

III.1.

Vetitë e lëngjeve dhe gazeve, përciellja e forcës në fluide

Lëngjet dhe gazet dallohen nga trupat e ngurtë, me atë se ato mund të rrjedhin. **Substancat që mund të rrjedhin quhen fluide.**

Lëngjet dhe gazrat kanë shumë veti të ngjashme, prandaj në disa raste vetitë e tyre mund të studiohen së bashku. Kështu do të vepohet kur do të mësohen ligjet e lëvizjes (*rrjedhjes*) së fluideve, gjat transmetimit të veprimit të forcave të jashtme nëpër to.

Mirëpo në gjendje të qetësisë lëngjet dukshëm dallojnë nga gazrat. Kështu p.sh: gazrat kanë veti që ta mbushin tërë vëllimin që u jepet në dispozicion, të cilët kanë dendësi të vogël dhe lehtë komprimohen.

Në dallim prej gazrave, lëngjet kanë vëllim të caktuar, rëndë komprimohen dhe dendësia e tyre është dukshëm e madhe për dallim nga dendësia e gazrave. Nëse ena është e hapur, lëngjet formojnë sipërfaqe të lirë.

Tek lëngjet për shkak të lëvizshmërisë së tyre të lehtë nën veprimin e forcave tangjenciale, shkaktohet lëvizja e lëngut dhe ajo e ndërron formën e vet pa bërë ndonjë rezistencë. Kështu që, nëse sipërfaqja e lirë e lëngut vendoset nën ndonjë kënd në krahasim me rrafshin horizontal, shtresat e lëngut nën veprimin e forcës së rëndimit do të fillojnë të rrëshqasin tatëpjetë, si nëpër rrafsh të pjerët derisa sipërfaqja e lëngut nuk do të vendoset horizontalisht, gjegjësisht normal me forcën e rëndimit.

Për këtë shkak, **fluidet për dallim nga trupat e ngurtë nuk kanë elasticitet të formës dhe se ajo lehtë mund të ndryshohet pa u hasur ndonjë rezistencë.**

Kjo do të thotë se, tek këto nuk mund të ekzistojë tension mekanik i ngjeshjes. Mund të thuhet se, **fluidet janë substanca gjat së cilave moduli i ngjeshjes, praktikisht është i barabartë me zero.**

Si rezultat i kësaj, **fluidet nuk kanë formë të caktuar, por ato e marrin formën e enës në të cilën gjenden.** (lëngu në sasi të vogël përfaqëson formë sferike, shkak për këtë janë forcat molekulare që veprojnë në sipërfaqen e lirë të lëngut)

Kur fluidi është në qetësi, ai vjen në atë pozitë që në të mos ekzistojë tensioni mekanik i ngjeshjes, prandaj **çdo herë sipërfaqja e lirë e lëngut vihet normal (pingul) në forcën e cila vepron në të.** Nëse në lëngun i cili gjendet në enë të gjerë vepron vetën forca e rëndimit, atëherë sipërfaqja e lirë e lëngut do të marrë pozitë horizontale, d.m.th. vihet normal në forcën e rëndimit (fig.1).

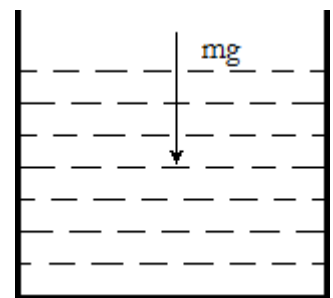


Fig.1.

Nëse ena së bashku me lëngun vihen në rrotullim rreth boshtit vertikal **OZ**, njëkohësisht në lëng veprojnë dy forca: **forca e rëndimit** ($\square\square = \square\square\square$) dhe **forca centrifugale** ($\square\square$), e cila vepron në kahje të rrezes (fig.2).

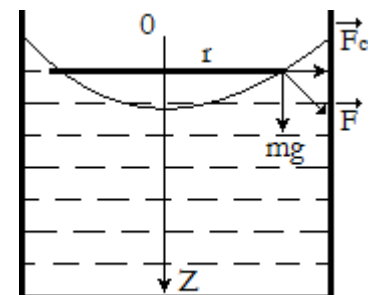


Fig.2.

Sipërfaqja e lirë e lëngut në çdo vend do të vendoset normal në forcën rezultuese $\square\square$ të atyre dy forcave. Për këtë shkak sipërfaqja e lirë e lëngut formon sipërfaqe të lakuar e cila quhet **paraboloid rrotullues.**

Nëse në vëllimin e caktuar të ndonjë lëngu tentohet që të zvogëlohet vëllimi, do të shihet se ajo do të jetë shumë vështirë. Duhet të vepohet me forca të jashtme shumë të mëdha që të mund të zvogëlohet vëllimi i lëngut.

Mirëpo pasi të ndërpritet veprimi i forcave të jashtme, lëngu përsëri do të marrë vëllimin e mëparshëm. Vetitë të ngjashme kanë edhe gazrat.

Edhe ato pas ndërprerjes së veprimit të forcave të jashtme e marrin vëllimin e mëparshëm. Kjo do të thotë se, **tek fluidet ekziston elasticiteti vëllimor**. Në çdo ndryshim të vëllimit në to krijohet forcë elastike nën veprimin e së cilës kthehet vëllimi i mëparshëm.

Vetitë e përshkruara të fluideve paraqiten si pasojë e ndërtimit të tyre molekular dhe veprimit të forcave ndërmolekulare. Tek gazrat, kur gjenden nën shtypje normale, molekulat gjenden në largësi të madhe dhe praktikisht nuk veprojnë forcat tërheqëse ndërmolekulare.

Molekulat tek gazrat janë të lira dhe kryejnë lëvizje kaotike termike, gjat kësaj lëvizje ato ndeshen me muret e enës me çka sqarohet shtypja e gazit në muret e enës.

Tek lëngjet molekulat janë të rradhitura më dendur se sa tek gazrat, prandaj këtu veprojnë forcat ndërmolekulare që është shkak për ngjeshjen e vogël në to. Edhe zvogëlimi i vogël i largësisë ndërmjet molekulave shkakton dukuri të paraqitjes së forcave ndërmolekulare të fuqishme dëbuese, të cilat u kundërvihen forcave të jashtme që tentojnë të komprimojnë lëngun.

Molekulat e lëngjeve, ngjashëm si grimcat e trupave të ngurtë, oscilojnë (lëkunden) rreth pozitave të tyre momentale të baraspeshimit.

Mirëpo për dallim nga trupat e ngurtë, ku pozitat baraspeshuese të grimcave janë konstante, tek lëngjet këto pozita baraspeshuese nuk janë konstante. Pas kalimit të një kohe të caktuar e quajtur **koha e relaksimit të molekulave**, ato zhvendosen në largësi të rendit $10^{-8} m$ në pozitë të re të baraspeshimit.

Që të mundet molekula ta bëjë këtë, duhet të ndërpritet lidhja me molekulat fqinje, e për këtë është e nevojshme që molekula të ketë ndonjë energji të caktuar, e cila quhet **energji e aktivizimit**.

Sa më e madhe është energjia e aktivizimit, aq më e vogël është mundësia që molekulat e lëngut të kalojnë nga një pozitë baraspeshuese në tjetrën, ndërsa në këtë rast lëvizshmëria e tyre është më e vogël.

Me zmadhimin e temperaturës zmadhohet energjia kinetike mesatare e molekulave, dhe me këtë zmadhohet edhe mundësia që molekulat të mund të kalojnë prej një pozite baraspeshuese në tjetrën, me çka zmadhohet edhe lëvizshmëria e tyre, me këtë zmadhohet edhe lëvizshmëria e vet lëngut, gjegjësisht ai **më lehtë rrjedh**.

Tek fluidet shtresa të caktuara respektivisht molekulat e tyre, mundën lirisht të zhvendosen në të gjitha kahjet e mundshme.

Lëvizshmëria e molekulave është shkak që veprimi i shtypjeve të jashtme nëpër fluide të përcillet në të gjitha kahjet e mundshme.

Në *fig.3* është paraqitur ena në të cilën gjendet ndonjë fluid. Ena është e mbyllur me piston që mund të zhvendoset. Me ngjyrë hiri, sistematikisht janë treguar molekulat e fluidit. Ato janë të renditura njëllor në tërë vëllimin e enës. Nëse me forcën □ vepkohet në piston, atëherë molekulat që gjenden në afërsi të sipërfaqes së pistonit do të jenë më dendur të rradhitura, se sa para se të veprohte forca.

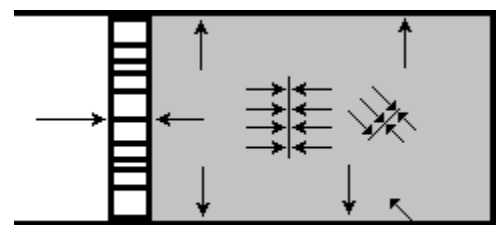


Fig.3.

Në këtë rast fluidi është në gjendje të komprimuar. Meqë fluidet posedojnë vëllim elastik, kur gjenden në gjendje të komprimuar në to paraqiten forca elastike të cilat tentojnë që t'i kthejnë molekulat në largësi baraspeshuese të mëparshme.

Këto forca elastike vëllimore të cilat paraqiten në fluidet e komprimuara janë të njohura si forca të shtypjes.

Në qoftë se fluidi është më tepër i komprimuar, aq më tepër forcat e shtypjes janë më të mëdha.

Shkaku i paraqitjes së forcave të shtypjes është dendësia e zmadhuar e rradhitjes së molekulave në fluide ose zvogëlimi i largësisë ndërmolekulare. Për këtë shkak të lëvizshmërisë së lehtë të molekulave, ato rradhiten njëtrajtësisht në tërë vëllimin e fluidit, prandaj edhe forca e shtypjes në fluid është e njëjtë në çdo pikë.

Tek fluidet kur ato janë në qetësi, shtresat fqinje të fluidit bashkëveprojnë me forca normale (*pingule*) të shtypjes. Elementi vëllimor ΔV nga fluidi i kufizuar me sipërfaqe konture (*rrethore*) vepron me fluidin nga rrethi i saj.

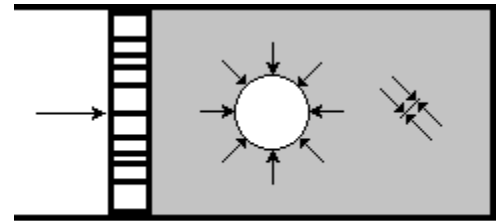


Fig. 4.

Gjat kësaj forcat e bashkëveprimit (*forcat e shtypjes*) rrinë normal në çdo element të konturës (*fig.4*). **Forca e shtypjes vepron normalisht (pingul) në cilëndo qoftë sipërfaqe S të futur në fluid, respektivisht në muret e enës** (*fig.4*).

Që forca e shtypjes në fluid që e krijon veprimi i forcës së jashtme vepron me intensitet të njëjtë çdo kund në fluid, e tregon edhe prova në *fig.5*.

Kur lëngu në enë do t'i nënshtrohet veprimit të forcës së jashtme \square , forca e shtypjes që në ndërkohë krijohet, vepron njëllor në të gjitha kahjet e fluidit dhe prandaj nga të gjitha hapjet e enës dalin currilë identik të ujit.

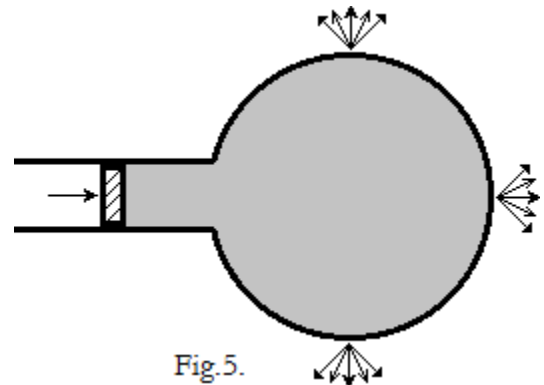


Fig.5.

Sipas kësaj, veprimi i forcës së jashtme nëpër fluid përcillet në të gjitha kahjet njëllor.

III.2.

Shtypja hidrostatike

Forca e shtypjes me të cilën fluidi vepron në muret e enës në të cilën gjendet, ose në cilëndo sipërfaqe të fluidit, është njëllor e rradhitur nëpër tërë sipërfaqen me të cilën fluidi preket.

Prandaj edhe forca e shtypjes nuk varet vetëm nga shkalla e komprimimit të fluidit, por varet edhe nga madhësia e asaj sipërfaqeje. Që të caktohet forca e shtypjes pavarësisht nga madhësia e sipërfaqes në të cilën ajo vepron, futet madhësia fizike që quhet *shtypje*.

Shtypja definohet me raportin ndërmjet madhësisë së forcës së shtypjes F e cila vepron normalisht në sipërfaqen dhe syprinën e asaj sipërfaqeje S në të cilën ajo forcë vepron:

$$p = \frac{F}{S} \dots \dots (1)$$

Duke përdorur barazimin (1), mund të caktohet njësia për shtypjen në SI. **Njësia për shtypjen në SI është Paskali (Pa)**. Nëse në barazimin (1) zëvendësohet $F = 1N$, kurse $S = 1m^2$, do të fitohet:

$$1 Pa = \frac{1 N}{1 m^2}$$

që d.t.th. se, **shtypja është 1Pa nëse forca prej 1N vepron njëtrajtësisht normal në sipërfaqen e syprinës prej 1m².**

Mbi grimcat e lëngjeve që gjendet në fundin e enës me peshën e vet, do të veprojnë të gjithë shtresat e më sipërme dhe prandaj këtu shtypja do të jetë më e madhe.

Shtypja që paraqitet në lëngje si rezultat i peshës së vet lëngut, quhet shtypje hidrostatike.

Në të gjitha pikat e një sipërfaqeje horizontale, shtypja hidrostatike është e barabartë. *Sipërfaqet ku shtypja hidrostatike është e barabartë, quhet sipërfaqe nivelore.*

Ta llogarisim shtypjen që vepron në fundin e enës në të cilën ka lëng, nëse shtypja në sipërfaqen e lirë të lëngut është e barabartë me zero. Syprinën në fundin e enës e shënojmë me S . Forca që vepron në fundin e enës është presha e lëngurt $p = mg$.

Sipas përcaktimit të shtypjes nga formula (1), vijon se:

$$p = \frac{m}{S} = \frac{mg}{S}$$

Për shak se $m = \rho V$, ndërsa vëllimi i lëngut $V = S \cdot h$, shtypja që vepron në fundin e enës, lartësia e shtyllës së lëngut të së cilës është h është (fig.3):

$$p = \frac{\rho \cdot S \cdot h \cdot g}{S} = \rho \cdot h \cdot g \dots \dots (2)$$

Nga barazimi (2), vijon se, *shtypja hidrostatike në një pikë të lëngut që gjendet në thellësi h nga sipërfaqja e lirë, është në proporcion të drejtë me lartësinë e shtypjes së lëngut, të matur nga ajo pikë e deri në sipërfaqen e lirë, dhe nga dendësia e lëngut.*

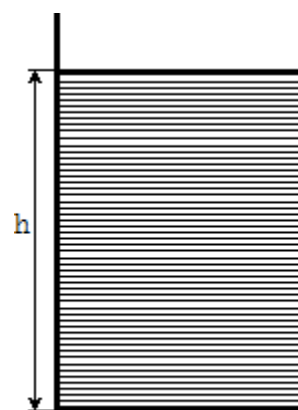


Fig.3.

Nëse shtypja e sipërfaqes së lirë nuk është e barabartë me zero, atëherë barazimi (2) e jep dallimin ndërmjet shtypjes së lëngut në thellësi h dhe sipërfaqes së lirë.

Barazimi (2) tregon se shtypja hidrostatike në ndënjë thellësi nuk varet nga forma e enës, gjegjësisht nga vëllimi i lëngut në enë, por varet vetëm nga thellësia. Për këtë shkak, forca me të cilën lëngu vepron në fundin e enës nuk varet nga sasia e lëngut, por vetëm nga lartësia e shtyllës së lëngut dhe nga sipërfaqja e fundit të enës.

Kjo dukuri është e njohur si *paradoksi hidrostatik*, meqë duket e pamundur.

Paradoksi hidrostatik mund të tregohet me mjete të paraqitura në fig.4. Kjo është e përbërë nga tre gypa të qelqit me forma të ndryshme (a, b, dhe c), që mund të vendosen në unazën metalike M.

Me ndihmën e pllakës K, që është e fiksuar nga njëra anë e llozit L, unaza mund të mbyllet me ndihmën e peshores T që është e varur në skajin tjetër të llozit.

Secila enë veçmas vendoset në unazën metalike dhe mbushet me ujë derisa pllaka K nuk do të ndahet nga unaza. Në ndërkohë konstatohet se në të gjithë rastet largësia e shtyllës së lëngut nga i cili ndahet pllaka K prej unazës është e barabartë. Kjo d.t.th: se forca e cila vepron në pllakën K, gjegjësisht në fundin e enës, në të tri rastet është e njëjtë edhe pse në enë kemi të vendosur sai të

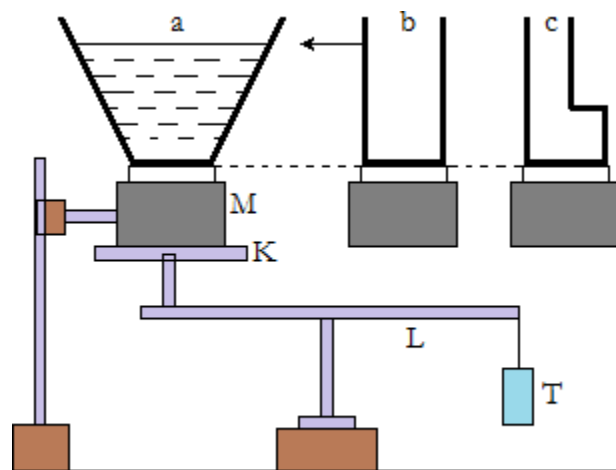


Fig.4.

ndryshme uji.

III.3.

Shtyrja, forca e Arkimit

Gjat zhytjes së trupit të ngurtë në lëng, në sipërfaqen e tij vepron forca e shtypjes. Meqë shtypja hidrostатike zmadhohet me zmadhimin e thellësisë, forca e shtypjes që vepron në sipërfaqen e poshtme të trupit e cila është e kahëzuar kah lartë, është më e madhe se forca e cila vepron në sipërfaqen e sipërme të trupit e cila është e kahëzuar kah poshtë.

Prandaj rezultanta e këtyre dy forcave do të jetë e kahëzuar kah lartë.

Forca me të cilën fluidi vepron në trupin e zhytur duke tentuar ta nxjerrë trupin prej tij, quhet forca e Arkimit ose shtyrje.

Madhësia e forcës së Arkimit mund të caktohet në mënyrën që vijon: Në enë me ujë është zhytur trup në formë cilindrike me lartësi h dhe sipërfaqe të prerjes tërthore S . Cilindri qëndron vertikalisht në lëng (fig.1). në cilindër veprojnë forcat e shtypjes.

Forcat anësore që veprojnë në cilindër baraspeshohen, pasi në nivel sipërfaqësor shtypja hidrostатike është e njëjtë, prandaj edhe forcat e shtypjes që veprojnë në cilindër janë të njëjta dhe do të baraspeshohen.

Mbetet vetëm veprimi i forcave F_1 dhe F_2 (fig.1). Forca e Arkimit me të cilën lëngu vepron në trup është e barabartë me ndryshimin e këtyre dy forcave:

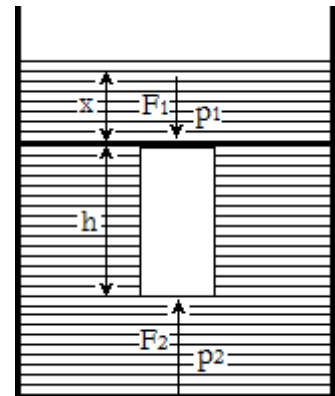


Fig.1.

$$F_A = F_2 - F_1 \dots \dots (1)$$

Nëse madhësia e shtypjes hidrostатike në thellësinë x është p_1 (thellësia në të cilën gjendet sipërfaqja e sipërme e cilindrit), ndërsa në thellësinë $x+h$ është p_2 (thellësia në të cilën gjendet sipërfaqja e poshtme e cilindrit), atëherë për forcat F_1 dhe F_2 vijnë barazimet:

$$F_1 = p_1 \cdot S; \quad F_2 = p_2 \cdot S \dots \dots (2)$$

Sipas ligjit për shtypje hidrostатike, për p_1 dhe p_2 , vijnë shprehjet:

$$p_1 = \rho \cdot g \cdot x; \quad p_2 = \rho \cdot g \cdot (x + h) \dots \dots (3)$$

Nëse shprehjet e fituara për p_1 dhe p_2 të dhëna në barazimin (3), zëvendësohen në barazimin (2), atëherë për F_1 dhe F_2 , do të fitohet:

$$F_1 = \rho \cdot g \cdot x \cdot S; \quad F_2 = \rho \cdot g \cdot (x + h) \cdot S \dots \dots (4)$$

Nëse shprehjet e fituara për F_1 dhe F_2 zëvendësohen në barazimin (1), për madhësinë e forcës së Arkimit do të fitohet:

$$F_A = \rho \cdot g \cdot h \cdot S$$

Meqë $V = h \cdot S$, ku V është vëllimi i cilindrit të zhytur në lëng, për forcën e Arkimit (forcën e shtyrjes), do të fitohet:

$$F_A = \rho \cdot g \cdot V \dots \dots (5)$$

Nga barazimi (5) vijon se, **shtypja e shtyrjes është e barabartë me peshën e lëngut vëllimi i të cilit është i barabartë me vëllimin e trupit të zhytur**, gjegjësisht siç është e zakonshme të thuhet, **me peshën e lëngut të zhvendosur**.

Kjo ligjëshmëri është themeluar nga Arkimedi dhe për nder të tij ligji i shprehur në barazimin (5) është i njehur si **ligji i Arkimit**.

III.4.

Lëvizja e fluideve. Barazimi për kontinuitet

Lëvizja e fluideve dallohet nga lëvizja e trupave të ngurtë. Gjat lëvizjes së trupave të ngurtë nuk ndodh ndonjë ndryshim në formën dhe vëllimin e tyre.

Grimcat e fluidit krahas lëvizjes translative mund të kryejnë edhe lëvizje rrotulluese (*formohen rrotullime*). Kjo d.t.th. se, **gjat lëvizjes fluidet mund ta ndryshojnë formën dhe vëllimin e tyre**.

Gjat lëvizjes së trupave të ngurtë fërkimi paraqitet vetëm në sipërfaqen e trupit, kurse gjat lëvizjes së fluideve fërkim ka jo vetëm në sipërfaqen takuese të fluidit me trupin e ngurtë, por fërkimi paraqitet edhe në brendinë e fluidit.

Ky është **fërkim i brendshëm ose viskozitet**, i cili dukshëm ndikon në mënyrën e lëvizjes së fluidit. Fluidet që realisht ekzistojnë janë kompresibil.

Tek lëngjet kompresibiliteti është shumë dobët i shprehur, ndërsa tek gazrat, nëse lëvizin me shpejtësi të madhe ndryshimi ivëllimit të gazitqë paraqitet gjat lëvizjes mund të mos merret parasysh.

Për shkak të këtyre shkaqeve, studimi i lëvizjes së fluideve reale paraqet detyrë të rëndë. Që të thjeshtësohet kjo vështirësi bëhen disa supozime. Së pari do të studiojmë lëvizjen e të ashtuquajturëve **fluide ideale**.

Këto janë fluide tek të cilët nuk merren parasysh forcat e fërkimit të brendshëm dhe fluidet llogariten si absolutisht jokompresibil.

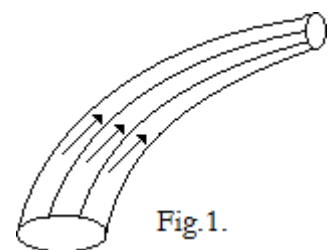
Edhe pse ekziston dallim ndërmjet lëvizjes së fluideve reale dhe ideale, prapëseprapë ndëpërmjet studimit të ligjeve të lëvizjes së fluideve ideale mundësohet të hyhet në të vërtetën e lëvizjes së **fluideve reale**.

*Gjat lëvizjes së fluideve mund të tërhiqen vija nëpër të cilat lëvizin grimcat e fluidit, dhe këto vija quhen **vija të rrymimit**. Vijat e rrymimit mund të paraqiten, nëse në ujë që rrjedh futet zhele e hollë e ndënjë lëngu të ngjyrosur, kurse vijat e rrymimit në gaz mund të bëhen të dukshme nëse në gaz i cili lëviz hudhet tym.*

Vijat rrymore çdoherë janë të tilla që tangjenta e tërhequr në cilëndo pikë të vijës rrymore e jep drejtimin dhe kahjen e shpejtësisë së grimcave në atë pikë. Sipas dendësisë së vijave rrymore gjykohet për modulin (madhësinë) e shpejtësisë së fluidit në atë pikë.

Në qoftë se dendësia e vijave rrymore është më e madhe, atëherë edhe moduli i shpejtësisë së fluidit në atë vend është më i madh dhe e kundërta.

Pjesa e fluidit e kufizuar nga të gjitha anët me vija rrymore paraqet gyp rrymues. Meqë kahja e shpejtësisë së grimcave të fluidit përputhet me tangjentën e tërhequr të vijës rrymore, është e qartë se gjat lëvizjes së grimcave të fluidit nuk mund të kalojnë nëpër sipërfaqet anësore të gypit rrymues. Në *fig.1* skematikisht është paraqitur gypit rrymues.



*Nëse grimcat e fluidit në çdo pikë të lëngut që rrjedh fiton shpejtësi të barabartë me atë që e kanë pasur grimcat e mëparshme, që kanë kaluar nëpër atë vend, **lëvizja e fluidit është stacionare**. Nëse kjo nuk vlen atëherë kjo lëvizje është jostacionare.*

Gjat lëvizjes stacionare, rradhitja e vijave rrymore, gjegjësisht renditja e shpejtësive në fluid gjat kohës së rrjedhjes nuk ndryshon.

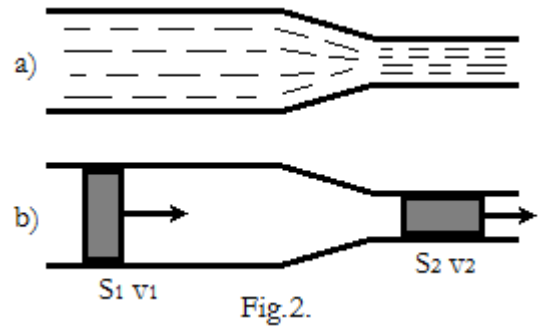
Gjat rrjedhjes stacionare të fluidit nëpër çdo prerje tërthore të gypit rrymues, rrjedh sasi e njëjtë e fluidit për kohë të barabartë.

Ndërkohë çdo grimcë e fluidit që gjendet në vijë rrymuese të caktuar të rrjedhjes vazhdon të lëviz nëpër të. Që të provohet ligjëshmëria e lëvizjes së fluideve ideale nëpër gypa me prerje tërthore të ndryshme, mund të na shërbejë eksperimenti në vijim:

Nëpër gyp cilindrik me prerje tërthore të ndryshueshme le të rrjedh ujë me limaturë të imët të aluminit. Nëse gypi ndriçohet fortë, mund të fotografohet lëvizja e limaturës. Nëse rrymimi i ujit fotografohet me kohë të shkurtër të eksponimit, në fotografi do të fitohen vija të dhukurtra që e shënojnë rrugën e kaluar të limaturës, derisa fotoblindi ka qenë i hapur.

Rrugët e kaluara janë proporcionale me shpejtësinë e grimcave të ujit. Gjatësia e secilës vijë në fotografi e përcakton shpejtësinë e grimcës në ujë. Në *fig.2.a*, është paraqitur si do të dukej fotografia.

Nga figura shihet se gjatësia e vijave është më e madhe në pjesën më të ngushtë të gypit, dhe kjo d.t.th. se, shpejtësia e ujit është më e madhe në pjesën më të ngushtë të ujit. Nga figura shihet se në pjesën e ngushtë vjen edhe deri te dendësimi i vijave rrymuese.



Në bazë të rezultateve të eksperimentit (*fig.2.a*), vijon se, nëpër dy prerje tërthore të ndryshme S_1 dhe S_2 të gypit rrymor, fluidi lëviz me shpejtësi të ndryshme v_1 dhe v_2 (*fig.2.b*).

Gjat kësaj, për kohë të njejtë Δt nëpër prerjen tërthore S_1 dhe S_2 grimcat e fluidit do të kalojnë rrugën $\Delta l_1 = v_1 \Delta t$ dhe $\Delta l_2 = v_2 \Delta t$. Vëllimet e fluideve që për kohën Δt rrjedhin nëpër prerjet tërthore

S_1 dhe S_2 janë: $V_1 = S_1 \Delta l_1$ dhe $V_2 = S_2 \Delta l_2$.

Meqë fluidet ideale janë jokompresibile, ndërsa lëvizja është stacionare, gjat lëvizje së fluideve nëpër gypin rrymues nuk paraqitet ndërprerje apo grumbullim i fluidit. Kjo do të thotë se, sasia e fluidit që do të hyjë nëpër prerjen tërthore S_1 të gypit rrymues, po aq sasi duhet të dalë nëpër prerjen tërthore

S_2 , gjegjësisht patjetër duhet të vlejë relacioni:

$$S_1 v_1 = S_2 v_2 = \dots = S_n v_n \dots \dots (1)$$

Barazimi (1) e përfaqëson ligjin për kontinuitet gjat rrjedhjes stacionare të fluidit ideal. Sipas këtij ligji rrjedh se, **prodhimi i prerjes tërthore të gypit rrymor dhe shpejtësisë së lëvizjes së fluidit nëpër atë prerje tërthore është madhësi konstante.**

Nga ligji për kontinuitet, rrjedh se:

$$S_1 : S_2 = v_2 : v_1 \dots \dots (2)$$

gjegjësisht: **Shpejtësia e rryimit të fluidit ideal gjat rrjedhjes stacionare nëpër dy prerje tërthore të ndryshme të gypit rrymues, është në proporcion të zhdrejtë me prerjen tërthore.**

Kjo d.t.th. se, aty ku gypi është më i ngushtë shpejtësia e fluidit është më e madhe dhe e kundërta, aty ku gypi është më i gjerë shpejtësia e fluidit është më e vogël.

III.5.

Ekuacioni i Bernulit

Nëse shqyrtojmë rrymimin stacionar të fluidit ideal nëpër gyp të hollë të veçuar nga fluidi, i cili është i vendosur pjerrtas ndaj rrafshit horizontal në fushën e gravitacionit të Tokës (fig.1)

Nëpër prerjen tërthore S_1 e cila gjendet në lartësinë h_1 nga sipërfaqja e Tokës, fluidi lëviz me shpejtësi v_1 , ndërsa shtypja e fluidit le të jetë p_1 .

Nëpër prerjen tërthore S_2 e cila gjendet në lartësinë h_2 nga Toka, fluidi lëviz me shpejtësi v_2 , ndërsa shtypja e fluidit le të jetë p_2 .

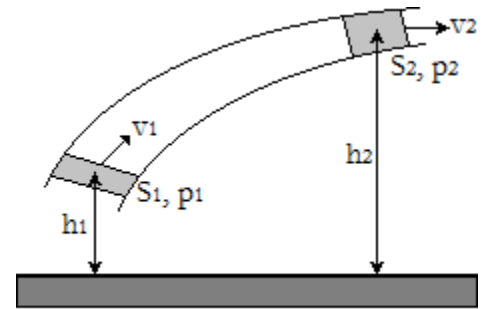


Fig.1.

Nëse $h_1 > h_2$, atëherë fluidi do të lëvizë prej prerjes tërthore S_1 kah prerja tërthore S_2 nëpër gypin rrymues. Meqë fluidi është ideal, forcat e vetme që veprojnë në të janë forca e shtypjes dhe forca e rëndimit Tokësorë.

Në pajtim me ligjin për kontinuitet, për kohë të caktuar Δt , vëllimi i njejtë i fluidit do të rrjedhë nëpër cilëndo prerje tërthore të gypit rrymues. Gjat rrymimit të fluidit nëpër gyp, forca e shtypjes në prerjen tërthore S_1 , do të jetë: $F_1 = p_1 S_1$, në largësi $l_1 = S_1 \Delta t v_1$, e cila kryen punë pozitive $W_1 = F_1 l_1 = p_1 S_1 \Delta t v_1^2$.

Për kohë të njejtë në prerjen tërthore S_2 , fluidi zhvendoset në largësinë $l_2 = S_2 \Delta t v_2$, duke e mposhtur forcën e shtypjes $F_2 = p_2 S_2$. Forca F_2 kryen punë negative $W_2 = -F_2 l_2 = -p_2 S_2 \Delta t v_2^2$.

Nëse fluidi nuk është viskoz, puna e kryer e forcave të shtypjes është e barabartë me shumën e ndryshimit të energjisë kinetike dhe potenciale të pjesës së lëngut me masë Δm .

$$W_1 - W_2 = \Delta \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho g h \right)$$

Meqë $\rho S_1 \Delta t v_1 = \rho S_2 \Delta t v_2 = \Delta m$ është vëllimi i fluidit që për kohën Δt rrjedh nëpër gypin rrymues, barazimi i fundit e merr formën:

$$p_1 S_1 \Delta t v_1^2 - p_2 S_2 \Delta t v_2^2 = \Delta m \left(\frac{1}{2} v_2^2 + g h_2 - \frac{1}{2} v_1^2 - g h_1 \right) \quad \dots \dots (1)$$

Dy anëtarët e fundit nga ana e majtë dhe e djathtë e barazimit (1) janë shprehjet për energjinë kinetike dhe potenciale të fluidit me masë Δm që për kohën Δt rrjedh nëpër gypin rrymues, kurse shprehjet $p_1 S_1 \Delta t v_1^2$ dhe $p_2 S_2 \Delta t v_2^2$ janë punët që kryejnë forcat e shtypjes në prerjen tërthore S_1 dhe S_2 të gypit rrymues.

Si rezultat i veprimit të shtypjes, përveç energjisë kinetike dhe potenciale fluidi disponon edhe me energji që është e barabartë me punën që e kryejnë forcat e shtypjes gjat zhvendosjes së fluidit nëpër gypin rrymues.

Kjo energji zakonisht quhet **energji vëllimore e fluidit dhe është e barabartë me prodhimin e shtypjes së fluidit dhe vëllimit të tij.**

Sipas kësaj, barazimi (***I***) mund të interpretohet në mënyrën vijuese: ***Në prerjet tërthore***
dhe

të gypit rrymues në të cilin fluidi ideal bën lëvizje stacionare, shuma e energjive kinetike, potenciale dhe vëllimore e fluidit mbetet konstante, gjegjësisht energjia e përgjithshme me të cilën disponon fluidi në të dy prerjet tërthore të vëzhguara nuk ndryshon.

Meqë të dy prerjet tërthore janë zgjedhur lirisht, kjo d.t.th. se barazimi (1) vlen edhe për cilëndo prerje tërthore tjetër të gypit rrymues, prandaj indeksat mund që të mos merren parasysh dhe ky barazim merr formën:

$$\rho \Delta \Omega + \frac{\Delta \rho}{\rho} + \Delta \left(\frac{v^2}{2} \right) = \text{konstante} \dots \dots (2)$$

Barazimi (2) e shpreh ekuacionin e Bernulit për lëvizjen stacionare të fluideve ideale. Nga ky barazim vijon se: *gjat lëvizjes stacionare të fluidit ideal në cilëndo prerje tërthore të gypit rrymues, shuma e energjisë kinetike, potenciale dhe vëllimore të fluidit mbeten konstante.*

Siaps kësaj, gjat rrymimit stacionar të fluidit ideal vlen ligji për ruajtjen e energjisë së përgjithshme mekanike të fluidit, duke pasur parasysh se gjat këtij rasti fluidi disponon edhe energji vëllimore.

Ekuacionit të Bernulit mund të jepet edhe formë tjetër, gjegjësisht nëse barazimi (2) pjestohet me $\Delta \rho$ dhe futet dendësia e fluidit nëpërmjet relacionit $\rho = \frac{\Delta \rho}{\Delta \Omega}$, atëherë do të fitohet:

$$\Omega + \frac{v^2}{2} = \text{konstante} \dots \dots (3)$$

Në ekuacionin e Bernulit (Daniel Bernoulli) të dhënë me (3), shprehja $\frac{v^2}{2}$ ka dimensionin e

shtypjes. Shtypja që i dedikohet shpejtësisë së fluidit quhet *shtypje dinamike*.

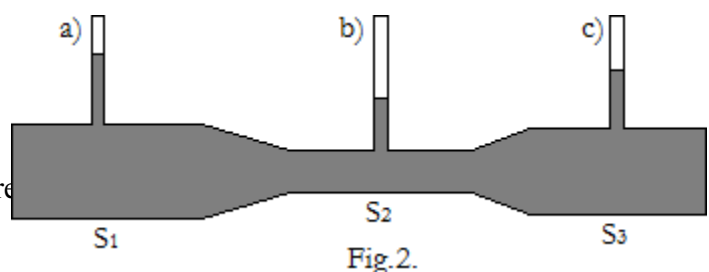
Siaps kësaj, ekuacioni i Bernulit i paraqitur me barazimin (3) thotë: *shuma e shtypjeve statike (p), dinamike ($\frac{v^2}{2}$) dhe hidrostatike ($\rho \Omega$) në cilëndo prerje tërthore të gypit rrymues, nëse nëpër të bën lëvizje stacionare fluidi ideal, mbetet konstant.*

Nëse gypi rrymues është horizontalisht i vendosur ($\rho \Omega = \rho \Omega$), atëherë ekuacioni i Bernulit fiton formë më të thjeshtë:

$$\Omega + \frac{v^2}{2} = \text{konstante} \dots \dots (4)$$

Siaps ekuacionit të Bernulit që vlen për gypin rrymues të vendosur horizontalisht, vijon se: *në cilëndo prerje tërthore të gypit rrymues nëpër të cilin fluidi ideal bën lëvizje stacionare, shuma e shtypjeve statike dhe dinamike mbetet konstante.*

Në fig.2 në mënyrë skematike është paraqitur gypi horizontal nëpër të cilin rrjedh uji, i cili ka prerje tërthore të ndryshme Ω_1 , Ω_2 dhe Ω_3 . Në gyp janë të lidhur tre manometra vertikal (a, b dhe c).



Shtypja hidrostatike e shtyllës së ujit në gypat manometrik është e barabartë me shtypjen hidrostatike të ujit në prerjen tërthore ku është i lidhur gypi manometrik.

Eksperimenti tregon se lartësia e shtyllës ujore në gypin manometrik është aq më e vogël, sa më e vogël të jetë prerja tërthore e gypit nëpër të cilin rrymon uji. Në gypin manometrik b, i cili është i lidhur në pjesën më të ngushtë të gypit me prerje tërthore Ω_2 , lartësia e shtyllës ujore në të është më e vogël, që e vërteton se këtu shtypja statike është më e vogël.

Shembull:

Në *fig.3* është paraqitur një enë e gjerë e mbushur me fluid. Nëpër hapje të ngushtë të krijuar afër fundit të enës rrjedh fluidi. Nëse niveli i fluidit mbahet konstant, të njehsohet shpejtësia me të cilën lëngu rrjedh nëpër hapësirën e ngushtë. Lartësia e shtyllës së fluidit në enë është h .

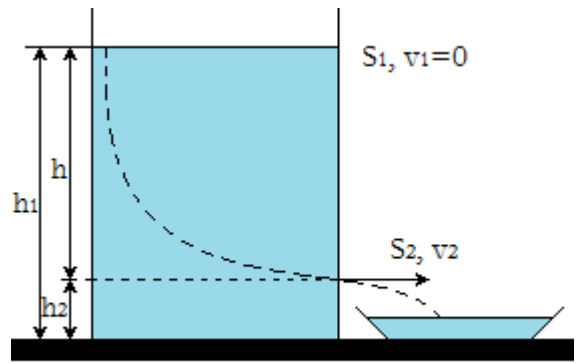


Fig.3.

Enën do ta shqyrtojmë si gyp rrymues. Në prerjet tërthore S_1 dhe S_2 , ekuacioni i Bernulit ka formën:

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{v_1^2}{2} + gh_1 = \frac{p_2}{\rho} + \frac{v_2^2}{2} + gh_2$$

Shtypja p_1 mbi sipërfaqen e lirë të enës së hapur është e barabartë me shtypjen atmosferike ($p_1 = p_0$), ndërsa shpejtësia e fluidit nëpër enën e gjerë është shumë e vogël gati e barabartë me zero ($v_1 = 0$)

Nga ana tjetër edhe shtypja p_2 në dalje nga hapja e ngushtë është e barabartë me shtypjen atmosferike ($p_2 = p_0$). Gjat këtij kushti ekuacioni i Bernulit thejshëtohet në formën:

$$\frac{v_2^2}{2} + gh_2 = gh_1$$

prej ku vijon:

$$v_2 = \sqrt{2g(h_1 - h_2)}$$

Nëse hapja gjendet shumë afër fundit të enës h_2 dhe h_2 maten nga sipërfaqja horizontale në të cilën gjendet hapja, atëherë $h_1 - h_2 = h$, prandaj:

$$v_2 = \sqrt{2gh}$$

Barazimi i fundit është i njohur si **ekuacioni i Toricellit** (*Evangelista Torricelli*). Nga ai shihet se *shpejtësia me të cilën rrjedh lëngu nëpër hapjen e ngushtë është e barabartë me shpejtësinë që trupi e fiton gjat rënies së lirë, i lëshuar nga lartësia h .*

III.6.

Zbatimi i ekuacionit të Bernulit

Në bazë të efekteve që vijnë nga barazimi i **Bernulit** janë konstruktuar shumë mjete të cilat gjejnë zbatime shumë të rëndësishme, në vijim do të shohëm disa prej tyre.

1. Forca ngjytëse tek krahu i aeroplanit

Tek krahu i aeroplanit, duke u bazuar në efektet që vijnë nga barazimi i Bernulit, krijohet forcë me ndihmën e së cilës aeroplani mbahet në ajër. Në *fig.1* është paraqitur profili i krahut të aeroplanit, profili i të cilit ka formë që mbi të shpejtësia relative e rrymimit të ajrit është më e madhe se sa ajo nën krah të aeroplanit.

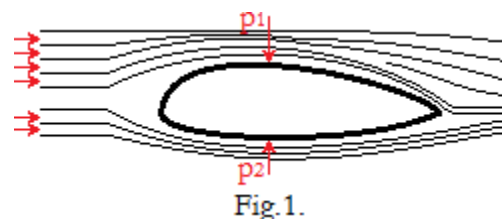


Fig.1.

Sipas kësaj nën krahun e aeroplanit, shtypja statike e ajrit (p_1) është më e madhe se ajo mbi krah (p_2). Si rezultat i dallimit të këtyre shtypjeve statike të ajrit, paraqitet forcë rezultuese që është e kahëzuar kah lartë dhe e mban aeroplanin në ajër. Kjo forcë quhet edhe *forca ngjytëse*.

Forca ngritëse tek krahu i aeroplanit mund të zmadhohet në mënyra të ndryshme. Njëra ndër mënyrat është nëse sipërfaqja e sipërme e krahut është më e ngritur, ndërsa e poshtmeja më e shtypur.

Në këtë rast, rrymimi i ajrit mbi krah do të zmadhohet, kurse nën krah do të zvogëlohet, e cila dukuri sjell deri tek zmadhimi i dallimit ndërmjet shtypjeve statike nën dhe mbi krah, dhe me këtë edhe deri tek zmadhimi i forcës ngritëse.

Por, në këtë profil të krahut të aeroplanit, pas tij paraqiten rrotullime të rëndësishme të ajrit që ndikojnë në zmadhimin e rezistencës që e jep ajri në lëvizjen e aeroplanit. Krahet me profil të tillë përdoren tek aeroplanët të cilët lëvizin me shpejtësi relativisht të vogël.

2. Vakum – pompa me ujë e Bunzenit

Sipas ekuacionit të Bernulit vijon se, pjesët e ngushta të gypave në të cilët fluidi lëviz me shpejtësi të madhe, shtypja statike zvogëlohet. Varësisht nga kushtet në të cilat lëviz fluidi, kjo shtypje mund të jetë më e vogël se shtypja atmosferike.

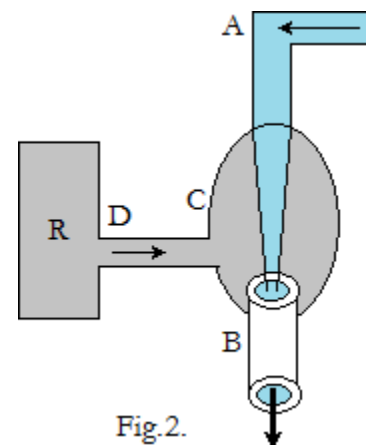
Nëse kjo pjesë e gypit është në kontakt me ndonjë hapësirë përreth në të cilën gyzi gjendet në shtypje më të madhe se ai statik, fluidi tërheq gazin nga hapësira përreth, derisa shtypja në atë hapësirë të barazohet me shtypjen statike e është në atë pjesë të gypit rrymues.

Në bazë të këtij parimi funksionon *vakum – pompa me ujë e Bunzenit (Robert Bunsen)*. Në *fig.2* skematikisht është treguar kjo pompë. Ajo përbëhet nga një gyp qelqi **A** i cili në pjesën e poshtme është i ngushtuar dhe hyn në gyp tjetër **B**. Vendi ku gypi **A** hyn në gypin **B** është i izoluar nga hapësira përreth. Në këtë vend uji është në kontakt me hapësirën **C**.

Gypi **B** e pranon ujin që rrymon në gypin **A** dhe ai rrjedh në atmosferë, ku kemi shtypje atmosferike. Në pjesën e ngushtuar të gypit, shpejtësia e rrymimit të ujit dukshëm është më e madhe se sa ajo me të cilën ajo rrjedh në atmosferë.

Prandaj këtu ku takohen dy gypat shtypja statike e ujit do të jetë dukshëm më e vogël se shtypja atmosferike. Për këtë shkak ajri nga hapësira përreth që e rrethon pjesën e ngushtuar të gypit tërhiqet së bashku me ujin dhe nxirret jashtë në atmosferë.

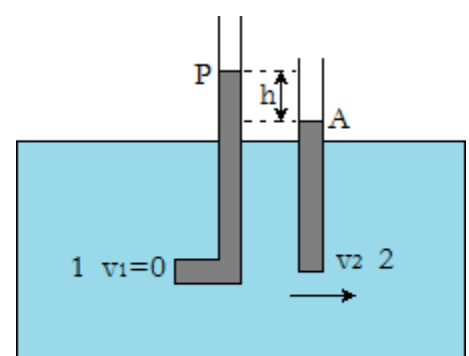
Gypi **D** përdoret që pompa t'i bashkangjitet enës **R** nga e cila duam të tërheqim ajrin, ose ndonjë gaz tjetër. Për shkak të konstruksionit të thjeshtë, higjienës dhe përdorimit të lehtë të kësaj pompe, kjo gjen zbatim të gjerë në labororet e institucioneve mjekësore dhe në shumë vende tjera.



3. Gypi i Pitotit

Për matjen e shpejtësisë me të cilën rrymon fluidi nëpër ndonjë gyp ose kanal, përdoret *gypi i Pitotit (Henry Pitot) P*. Ky është gyp tek i cili pjesa që zhytet në fluid është e lakuar nën kënd të drejtë (*fig.3*). nëse në fluid vendoset gypi i Pitotit në mënyrë siç është treguar në figurë, shtypja hidrostatike e shtyllës së lëngut në të, është e njëjtë me shtypjen e përgjithshme të fluidit.

Gypi manometrik **A** e mat vetëm shtypjen statike.



III.7.

Viskoziteti i fluideve

Gjat lëvizjes së fluideve çdoherë janë të pranishme forcat e fërkimit ndërmjet shtresave fqinje të fluidit, të cilat forca quhen **forca të fërkimit të brendshëm**.

Veprimi i tyre është i ngjashëm me veprimin e forcave të fërkimit gjat rrëshqitjes së trupit të ngurtë në sipërfaqe jo të rrafshhtë. Këto janë arsyet për shndërrimin e një pjese të energjisë mekanike të fluidit në energji të brendshme të tij.

Forcat e fërkimit të brendshëm ndërmjet shtresave fqinje të fluidit, mund të demonstrohen në mënyrën vijuese: Nëse një shirit letre i payndyrshëm vendoset në një enë të thellë, ashtuqë lëngu ta lag shiritin. Pastaj, ena mbushet deri në gjysëm me glicerinë të ngjyrosur, kurse mbi të vendoset glicerini i pangjyrosur.

Nëse shiriti tërhiqet ngadalë kah lartë, do të vërehet se së bashku me shiritin tërhiqen edhe shtresat e glicerines (fig.1). Shtresa e glicerines që është në kontakt me shiritin dhe e cila lëviz së bashku me të, i tërheq shtresat fqinje, kurse ato i tërheqin shtresat tjera fqinje dhe kështu me rradhë.

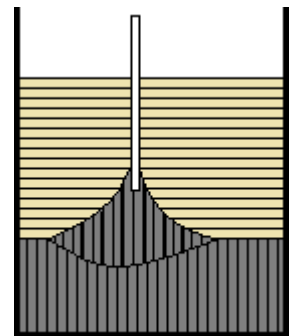


Fig.1.

Nëse shtresat janë më larg prej shiritit, ato aq më tepër do të tërhiqen në lëvizje me shpejtësi më të vogël. Eksperimenti tregon se, shtresat e fluidit të cilat janë në kontakt të drejtëpërdrejtë bashkëveprojnë me forcë të caktuar, për çka edhe vjen deri në rrëshqitjen e shtresave.

Shtresa që lëviz më shpejtë vepron në shtresën që lëviz më ngadalë, me forcë nxituese dhe e kundërta, shtresa që lëviz më ngadalë vepron në shtresën që lëviz më shpejtë me forcë ngadalsuese (penguese). Kjo forcë penguese quhet **forca e fërkimit të brendshëm**.

Njutni vërtetoi se: forca e fërkimit të brendshëm që vepron ndërmjet dy shtresave, është në proporcion të drejtë me syprinën e tyre takuese me ndryshimin e shpejtësive

$F = \eta \cdot \frac{\Delta v}{\Delta x}$, ndërsa në proporcion të zhdrejtë me largësinë e atyre shtresave Δx (fig.2), gjegjësisht:

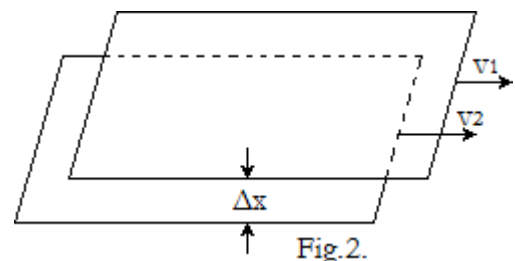


Fig.2.

$$F = \eta \cdot \frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot A \quad (1)$$

Madhësia fizike η quhet **viskoziteti dinamik** ose vetëm **viskozitet**, dhe e karakterizon fërkimin e brendshëm të fluidit. Nëse viskoziteti ka vlerë më të madhe, atëherë fërkimi i brendshëm është më i madh dhe se fluidi më tepër dallohet nga fluidi ideal.

Nëse barazimi (1) zgjidhet ndaj F , do të fitohet:

$$F = \eta \cdot \frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot A$$

Nëse në barazimin e fundit vendosen $F = \eta \cdot \frac{\Delta v}{\Delta x} \cdot A$, $\Delta v = \frac{F \cdot \Delta x}{\eta \cdot A}$, $\eta = \frac{F \cdot \Delta x}{\Delta v \cdot A}$ dhe $\Delta v = \frac{F \cdot \Delta x}{\eta \cdot A}$, fitohet:

$$\eta = \frac{F \cdot \Delta x}{\Delta v \cdot A}$$

d.m.th. se, njësia për viskozitetin në **SI** është **Paskal sekond**.

Viskoziteti varet nga temperatura e fluidit, por karakteri i kësaj varshmërie është krejtësisht i

ndryshëm për lëngjet dhe gazrat. Tek lëngjet me rritjen e temperaturës zvogëlohet viskoziteti, kurse tek gazrat me rritjen e temperaturës zmadhohet viskoziteti.

Tek të gjithë fluidet reale, gjat lëvizjes së tyre paraqiten forca të fërkimit të brendshëm ose forca viskoze. Për shkak të ekzistimit të forcave viskoze, vjen deri tek shndërrimi i një pjese të energjisë kinetike të fluidit në energji të brendshme të tij.

Për këtë shkak, për rrjedhjen e fluidit me shpejtësi konstante, patjetër duhet të shpenzohet energji e jashtme. Forcat e fërkimit viskoz dukshëm janë më të vogla se forcat e fërkimit gjat rrëshqitjes ndërmjet sipërfaqeve të trupave të ngurtë.

Për zvogëlimin e fërkimit të pjesëve të lëvizshme të mekanizmave të ndryshëm përdoren lubrifikuesit, shtresë nga lëngu viskoz, që e plotëson hapësirën ndërmjet shpërfaqeve që fërkohen njëra me tjetrën.

Mjetet që shërbejnë për matjen e viskozitetit tek lëngjet quhen **viskozimetra**. Në *fig.3* është treguar pamja e **viskozimetrit të Oswaldit (Wilhelm Ostwald)**. Ai përbëhet nga gypi qelqor në formë të shkronjës **U**, me dy zgjerime **A** dhe **B**. Nën zgjerimin **A** gjendet gypi kapilar, nëpër të cilin fluidi prej zgjerimit **A** rrjedh në zgjerimin **B**. Mbi dhe nën zgjerimin **A** janë shënuar vijëzat **1** dhe **2**.

Gjat caktimit të viskozitetit me anë të viskozimetrit të Oswaldit, veprohet si vijon:

Nëpër krahun më të gjerë të gypit **U** të viskozimetrit vihet vëllim i caktuar i ujit të destiluar, me ndihmën e shiringës uji tërhiqet mbi vijëzën e sipërme **1**, pastaj lëshohet fluidi që të rrjedhë.

Në momentin kur niveli i ujit kalon nëpërvijëzën **1**, aktivizohet kronometri dhe e njëjta ndërpritet kur niveli i ujit kalon nëpër vijëzën e poshtme **2**. Në këtë mënyrë matet koha □□ e rrjedhjes së vëllimit të caktuar të ujit nëpër gypin kapilar. Në të njëjtën mënyrë veprohet edhe me fluidin tjetër, gjat së cilës fitohet kohë tjetër e rrjedhjes □□.

Viskoziteti i fluidit □□ njehsohet sipas barazimit:

$$\eta = \frac{\rho_1 \cdot h \cdot t}{\rho_2 \cdot t_2} \dots \dots (2)$$

ku: □□ – është viskoziteti i ujit, □□ – dendësia e ujit, □□ – dendësia e lëngut.

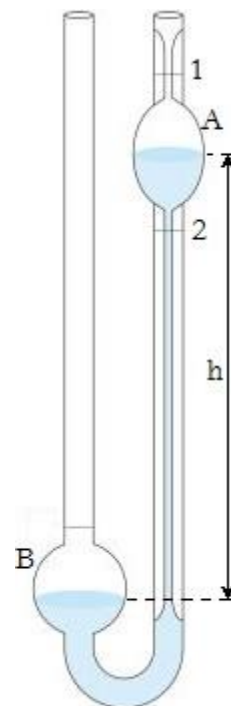


Fig.3.