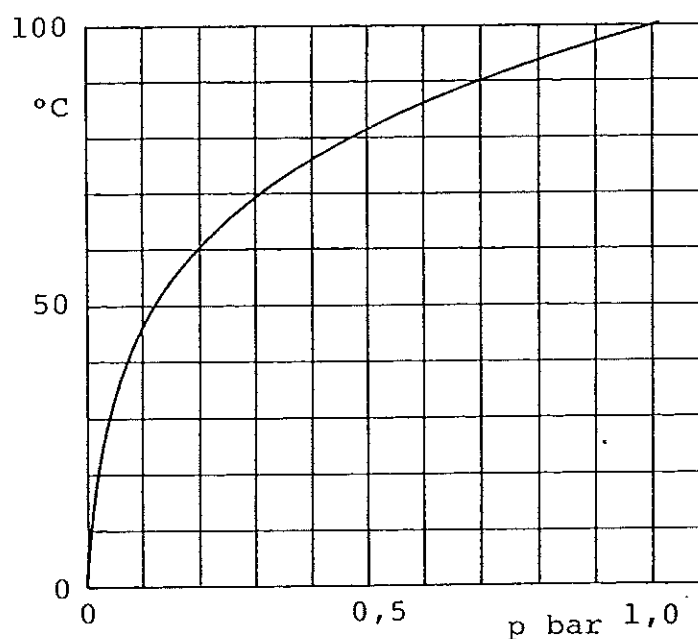


Fig. 33. Vattnets kokpunkt som funktion av trycket.

Vid en större hastighetsökning från $v_1 = 0$ skulle alltså trycket bli negativt. Detta är inte tänkbart, i stället börjar det bildas bubblor, hålrum fyllda med vattenånga. Vattnet kokar, och denna kallkokning kallas kavitation. Ovanstående beräkning gäller för en vattentemperatur nära noll. Vid högre temperatur inträffar kavitation vid en lägre hastighet, då trycket inte kan sänkas lägre än till mättad vattenångas tryck vid temperaturen ifråga.

Mättad vattenångas tryck ökar med temperaturen, vid 100° är trycket lika med 1 bar. Omvänt kan man säga att vattnets kokpunkt varierar med trycket. Vid det absoluta trycket 2 bar är kokpunkten 120° . Vid toppen av Mount Everest är atmosfärstrycket 267 mm kvicksilver eller 0,35 bar, och vatten kokar redan vid 74° . I figur 33 visas sambandet mellan absolut tryck och kokpunkt.

I figur 34 visas förloppet i ett rör med en förträngning. Om vattenhastigheten i röret är tillräckligt hög, blir trycksänkningen så stor att kokpunkten faller ända ner till vattnets temperatur, och vattnet börjar koka. Ångbubblorna förs med strömmen, och när röret vidgar sig igen minskar vattenhastigheten, trycket stiger och med detta kokpunkten och vattnet slutar koka, dvs bubblorna kollapsar. Bubblorna innehåller ingen eller mycket litet luft, i vattnet finns det nästan alltid löst luft som fälls ut vid det låga trycket.

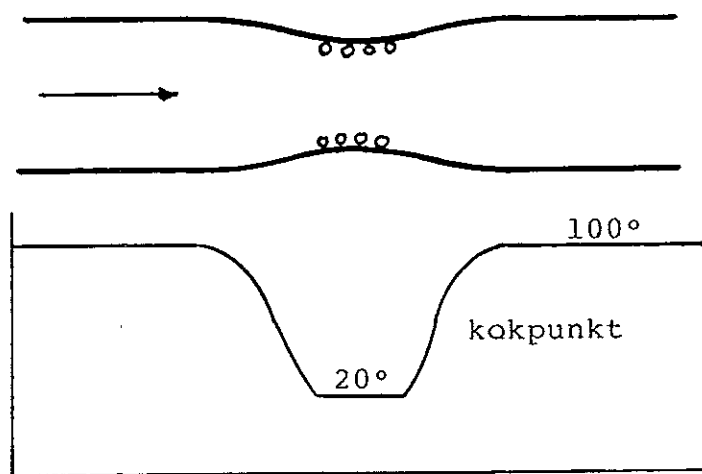


Fig. 34. Kavitation i rör med förträngning.

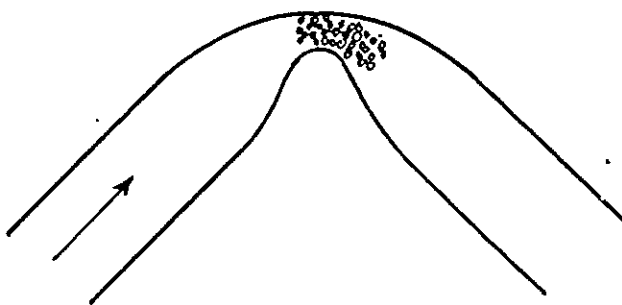


Fig. 35. Kavitation i böjd plastslang.

Man kan göra ett enkelt experiment: Man tar en genomskinlig plastslang av typ trädgårdsslang, kopplar den till en varmvattenkran och öppnar helt för denna. Därefter ger man slangen en knäck som visat i figur 35. I knäcken uppstår en vit, fräsande bubbla som inte följer med strömmen, och denna bubbla är kavitation.

När kavitationsbubblor imploderar uppstår lokalt ett mycket högt tryck av storleksordningen 1000 bar. Om kollapsen sker intill en yta, kan ytans material skadas av kavitationen efter kortare eller längre tid, s k kavitationsfrätor uppstår. Kavitationen är också hörbar som ett fräsande, knastrande eller smällande ljud.

Kavitation kan förekomma i rörledningar, ventiler och pumpar. Ju högre vattnets temperatur är desto mindre tryckfall behövs för att kokpunkten skall falla till den aktuella temperaturen, och risken för kavitation är större. En vanlig kuggfråga är: Kan man pumpa kokande vatten? Svaret är nej. Man frestas tro att det går om pumpen är nedsänkt. Men om vattnet vid pumpens inlopp verkligen är på kokpunkten innebär minsta hastighetsökning att vattnet kaviterar, och pumpen pumpar endast vattenånga.

Föremål som rör sig genom vattnet ger upphov till lokala hastighetsökningar på sin yta med åtföljande risk för kavitation. Detta gäller speciellt propellrar, men på snabba fartyg även axelbärare och roder.

7. STRÅLUTBREDNING

Förloppet av en vattenstråle i fritt vatten visas i figur 36. Begynnelsehastigheten v_0 förekommer i strålens kärna till ett avstånd av ca 6 diametrar från utloppet. Med ökande avstånd avtar såväl den maximala hastigheten som medelhastigheten i strålen, som breder ut sig med en öppningsvinkel på 2 gånger ca 11° . Samtidigt dras vatten med från sidorna. Denna medsläpning av vatten kan ge upphov till ett sug på den fasta väggen genom vilken strålen sprutas ut. Detta förklarar den så kallade handduscheffekten, dvs att reaktionskraften i en handdusch är större över än under vattnet. Själva strålens reaktionskraft är oberoende av om strålen sprutas ut över eller under vattnet.

Figur 37 visar hastigheterna i strålen i procent av utloppshastigheten.

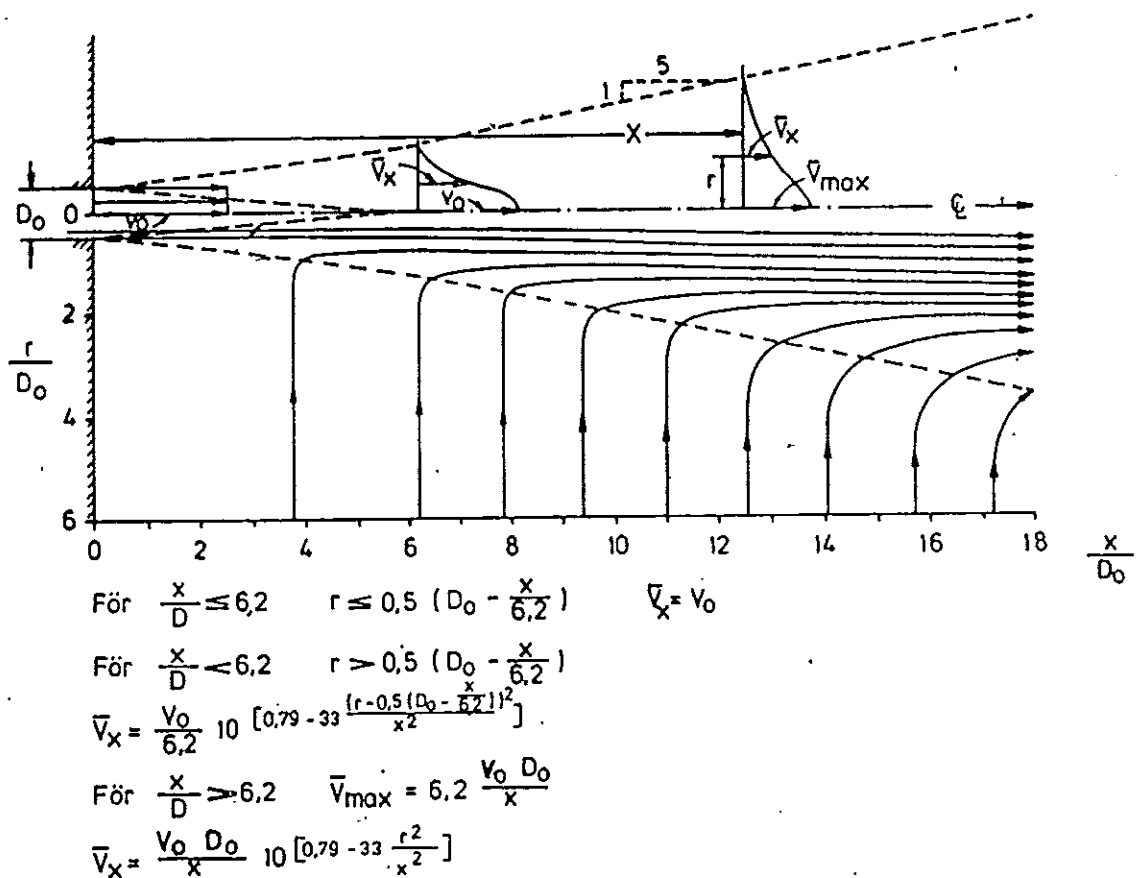


Fig. 36. Strålutbredning.

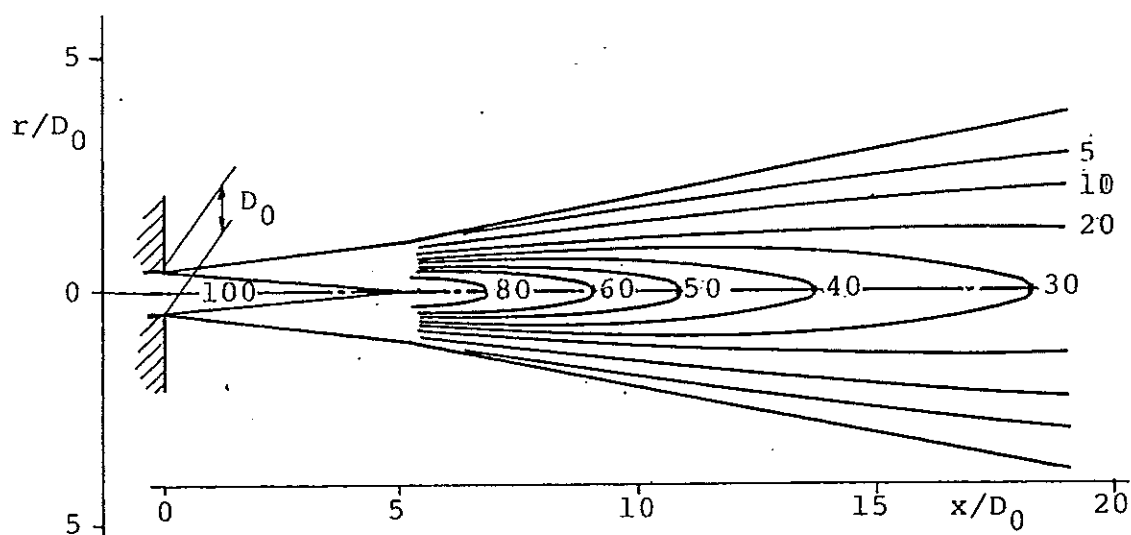


Fig. 37. Strålutbredning, hastigheter i %.

Om strålen mynnar ut i närheten av en vägg faller trycket mellan strålen och väggen, och undertrycket får strålen att böja av in mot väggen och sedan följa denna. Detta sker även om väggen böjer av från strålens riktning, se figur 38. Fenomenet kallas Coanda-effekten efter upptäckaren, den rumänske flygpionjären Henri Coanda. En förutsättning för Coanda-effekten är att strömningen längs väggen har tillräckligt energiinnehåll, annars sker det en avlösning där väggen böjer av.

Fluidistorns funktion är baserad på Coanda-effekten. Denna kan även ha icke önskad verkan, t. ex. på off-shore riggar försedda med roterbara thrustrar. En omlänkning av en thrusters slipström kring änden på en ponton kan medföra att den resulterande kraften får en helt annan riktning än thrusters tryckkraft.

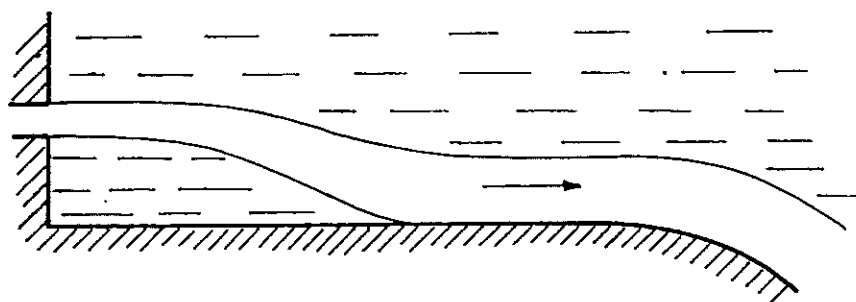


Fig. 38. Coanda-effekt.

Ett praktiskt exempel på Coanda-effekten visas i figur 39. Ett sfäriskt eller cylindriskt föremål, t. ex. en boll eller en skål, hålles under en vattenstråle. Vid litet vattenflöde, dvs låg hastighet och lågt energiinnehåll, avlöses strömningen vid föremålets lägsta punkt. När vattenhastigheten ökar följer vattnet ytan förbi denna punkt och kan omlänkas mer än 90° .

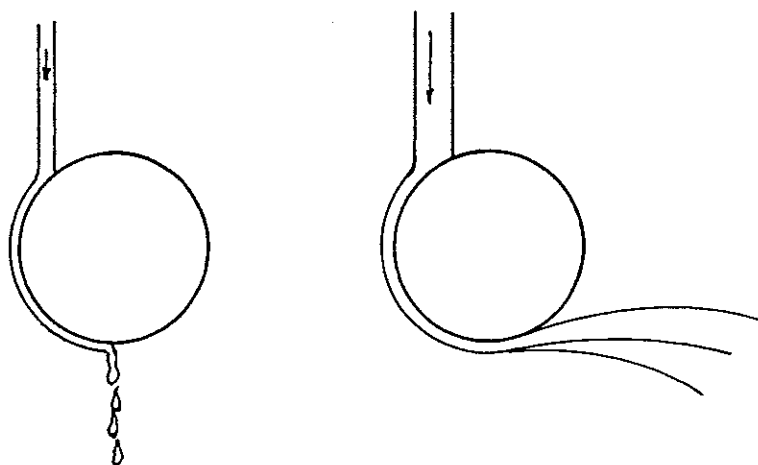


Fig. 39. Coanda-effekt, praktiskt exempel.

8. MÄTNING AV TRYCK OCH HASTIGHET

Trycket och strömningshastigheten i en vätska kan mätas på många olika sätt. Här behandlas endast givarna. Själva mätinstrumenten, digitala, analoga eller skrivande, faller utanför denna skrifts ramar.

När det är fråga om snabba tryckvariationer mäts trycket med en tryckgivare, i vilken ett membran påverkar en töjningsgivare. Dennas elektriska motstånd varierar med deformationen, och en viss pålagd spänning ger en strömstyrka som varierar med trycket. Givaren måste kalibreras mot ett känt tryck. En tryckgivare kan också fungera genom piezo-elektrisk verkan. Med en sådan givare kan man inte mäta konstant tryck, endast tryckvariationer.

Det statiska trycket i ett rör med strömning kan mätas genom att man borrar ett hål i väggen och via ett rör ansluter en manometer. Hålet bör vara så litet, ca 0,5 mm, att det inte påverkar strömningen. Om man vill mäta det statiska trycket i en godtycklig punkt i en strömmande vätska använder man en trycksond, figur 40. Den består av ett rör som orienteras parallellt med strömningen och som är försett med ett antal små hål i den cylindriska delen. Genom att det finns flera hål fördelade över rörets omkrets får man det statiska trycket som ett medelvärde även om sonden inte är riktad exakt parallellt med strömningsriktningen.

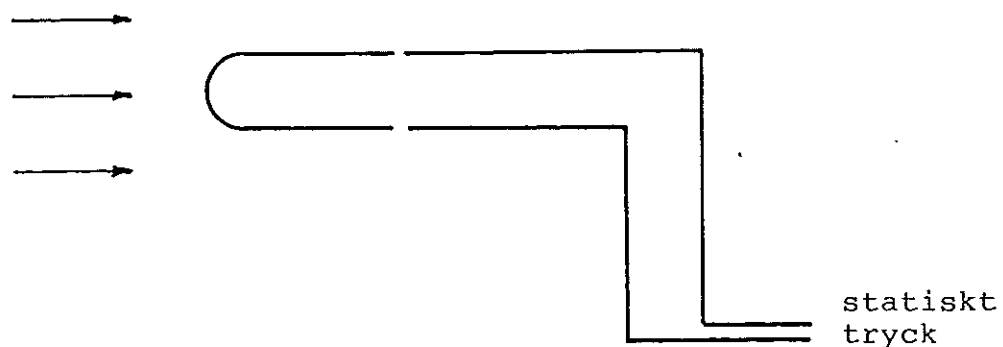


Fig. 40. Trycksond.

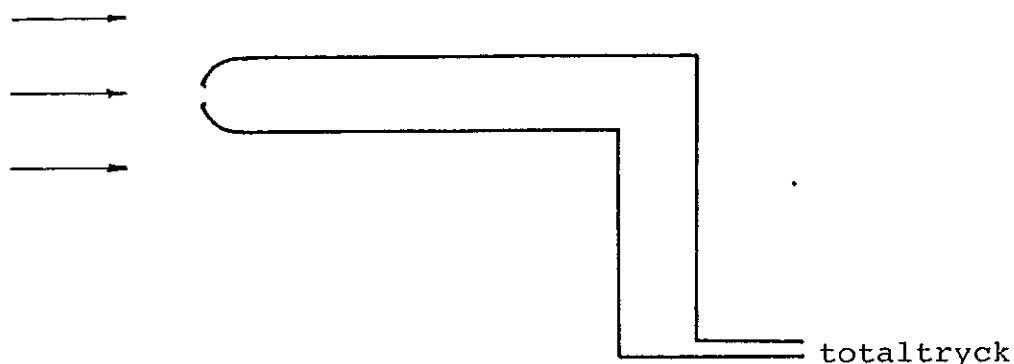


Fig. 41. Pitotrör.

Om man i stället förser rörets främre ände med ett hål mäter man totaltrycket, dvs det statiska trycket plus stagnationsstrycket. Hålet befinner sig ju vid en punkt där strömningen stagnerar, och det förekommer ingen strömning genom hålet. Mätanordningen kallas pitotrör, se figur 41.

Beteckningen pitotrör används ofta felaktigt på det så kallade prandtl-röret, som är en kombination av trycksond och pitotrör, se figur 42. Genom att subtrahera det statiska trycket från totaltrycket får man stagnationstrycket ur vilket man kan beräkna strömningshastigheten.

Som pitotröret riktas prandtl-röret parallellt med strömningen. Om man är intresserad av att veta, utöver strömningshastigheten, strömningens riktning använder man ett flerhåls prandtl-rör, se fig 43. I rörets ände finns förutom det centrala hålet fyra andra hål i den sfäriska ytan, och hålen an-

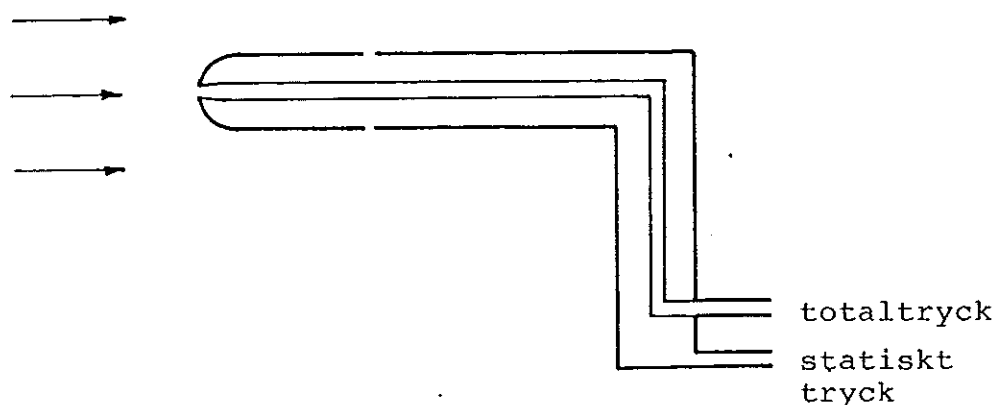


Fig. 42. Prandtl-rör.

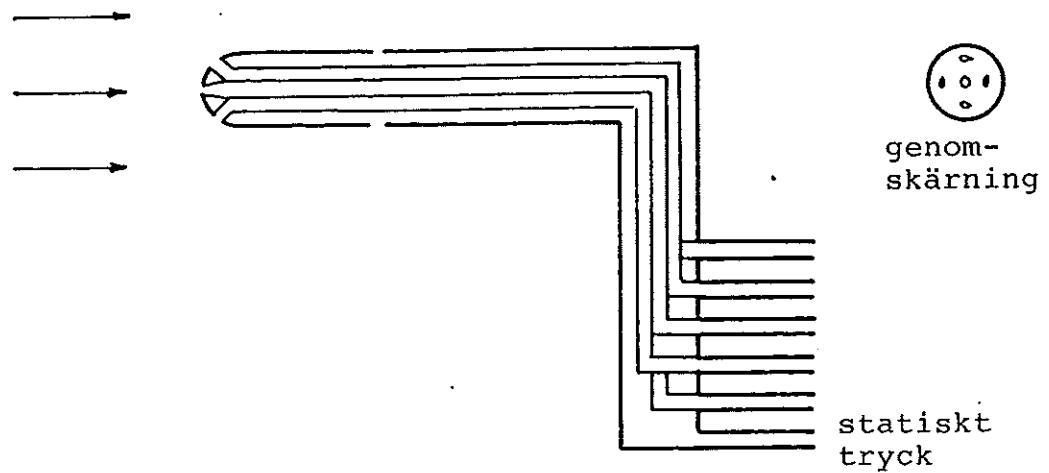


Fig. 43. Flerhåls prandtl-rör.

sluts till varsin manometer. Av tryckfördelningen kan man beräkna såväl hastigheten som dess riktning. Röret måste kalibreras.

Med pitotrör och prandtl-rör mäter man den lokala hastigheten. Medelhastigheten (och därmed flödet) kan mätas med en venturimeter, se figur 44. Venturimetern består av en rörlängd med en förträngning. Man mäter skillnaden i totalt tryck före (p_1) och i (p_2) förträngningen. Med tvärsnittsareorna A_1 och A_2 fås hastigheten före förträngningen

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(p_1 - p_2)}{\rho((A_1/A_2)^2 - 1)}}$$

Medelhastigheten kan också bestämmas med hjälp av en strypfläns, se figur 45. Reduktionen av arean ger en hastighetsökning och en trycksänkning, och det sker också en tryckminskning

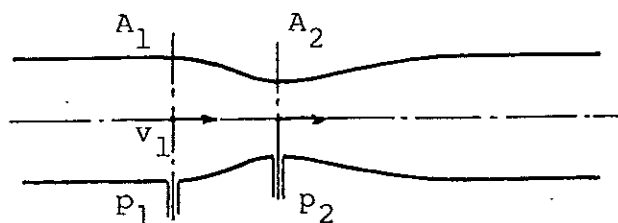


Fig. 44. Venturimeter.

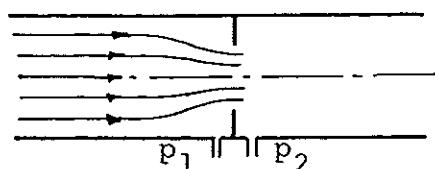


Fig. 45. Stryppfläns.

ning på grund av friktion. Tryckdifferensen $p_1 - p_2$ är en funktion av hastigheten i röret och kan användas för att bestämma medelhastigheten och massflödet. Stryppflänsen måste kalibreras.

Vid strömning i öppen ränna med måttlig hastighet, speciellt om det är fråga om orolig strömning som varierar med tiden, kan man använda flygelhjul, små propellerliknande hjul. Man kan mäta varvtalet direkt (som t. ex. på en båtlogg) eller räkna antalet varv över en viss tid, dividera med tiden och därigenom få medelvarvtalet, alltså medelhastigheten, över den mätta tidsperioden. Även flygelhjul måste kalibreras.

Slutligen skall nämnas laser-doppler-metoden. Två par laserstrålar riktas mot den punkt där man vill mäta strömningens hastighet och riktning. Laserljuset reflekteras av små bubblor eller orenheter i vattnet, och med hjälp av dopplerprincipen bestäms hastighetsvektorn.

9. VÅGRÖRELSE

De vågor som förekommer i vatten kan delas i fyra grupper, tryckvågor, kapillärsvågor, gravitationsvågor och gruntvatten-
vågor.

Tryckvågor förekommer under vattnet och är inte synliga. De är helt enkelt ljudvågor som rör sig med hastigheten 1440 m/s.

Kapillärsvågor är de små krusningar som dör bort så fort vinden upphör. De är huvudsakligen beroende av vattnets ytspänning, och de har den egenheten att utbredningshastigheten avtar med ökande våglängd.

Gravitationsvågor eller tyngdvågor är den vanliga sortens vågor som förekommer som sjöhävning eller ett fartygs svallvågor. De uppstår i gränsskiktet mellan två medier med olika densitet. Varje vattenpartikel rör sig i en cirkelbana, framåt i vågtoppen, bakåt i vågdalen, se figur 46. Det är alltså ingen generell vattentransport i vågens rörelseriktning. Pojken som kastar sten i vattnet bortom sin leksaksbåt, som har slitit sig, för att driva den tillbaka mot land anstränger sig alltså förgäves, båten rör sig bara en aning fram och tillbaka i vågskvalpet.

För tyngdvågor råder ett enkelt samband mellan våglängden λ och våghastigheten c :

$$c = \sqrt{\frac{g}{2\pi}} \lambda = 1,25 \sqrt{\lambda}$$

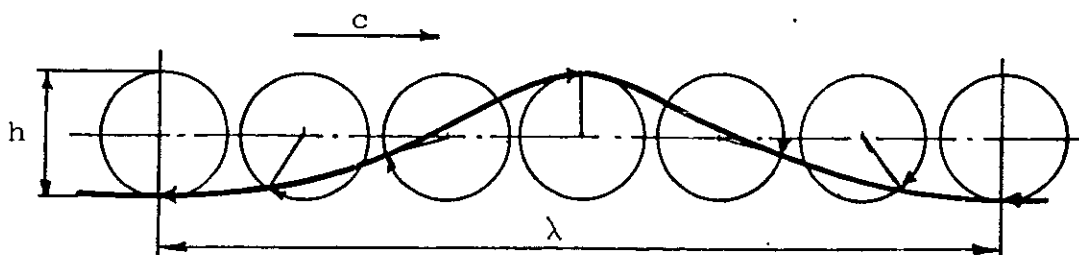


Fig. 46. Vågrörelse.

Våglängden kan uttryckas med vågperioden, tiden mellan två vågpasager:

$$\lambda = 1,56 t^2$$

Våghöjden är inte lika för alla vågor i ett vågsystem. Man skiljer på medelhöjden, den karakteristiska höjden som är medelhöjden av den högsta tredjedelen, och maximala höjden - outsize-vågen - som är den högsta av 1000 vågor. Om man betraktar ett vågsystem är det vågorna med den karakteristiska höjden man lägger märke till. De förekommer i grupper, och en grupp rör sig framåt med halva våghastigheten. Om man med blicken följer en våg som finns längst bak i en grupp ser man att den successivt rör sig fram genom gruppen. Vid gruppens mitt uppnår den maximal höjd för att därefter avta i storlek och försvinna vid gruppens främre del. Vågenergin består av rörelseenergi och lägesenergi. Mellan två grupper är vattnet lugnt, och det sker alltså ingen transport av energi mellan grupperna. Följaktligen måste vågenergin vandra fram med gruppens hastighet.

För våghöjden gäller följande ungefärliga värden:

Medelvåg	$h = \frac{\lambda}{20}$
----------	--------------------------

Karakteristisk våg	$h = \frac{\lambda}{12}$
--------------------	--------------------------

Maximal våg	$h = \frac{\lambda}{7}$
-------------	-------------------------

Våglängden beror på vindstyrkan, löpsträckan och hur länge det har blåst. En typisk våglängd för Östersjön vid en vindstyrka på 12-15 m/s är ca 45 m. En typisk atlantvåg har längden ca 120 m och en period på 9 sekunder.

Vattenpartiklarnas rörelse i en tyngdvåg sträcker sig ned till ett djup som är ungefär lika med våglängden, med en amplitud som avtar med djupet. Om vattendjupet är mindre än våglängden bromsas vågen upp, hastigheten avtar och våglängden förkortas, sjön blir krabb. När djupet är litet i förhållande till våglängden har man en gruntvatten- eller kanal-

våg, i vilken alla vattenpartiklar från ytan till botten rör sig framåt med samma hastighet. Tidvattenvågor och tsunamis, jordbävningsvågor, hör till denna typ. Våglängden kan vara flera hundra kilometer, och våghöjden är så liten att den inte märks på ett fartyg ute till sjös.

Tyngdvågor uppstår som nämnts i gränsytan mellan två medier med olika densitet, t. ex. även i flodmynningar mellan sötvattnet i ytan och saltvattnet längre ner. På grund av den lilla skillnaden i densitet kan vågorna bli av mycket stora dimensioner. Fartyg som rör sig i ett sådant område frambringar inte bara vågor på ytan utan även i gränsskiktet, och framdrivningsmotståndet ökar, man säger att fartyget kommer in i dödvatten. Fenomenet kan iakttas utanför vissa norska fjordmynningar.

10. NOMENKLATUR

Symbol	Enhet	Beteckning
A	m^2	Area, allmänt
AR	-	Sidoförhållande av rektangulär yta (aspect ratio)
b	m	Spännvidd
c	m	Kordalängd av profil
c	$m s^{-1}$	Våghastighet
C_D	-	Motståndskoefficient
C_F	-	Friktionskoefficient
C_L	-	Lyftkraftkoefficient
d, D	m	Diameter
D	N	Motstånd (av nedsänkt kropp)
E	Nm	Energi
f_M	m, mm	Profilvälvning
F	N, kN	Kraft
g	$m s^{-2}$	Tyngdens acceleration
h	m	Djup, allmänt
h	m	Våghöjd
k	-	Formfaktor (vid friktion)
k_S	m	Ytråhet, ekvivalent sandskrovlighet
l	m	Längd
L	m	Längd, speciellt av fartyg
L	N, kN	Lyftkraft
m	kg	Massa
p	Pa, bar	Tryck
q	Pa	Stagnationstryck
r, R	m	Radie
R	N, kN	Motstånd, speciellt av fartyg
R_n	-	Reynolds tal

Symbol	Enhet	Beteckning
S	m	Omkrets
S	m^2	Våt yta
t	m, mm	Tjocklek
t	s	Tid
v	$m\ s^{-1}$	Hastighet
V	m^3	Volym
α	°	Anfallsvinkel
Γ	$m^2\ s^{-1}$	Cirkulation
δ	m	Tjocklek av gränsskikt
ζ	-	Motståndstal för rördelar
λ	-	Motståndstal för rör
λ	m	Våglängd
μ	$kg\ s^{-1}\ m^{-1}$	Dynamisk viskositet
ν	$m^2\ s^{-1}$	Kinematisk viskositet
ρ	$kg\ m^{-3}$	Densitet
ω	s^{-1}	Vinkelhastighet

11. REFERENSER

1. Appelquist, Bo; Lloyd, Dan: Grundläggande teknisk strömningslära. Ingenjörsförlaget AB, Stockholm 1972.
2. Hoerner, Sighard F.: Fluid-Dynamic Drag. Utgiven av författaren (nu avliden) 1958.
3. Dyne, Gilbert: Hydrodynamik för undervattenstekniker. Chalmers Tekniska Högskola, Institutionen för Marin Teknik, avd. för hydromekanik, 1989.
4. Johansen, E. S.: Vædskers Bevægelse. Jul. Gjellerups Forlag, København 1943.
5. Tornblad, Jan: Fartygspropellrar och fartygs framdrift. Marinlaboratoriet, KaMeWa AB 1991.

12. SAKREGISTER

	Sidan
Angreppspunkt	23
Avlösning	12
Bernoullis ekvation	5
Cirkulation	24
Coanda-effekt	38
Flygelhjul	43
Friktion	9
Gränsskikt	12
Hydrostatik	4
Kårmåns virvelgata	28
Kavitation	34
Kompressibilitet, vatten	4
Laminär strömning	11
Laser-doppler-mätning	43
Lyftkraft, dynamisk	20
Lyftkraft, statisk	4
Magnus-effekt	27
Motstånd	13
Motstånd, inducerat	25
Motstånd, friktions-	14
Motstånd, kroppars	16
Motstånd, tryck-	14
Motståndstal för rör	30
Motståndstal för rördelar	30
Mätning av tryck	40
Mätning av hastighet	41
Pitotrör	41
Potentialströmning	5

	Sidan
Potentialströmning	5
Prandtl-rör	41
Reaktionskraft	7
Reynolds tal	10
Sandråhet, ekvivalent	16
Strypfläns	42
Strålutbredning	37
Strömning i rör	30
Strömning med friktion	9
Trycksond	40
Turbulent strömning	11
Tvärkraft, hydrodynamisk	27
Venturimeter	42
Virvel	23
Virvelgata	28
Viskositet	9
Viskositet, dynamisk	10
Viskositet, kinematisk	10
Vågrörelse	44
Ytråhet	16

