

СҰЙЫҚТАР МЕН ГАЗДАР МЕХАНИКАСЫ

Идеал сұйықтың механикасы

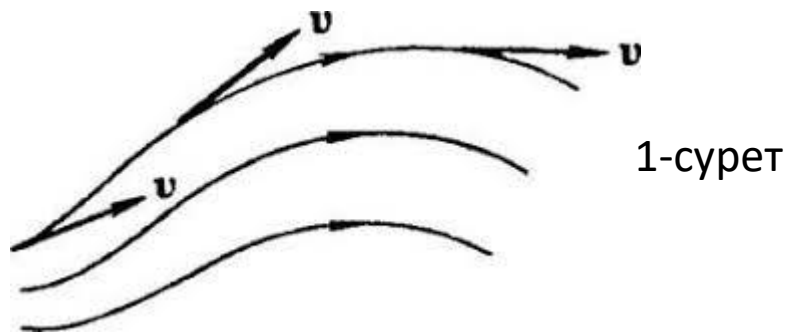
1. Ағын сызығы. Ағын түтігі.

2. Идеал сұйық. Үзіліссіздік теңдеуі. Бернулли теңдеуі.

Біз бұған дейін денелердің бір-бірімен салыстырғанда орын ауыстыруын, немесе қатты денелердің бір белгілі осьтен айналуы болып табылатын қозғалыстарды қарастырдық. Алайда, бір дененің әр түрлі бөліктерінің бір-бірімен салыстырғанда орын ауыстыруы болып табылатын қозғалыстың да болуы мүмкін; бұл жағдайда, егер дене үздіксіз және шексіз үлкен деп қарастыруға жарайтын болса, оны *тұтас орта* деп атайды. Тұтас орта дегеніміз серпімді қатты дене болып келуі мүмкін, бұл жағдайда оның бір бөліктері екінші бөліктерімен салыстырғанда ығысуы және тербелуі (толқын пайда болуы) мүмкін; тұтас орта дегеніміз ағыс пайда бола алатын сығылмайтын сұйық болып келуі де мүмкін; ақырында тұтас орта дегеніміз ағыс та, тербеліс те пайда бола алатын сығылатын сұйық немесе газ болып келуі мүмкін. Механиканың сұйықтың қозғалысын зерттейтін бөлімі *гидродинамика* деп аталады.

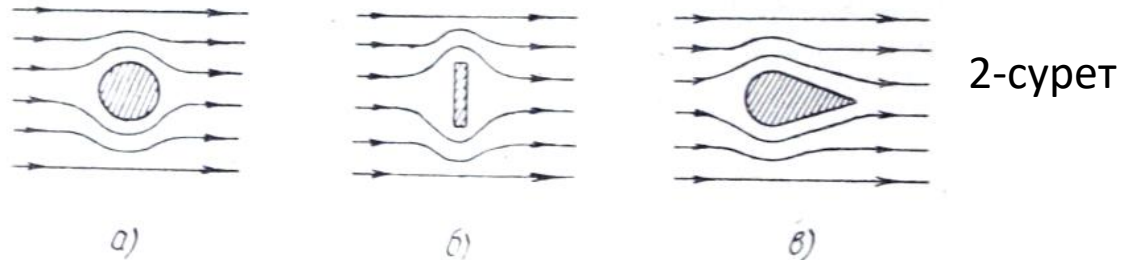
Сұйық қозғалысын қарастырғанда көп жағдайда, едәуір жуықтап, сұйықты мүлде сығылмайды деп санауға болады және оның бір қабаты екінші қабатымен салыстырғанда орын ауыстырғанда үйкеліс күштері (ішкі үйкеліс немесе тұрақтылық) пайда болмайды деп жоруға болады. Осындай *мүлде сығылмайтын және мүлде тұтқыр емес сұйық идеал сұйық* деп аталады. *«Идеал сұйық ұғымын»* пайдалану нақтылы сұйықтарға тек белгілі дәрежеде жақындау ғана болып табылады.

Сұйық бөлшектерінің қозғалысын бір белгілі санау системасына қатысты анықтайтын болайық. Сонда әрбір бөлшектің өзіне лайық жылдамдық векторы болады. Барлық сұйық, қалыптасқан сөзбен айтқанда, жылдамдық векторының өрісі болып табылады. Жылдамдық векторының өрісімен сызықтар жүргізейік, сонда олардың әрбір нүктесінен жүргізілген жанамалар сұйық бөлшегі жылдамдығының сол нүктедегі бағытына дәл келетін болсын (1-сурет). Сондай сызықтарды ағын сызықтары деп атайды.



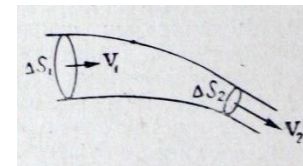
Әдетте ағын сызықтары былай жүргізіледі: сұйықтың ағысы күшті болғанда ағын сызықтарына тығыз етіп, сұйық ағысы бәсең жерде ағын сызықтарын сирек етіп жүргізеді. Сұйық ағысы қалыптасқан (стационар) жағдайда әрбір нүктедегі сұйық жылдамдығы тұрақты болады, уақытқа байланысты өзгермейді. Бұл жағдайда ағын сызықтары да өзгермейді және сұйықтың жеке бөлшектерінің траекториясына дәл келеді. Сұйықтың ағын сызықтарын көзге көрінетін етуге болады: ол үшін сұйыққа сорғалата ағызып бояу қосады немесе оған көрініп жүзіп жүретін бір зат бөлшектерін араластырады.

2 а, б, в – суреттерде ағынға перпендикуляр қойылған дөңгелек цилиндрді, пластиканы немесе қимасы балық тәрізді сүйір денені сұйық орай аққан жағдайдағы ағын сызықтары көрсетілген.



Сұйықтың ағын сызықтарымен шектелген бөлігін ағын түтігі деп атайды. Ағын түтігінің белгілі қимасындағы барлық бөлшектер қозғалыс кезінде ағын түтігінің ішімен қозғала отырады, одан шығып кетпейді. Сонымен қатар ағын түтігінің ішінде де сырттан ешқандай бөлшектер енбейді. Бір ағын түтігін алып, оның кез келген ΔS_1 және ΔS_2 нормаль қимасын сайлап алайық (3-сурет). Уақыт бірлігі ішінде ΔS_1 қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі $\Delta S_1 v_1$ көбейтіндісіне тең болады, мұндағы v_1 мына ΔS_1 қимасы алынған орындағы сұйық ағысының жылдамдығы. Уақыт бірлігі ішінде ΔS_2 қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі $\Delta S_2 v_2$ болады, мұндағы v_2 – осы ΔS_2 қимасы алынған орындағы сұйық ағысының жылдамдығы. Сұйық сығылмайтын болғанда ΔS_1 қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі қандай болса, ΔS_2 қимасынан ағып өтетін сұйық көлемі де дәл сондай болады, сондықтан:

$$\Delta S_1 v_1 = \Delta S_2 v_2$$



3 - сурет

Бұл теңдік ағын түтігінің кез келген екі қимасы үшін дұрыс болады, сондықтан ағын түтігі үшін жалпы мынаны жазуға болады:

$$\Delta S v = \text{const}$$

яғни сығылмайтын, тұтқыр емес сұйық ағысының жылдамдығы мен ағын түтігінің көлденең қимасының көбейтіндісі берілген ағын түтігі үшін тұрақты шама болады. Бұл қатыс **сорғының үзіліссіздігі жөніндегі теорема** деп аталатын белгілі теорема.

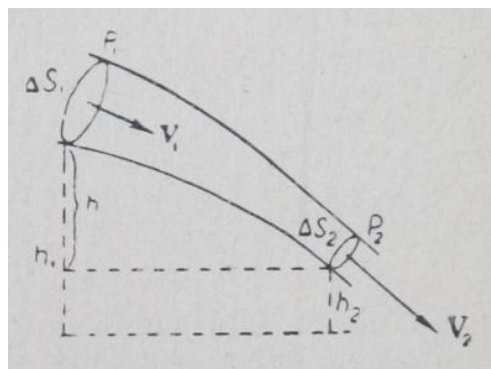
Сығылмайтын, тұтқыр емес сұйықтың бір нағыз трубамен ағуы стационарлы ағын болса, сонда ол трубаның ішкі көлемі ағын түтігіне дәл келеді. Сондықтан сорғының үзіліссіздігі жөніндегі теорема бойынша трубаның жуан жерінде сұйық жайлап ағады, ал трубаның жіңішке жерінде сұйық тезірек ағады.

Бір ағын түтігін алайық, ол ағыс бағыты бойынша жіңішке беретін болсын: ағын түтігінің тарлау (жіңішке) жеріне келген сайын сұйық жылдамырақ аға бастайды, яғни үдеу пайда болады. Сондықтан, түтіктің тарлау жеріне ағып барған сұйыққа әлі сол түтіктің кең (жуан) жерінде тұрған сұйық тарапынан

бір күш әсер етеді. Сұйық көлемінің ішінде пайда болатын ондай күш тек сұйықтың әр түрлі бөліктеріндегі қысымдар айырмасының есебінен ғана пайда бола алады. Күш түтіктің жіңішке жағына қарай бағытталғандықтан, түтіктің жуан жеріндегі қысым, оның жіңішке жеріндегі қысымнан артық болады. Ағын түтігі тарылған жерде қысым бәсең болады.

Ескерте кетейік, қысым (p) деп бір ауданға перпендикуляр бағытта әсер еткен f күшінің сол ΔS ауданына қатынасымен өлшенетін шаманы айтады.

Сұйық ағынынан оның белгілі бір Δm массасын бөліп алайық, ол алдымен ағын түтігінің ΔS_1 қимасынан, кейін ΔS_2 қимасынан ағып өтетін болсын (4-сурет). ΔS_1 қимасы алынған жердегі сұйық жылдамдығын v_1 әрпімен, қысымды p_1 әрпімен белгілеп, ал ΔS_2 қимасы алынған жердегі жылдамдықты v_2 әрпімен, қысымды p_2 әрпімен белгілейік. Ағын түтігі горизонталь орналаспай біраз көлбей орналасқан болсын; ΔS_1 қимасы алынған орынның биіктігін h_1 әрпімен, ΔS_2 қимасы алынған орынның биіктігін h_2 әрпімен белгілейік. Сұйықтың Δm массасы ағып өткенде бірсыпыра жұмыс істелінеді, өйткені, сұйық ішінде p қысымы болған себепті, сұйықтың осы массасында белгілі күш әсер етеді.



4-сурет

Мысалы, ΔS_1 қимасынан ағып өтетін сұйықтың Δm массасының толық энергиясы E_1 болсын, ал ΔS_2 қимасынан ағып өтетін сұйықтың толық энергиясы E_2 болсын. Энергияның сақталу заңы бойынша энергияның $E_2 - E_1$ өзгерісі, Δm массасын ΔS_1 қимасынан ΔS_2 қимасына дейін қозғалтып баратын сыртқы күштердің жұмысына тең болады:

$$E_2 - E_1 = A. \quad (1)$$

Ал E_1 және E_2 энергиялары сұйықтың Δm массасының кинетикалық және потенциалдық энергияларынан құралады:

$$E_1 = \frac{\Delta m \cdot v_1^2}{2} + \Delta m \cdot gh_1; \quad E_2 = \frac{\Delta m \cdot v_2^2}{2} + \Delta m \cdot gh_2$$

Мынаған көз жеткізу де қиын емес: A жұмысы ΔS_1 және ΔS_2 қималары арасындағы барлық сұйық участогы қозғалғанда Δt уақыты ішінде істелетін жұмысқа дәлме-дәл келеді, сонда осы Δt ішінде әлгі қималардың сұйықтың Δm массасы ағып өтеді. Δm массасын бірінші қима тұрған орыннан өткізу үшін сұйық $v_1 \Delta t = \Delta l_1$ кесіндісіне, ал оны екінші қима тұрған орыннан өткізу үшін $v_2 \Delta t = \Delta l_2$ кесіндісіне жылжуы керек. Бөліп алынған сұйық участогының екі шетінің әрқайсысына түсетін күштер өз ретінше мынаған тең: $f_1 = p_1 \Delta S_1$ және $f_2 = p_2 \Delta S_2$. Бірінші күш – оң шама, өйткені ол сұйық ағысына қарай бағытталған; екінші күш – теріс шама, өйткені бұл күш қарастырылып отырған сұйық участогына қиманың оң жағында жатқан сұйық тарапынан әсер ететін күш болып табылады, сондықтан ол сұйық ағысына қарама-қарсы жаққа қарай бағытталған болады. Ақырында мынадай теңдік шығады:

$$A = f_1 \Delta l_1 + f_2 \Delta l_2 = p_1 \Delta S_1 v_1 \Delta t - p_2 \Delta S_2 v_2 \Delta t.$$

Енді E_1, E_2, A шамаларының осы табылған мәндерін (1) теңдіктегі орындарына қойсақ, мынаны табамыз:

$$\frac{\Delta m \cdot v_2^2}{2} + \Delta m \cdot gh_2 - \frac{\Delta m \cdot v_1^2}{2} - \Delta m \cdot gh_1 = p_1 \Delta S_1 v_1 \Delta t - p_2 \Delta S_2 v_2 \Delta t;$$

немесе

$$\frac{\Delta m \cdot v_1^2}{2} + \Delta m \cdot gh_1 + p_1 \Delta S_1 v_1 \Delta t = \frac{\Delta m \cdot v_2^2}{2} + \Delta m \cdot gh_2 + p_2 \Delta S_2 v_2 \Delta t. \quad (2)$$

Сорғының үзіліссіздігі жөніндегі заң бойынша сұйықтың Δm массасының көлемі тұрақты болып отырады:

$$\Delta V = \Delta S_1 v_1 \Delta t = \Delta S_2 v_2 \Delta t.$$

Енді (2) теңдіктің оң жағын да, сол жағын да осы ΔV көлеміне бөлеміз және $\frac{\Delta m}{\Delta V}$ қатынасы сұйықтың тығыздығы ρ екендігін еске аламыз, сонда мына теңдік шығады:

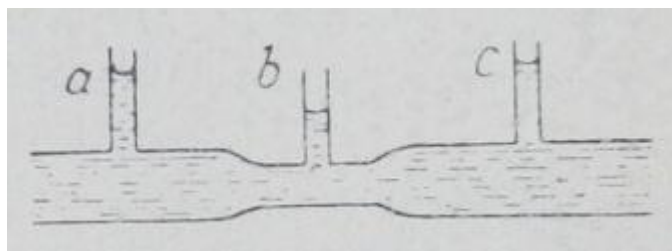
$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2. \quad (3)$$

Бұл теңдеуді ең алғаш аса көрнекті физик және математик, Петербург академигі Даниил Бернулли (1700-1782). Россияда істеп жүрген жылдары қорытып шығарған. Мұны *Бернулли теңдеуі* деп атайды.

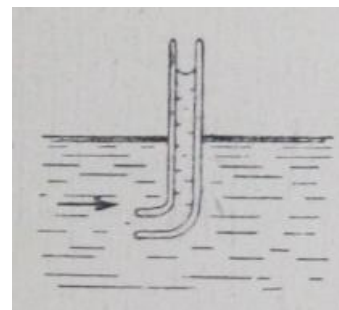
Ағын түтігі горизонталь ($h_1 = h_2$) болып орналасқан жағдайда Бернулли теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + p_2 \quad 3a$$

(3а) формула мен сорғының үзіліссіздігі жөніндегі теоремаға қарағанда, сұйық қимасы әр түрлі горизонталь трубамен аққан кезде, труба жіңішкерген жерде сұйық жылдамдығы зор болады, ал ол кеңейген жерде қысым зор болады. Осы айтылғанды трубының бойына a, b, c манометр түтіктерін орнатып, тәжірибе жасап көруге болады (5-сурет). Сондай түтіктер ішіндегі сұйық деңгейінің биіктігі трубадағы p қысымын көрсетеді. Осылай тәжірибе жасағанда, Бернуллдің заңына лайық, трубаның жіңішке жеріне орнатылған манометр түтігіндегі сұйықтың деңгейі, оның кеңейген жеріне орнатылған b манометр түтіктеріндегі сұйық деңгейлерінен төмен екендігі байқалады.



5- сурет



6- сурет

Енді сұйық ағынының ішінде жылжымайтын манометр түтігін орнатаяық, оның төменгі имек ұшы ағынға қарсы қойылсын (6-сурет, «Пито түтігі»), сонда осы түтіктің маңайындағы ағын сызықтары өзгереді. Түтік тесігінің алдындағы сұйықтың жылдамдығы нольге тең болады. Осы айтылған мысалға (3а) формуланы қолдансақ және $v_2 = 0$ деп ұйғарсақ, сонда

$$p_2 = p_1 + \frac{\rho v_1^2}{2}.$$

Манометр түтігінің тесігін ағынға қарсы қойғанда өлшенетін p_2 қысымы p_1 қысымынан $\frac{\rho v_1^2}{2}$ шамасындай артық болады. (Ағынмен бірге қозғалған манометр p_1 қысымын көрсеткен болар еді). Егер p_1 қысымы мәлім болса, p_2 қысымын өлшеп тауып, ағынның жылдамдығын есептеп шығаруға болады. $\frac{\rho v_1^2}{2}$ шамсын кейде «динамикалық қысым» деп атайды.

Ағыс жылдамдығы үлкен болған кезде трубаның жіңішке жеріндегі p қысым теріс шама болуы мүмкін. Бұл жағдайда трубаның жіңішке жерлерінен ағып өтетін сұйық тұс-тұсынан сығылады. Егер трубаның жуан жерінде қысым атмосфералық қысымға тең болса, ал трубаның жіңішке жерінде ол атмосфералық қысымнан кем болады. Сонда сорғы ағын сорып алу әсерін тигізетін болады. Бірсыпыра приборлардың, мысалы, пульверизатордың және сву сорғалама насосының, жұмыс істеуі тарылған A ұшынан үлкен жылдамдықпен ағып шыққан су ауаның көпіршіктерін сорып алады да, оларды өзімен бірге қосы ағызып әкетеді.

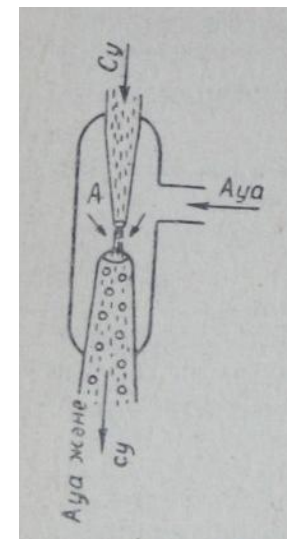
Бернулли теңдеуін пайдаланып сұйықтың тесіктен ағып шығу жылдамдығын табуға болады. Егер ыдыстың өзі кең, тесігі кішкене болса (7-сурет), онда ыдыстағы сұйықтың жылдамдығы аз болады да, барлық ағынды бір ағын түтігі ретінде қарастыруға болады. Қысым жоғарғы қимада да (сұйықтың AB бетінде), төменгі қимада да (a тесігінде) атмосфералық p_0 қысымға тең. Сондықтан (3) Бернулли теңдеуі мына түрде жазылады:

$$\frac{v_1^2}{2} + g(h_1 - h_2) = \frac{v_2^2}{2}. \quad (36)$$

Егер ыдыстағы сұйық жылдамдығы $v_1 = 0$ болып келгендегі сұйықтың тесіктен сорғалап ағуын қарастырсақ және $h_1 - h_2 = h$ деп алсақ (сурет), онда

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

яғни сұйықтың сорғы ағынының h биіктіктен сорғалап аққанда алатын жылдамдығы, дене сол биіктіктен еркін түскенде алатын жылдамдыққа тең болады.



7-сурет

Қозғалыс мөлшерінің сақталу заңын ағып жатқан сұйыққа қолдану.

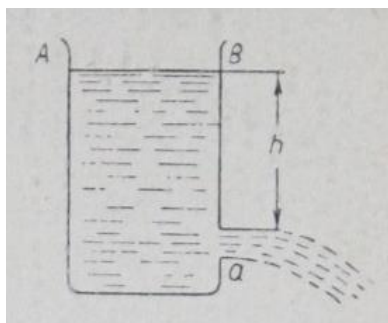
Ағып жатқан сұйықтың кез келген көлеміне, әрбір қозғалған денеге қолданғанымыздай, қозғалыс мөлшерінің сақталу заңын қолдануға болады. Егер сұйық көлемінің қозғалыс мөлшері $\Delta K = m\Delta v$ шамаға өзгерсе онда сұйықтың басқа көлемінің немесе сол сұйыққа тиісіп тұрған қатты дененің қозғалыс мөлшері $\Delta K'$ шамасында өзгеруі керек, сонда $\Delta K' = -\Delta K$ болады. Сұйықтың қозғалысына қозғалыс мөлшері моментінің сақталу заңын да қолдануға болады.

Бұл заңдарды қолдану бірсыпыра мәселелерді, мысалы, ағып жатқан сұйықтың ыдыс қабырғасына түсіретін реакциясы туралы мәселені, шешуге мүмкіншілік береді.

Егер сұйық сорғысы ыдыстың а тесігінен саулап ағып шықса (8-сурет), сонда оның жылдамдығы артады және ол белгілі қозғалыс мөлшерін алады. Егер сыртқы күштер болмаса, онда ыдыс – сұйық системасының жалпы қозғалыс мөлшері өзгермей тұрақты болып қалуға тиісті. Сондықтан ыдысқа, сан жағынан сорғы ағынның алған қозғалыс мөлшеріне тең қозғалыс мөлшері беріледі. Сонда ыдыс сорғы ағынның қозғалысына қарама-қарсы бағытта қозғалуға тиісті. Ыдысты кішкене арба үстіне қоялық, ол еркін қозғала алатын болсын, сонда сұйық саулап ағып шыққанда ыдыс арбасымен бірге сорғы ағынның қозғалысына қарама-қарсы бағытта қозғалады.

Сорғы ағын реакциясы реактивтік снарядтар мен реактивтік двигательдерді қозғаушы күш ретінде пайдаланылады.

Ескек винттердің жұмыс істеуі де қозғалыс мөлшерінің сақталу заңына негізделген. Пароходтың винті суды кейін қарай қозғалтады сонда винт кері серпіген судың сорғы ағындары белгілі қозғалыс мөлшерін алады. Қозғалыс мөлшерінің сақталу заңы бойынша пароход та сорғы ағындікіне тең қозғалыс мөлшерін алады. Ауаның сорғы ағынын кері серпитін самолеттің пропеллерінің жұмыс істеу принципі де



8-сурет

дәл осы сияқты; механика тұрғысынан қарағанда бұл жағдайда ауаны сығылатын сұйық деп қарастыруға болады.

Қозғалыс мөлшері – векторлық шама сондықтан белгілі сұйық көлемінің қозғалыс мөлшері тек жылдамдық сан жағынан өзгергенде ғана өзгеріп қоймайды, ол жылдамдық бағыт жағынан өзгергенде де өзгереді.

Сұйық сан мәні тұрақты v жылдамдығымен имек трубамен аққан кезде (9-сурет), сұйық ағынының түтіктері иілген себепті сұйықтың кез келген көлемінің қозғалыс мөлшері үздіксіз өзгеріп отырады. Трубаның белгілі S_1 қимасынан Δt уақыты ішінде ағып өтетін сұйық массасы $m = \rho S_1 v_1 \Delta t$, мұндағы ρ – сұйықтың тығыздығы, v_1 - оның жылдамдығының сан мәні.

Сұйықтың осы массасының қозғалыс мөлшері мынаған тең:

$$K_1 = \rho S_1 v_1 \cdot v_1 \Delta t;$$

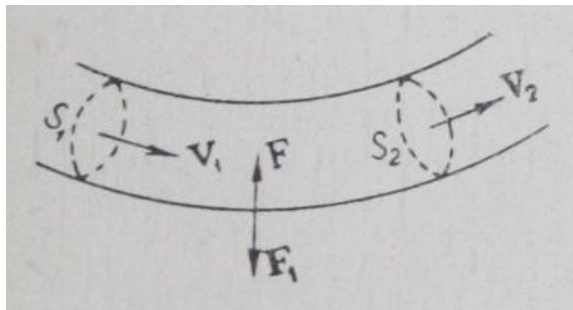
мұндағы v_1 – мына S_1 қимасынан ағып өтетін сұйықтың жылдамдық векторы. Ал трубаның екінші S_2 қимасында сұйықтың әлгі массасының қозғалыс мөлшері мынаған тең болады:

$$K_2 = \rho S_2 v_2 \cdot v_2 \Delta t;$$

Мысалы трубаның қимасы тұрақты болсын: $S_1 = S_2 = S$, сонда $v_1 = v_2 = v$ болып шығады:

$$\Delta K = K_2 - K_1 = \rho S v (v_2 - v_1) \Delta t. \quad (1)$$

Осы қозғалыс мөлшерінің өзгерісі труба қабырғалары тарапынан сұйыққа әсер етуші күштердің импульсына тең болуы керек. Сұйыққа әсер етуші қорытқы күштерді F әрпімен белгілеп және (1) теңдікті пайдаланып мынаны табамыз:



9-сурет

$$F \cdot \Delta t = \Delta K = \rho S v (v_2 - v_1) \Delta t;$$

бұдан

$$F = \rho S v (v_2 - v_1). \quad (2)$$

Ньютонның үшінші заңы бойынша ағып жатқан сұйық тарапынан труба қабырғаларына F' күші әсер етеді, бұл күш сан жағынан F күшіне тең, бағыт жағынан қарама-қарсы болады.

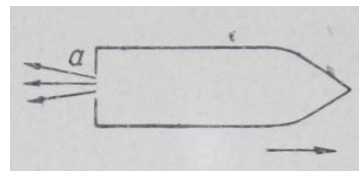
Сонымен, имек трубамен аққан сұйық трубаға F' реакция күшімен әсер етеді. 9-сурет ол күш трубаның иілу бағытына қарама-қарсы жаққа қарай бағытталады.

Ағып жатқан сұйықтың имек трубаның қабырғаларына түсіретін реакциясын су және бу турбиналарында пайдаланады. Турбина дөңгелегінің қисық каналдарымен судың немесе будың сорғалама ағыны өткенде реакция күштері пайда болады, олардың моменті турбина дөңгелегін айналдырады.

Турбинаның басқа конструкцияларында сұйық немесе бу ағыны қозғалмайтын трубадан алып шығып, турбина дөңгелегінің күрекшелеріне құйылады. Ол күрекшелер судың немесе будың ағынын бұрып жібереді, соның нәтижесінде ағынның қозғалыс мөлшері өзгереді. Сондағы күрекшелерге әсер ететін реакция күші турбина дөңгелегін айналдырады. Сұйықтың немесе будың қозғалыс мөлшері ең көп өзгерген жағдайда күштер моменті өте зор болады. Сондықтан турбина дөңгелегі күрекшелерінің формасы, ағын олардың жанынан (соғылмай) ағып өткенде, оның жылдамдығы мейлінше көп кемитіндей етіп жасалады.

Сорғылама ағын реакциясы реактивтік қозғалыста, мысалы ракеталарда немесе реактивтік снарядтарда, қозғаушы күш ретінде пайдаланылады. Сондай ракета камерасында қопраылғыш қоспа жанады. Сонда пайда болған газ снарядтың артқы бөлігіндегі арнаулы а соплосынан ағып шығады (11-

сурет). Сорғы ағынның жылдамдығы үлкен болғандықтан, газдың алатын қозғалыс мөлшері зор болады. Ракетаның алатын қозғалыс мөлшерінің шамасы сондай, бірақ бағыты оған қарама-қарсы болады, сондықтан ол ілгері қарай қозғалады.



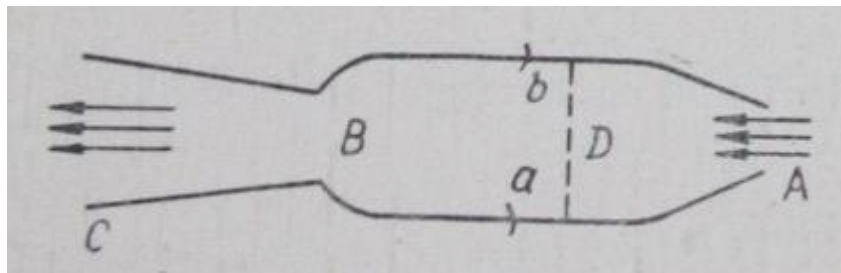
11-сурет

Ракетаға жылдамдық беру үшін басқа денелермен немесе қоршаған ортамен өз ара әсер етісудің қажеті жоқ. Сондықтан ракета ауасыз кеңістікте де қозғала алады.

Реактивтік қозғалысты қолданудың пионері атақты совет өнертапқышы К.Э. Циолковский (1857 - 1935) болды. Ол кісі тек реактивтік қозғалысты есептеп зерттеудің негізін салып қана қойған жоқ, атмосфераның жоғарғы қабаттары мен космостық кеңістікті зерттеуге арналған ракеталар конструкциясын да жасады.

Жердің осы кездегі жасанды серіктері мен космостық ракеталар орбитаға көп басқышты ракеталар көмегімен шығарылады, өйткені егер бір басқышты ракета пайдаланылған болса, онда космостық жылдамдық берілетін масса орасан үлкен болар еді. Көп басқышты ракета принципін ең алғаш К.Э. Циолковский ұсынған-ды. Ракетада химиялық отын пайдаланылады, сонда ракетаның әр басқышында жанар қоспа мен тотықтырғышқа арналған бактар болады. Үш басқышты ракетаның қозғалу схемасын қарастырайық. Ең алдымен бірінші басқыш двигателіндегі отын жанады, сонда ракета бүтіндей тұтас қозғалады. Бірінші басқыштың отыны түгел пайдаланылған соң, ол басқыш бөлініп кетеді де, ракета әрмен қарай екінші басқыш двигателі жұмысы есебімен қозғалып ұшады. Екінші басқыш двигателінің жұмысы аяқталған соң, ол да бөлініп кетеді, тек үшінші басқыш әрмен қарай ұша береді. Оның массасы ракетаның барлық массасынан едәуір аз болады. Осының салдарынан, реактивтік күш бұрынғыдай болғанымен, соңғы басқыштың үдеуі едәуір артады да, оның жылдамдығы зорая береді.

Реактивтік қозғалыстың осы айтылған ракеталық принципімен қатар, осы кезде бұл қозғалыстың басқа принципі де пайдаланылып жүр, оны ауа-реактивтік двигательдерде қолданады. Ауа-реактивтік двигательінің біреуінің схемасы суретте көрсетілген. Двигельдің бас жағында A диффузоры бар, ол ауаны сорып алып отырады. Сол диффузор арқылы енген ауа D клапандары системасынан өтіп, B жану камерасына келіп жиналады. Отын жану камерасының ішіне a және b форсуналары жәрдеммен себіледі; жану басталған кезде клапандар жабық болады. Отын жанғанда ауа қызады, сол қызған ауа мен отын жанғанда пайда болған газ араласады, осы қоспа двигательінің C соплосы арқылы үлкен жылдамдықпен ағып шығады. Двигельге енген және одан шыққан сорғы ағынның жалпы қозғалыс мөлшері артады. Қозғалыс мөлшерінің сақталу заңы бойынша двигательдің өзі алға қарай бағытталады және сорғы ағынның қозғалыс мөлшерінің өсіміне тең қозғалыс мөлшерін алады.



сурет

Осы күнгі авиациялық реактивтік двигательдерде отынның жануын сүйемелдеуші ауаны арнаулы насостар арқылы жіберіп отырады. Насосты турбина жүргізеді, турбинаның өзі жану камерасынан шыққан газдың сорғы ағынына тигізетін әсерімен жұмыс жасайды. Сорғы ағынның реактивтік әсері двигательдің пайдалы тарту күшін туғызады. Осындай двигатель турбореактивтік двигатель деп аталады. Авиацияда пайдаланылатын турбореактивтік двигательдің ракетада қолданылатын жай реактивтік двигательден айырмашылығы бар. Мұнда отынды жанғызу үшін атмосфералық ауадағы оттегі пайдаланылады, ал ракетадағыдай отынмен бірге арнаулы бактарда алынып жүретін тотықтырғыш пайдаланылмайды. Осының арқасында турбореактивтік двигательдің жұмсалатын отынның жалпы массасы реактивтік двигательде жұмсалатын отын массаынан едәуір аз болады. Турбореактивтік двигательдің осы айтылған артықшылығы, оны жай реактивтік двигательден гөрі самолеттерде қолдануды қолайлы етіп отыр. Алайда турбореактивтік двигатель атмосфераның тығыздығы тым аз, өте жоғары биікте жұмыс істей алмайды. Ол двигатель жер атмосферасы шегінен шығып ұшуға жарамайды.

Ракеталар қозғалысын есептеп зерттеу үшін И.В. Мещерскийдің (1859-1935) жұмыстарының практикалық мәні зор. Ол уақытқа байланысты массасы өзгеріп отыратын денелер қозғалысының теориясын тұңғыш рет ойлап тапты, сонда масса денеге жаңадан масса қосылу не одан масса бөлініп кету салдарынан өзгеріп отыратын болды. И.В. Мищерский ілгерілемелі қозғалыстағы массасы (m) айналымы дене үшін қозғалыс теңдеуі мына түрде болатындығын дәлелдеп көрсетті:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F + \frac{dm_1}{dt} \cdot v_1 - \frac{dm_2}{dt} \cdot v_2. \quad (3)$$

мұндағы v – дененің жылдамдығы, F - сыртқы күштің бас векторы, m_1 - денеге қосылатын масса, m_2 - денеден бөлініп кететін масса, v_1 мен v_2 - осы массалардың жылдамдықтары. Егер v_1 және v_2 нольге тең болса, онда (3) теңдеу мына түрде жазылады:

$$\frac{d}{dt}(mv) = F.$$

Реактивтік қозғалысты зерттегенде (егер тек бөлінетін массалар ғана бар болса), (3) теңдеуді былай түрлендіріп жазған қолайлы:

$$mw = F + \frac{dm_2}{dt} \cdot (v - v_2),$$

мұндағы w – дененің үдеуі.

Бұл соңғы теңдіктен мынаны көреміз: массасы айнымалы денеге кәдімгі қозғалыс теңдеуін қолдануға болады, бірақ онда сыртқы күштердің бас векторына дене мен бөлінетін массаның $v - v_2$ салыстырма жылдамдығы мен сол массаның уақыт бойынша алынған туындысының $\frac{dm_2}{dt} \cdot (v - v_2)$ көбейтіндісі қосылады.

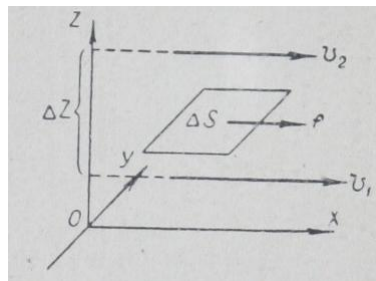
Тұтқыр сұйықтың қозғалысы.

Барлық нақтылы сұйықтардың бір қабаты екінші қабатымен салыстырғанда орын ауыстырса, онда азды-көпті үйкеліс күші пайдф болады. Шапшаңырақ қозғалған қабат тарапынан жайлау қозғалған қабатқа үдетуші күш әсер етеді. Керісінше, жайлау қозғалған қабат тарапынан шапшаң қозғалған қабатқа бөгеуші күш әсер етеді. Бұл күштер *ішкі үйкеліс күштері* деп аталады, олар қабаттардың бетіне жүргізілген жанама бойынша бағытталады. Ішкі үйкеліс күшінің f шамасы сұйық ағысының v жылдамдығы бір қабаттан екінші қабатқа көшкенде қаншалықты шапшаң өзгертіндігіне тәуелді және қарастырылып отырған сұйық қабаты бетінің ΔS ауданы неғұрлым үлкен болса, соғұрлым зор болады. Мысалы, бірінен-бірі Δz қашықтықтағы сұйықтың екі қабаты (12 сурет) v_1 және v_2 жылдамдықтарымен ақсын; $v_1 - v_2 = \Delta v$ деп белгілейік. Қабаттардың Δz ара қашықтығын өлшегендегі бағыт сол қабаттардың ағыс жылдамдығына перпендикуляр болсын. Сонда $\frac{\Delta v}{\Delta z}$ шамасы бір қабаттан екінші қабатқа көшкенде жылдамдықтың қаншалықты шапшаң өзгертіндігін көрсетеді, оны *жылдамдық градиенті* деп атайды. Ішкі үйкеліс күші f жылдамдық градиентіне тура пропорционал болады, сөйтіп

$$f = \eta \frac{\Delta v}{\Delta z} \cdot \Delta S. \quad (1)$$

Мұндағы η шамасы сұйықтың табиғатына байланысты, оны *сұйықтың ішкі үйкеліс коэффициенті* немесе *сұйықтың тұтқырлық коэффициенті* деп атайды. Тұтқырлық коэффициенті неғұрлым зор болса, сұйықтың идеал сұйықтан айырмашылығы соғұрлым үлкен болады, үйкеліс күші соғұрлым зор болады.

Үйкеліс коэффициентінің өлшемділігі $L^{-1}MT^{-1}$ болатынын табу оңай. Сонымен, CGS системасында тұтқырлықты $\text{см}^{-1} \cdot \text{г} \cdot \text{сек}^{-1}$ –пен өлшейді. Тұтқырлықтың осы бірлігін, француз ғалымы Пуазейльдің құрметіне, *пуаз* деп атайды.



12-сурет

Сұйық тұтқырлығының температураға байланыстылығы өте күшті болады; температура көтерілгенде тұтқырлық кемиді. Мысалы, судың 0°C -тағы тұтқырлығы $\eta_0 = 0,01775 \text{ см}^{-1} \cdot \text{г} \cdot \text{сек}^{-1}$ 90°C -тағы тұтқырлығы $\eta_{90} = 0,00320 \text{ см}^{-1} \cdot \text{г} \cdot \text{сек}^{-1}$. Әсіресе майлар тұтқырлығының температураға тәуелділігі күшті; мысалы, температурасы 18° -тан 40°C -ға дейін көтерілген касторка майының тұтқырлығы төрт еседей кемиді. Төмендегі таблицада кейбір сұйықтардың тұтқырлық коэффициенттерінің мәндері көрсетілген:

Сұйық	Тұтқырлық коэффициенті (пуазбен есептелген)		
	$T=0^{\circ}\text{C}$	$T=15^{\circ}\text{C}$	$T=99^{\circ}\text{C}$
Су	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$0,29 \cdot 10^{-2}$
Сынап	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
Эфир	$0,29 \cdot 10^{-2}$	$0,25 \cdot 10^{-2}$	
Глицерин	46	15	

Газдардың ағысын да сұйықтың ағысы деп қарастыруға болады, бірақ, біріншіден, газдардың тұтқырлық коэффициенттері едәуір аз, екіншіден, газдардың сығылғыштығы есепке алыну керек. Температура жоғарылағанда, сұйықтардікіндей, газдардың тұтқырлығы кемімейді, аздап артады, оны мына таблицадан көруге болады:

Газ	Тұтқырлық коэффициенті (пуазбен есептелген)		
	$T=0^{\circ}\text{C}$	$T=15^{\circ}\text{C}$	$T=99^{\circ}\text{C}$
Сутегі	$86 \cdot 10^{-6}$	$89 \cdot 10^{-6}$	$106 \cdot 10^{-6}$
Су буы	$90 \cdot 10^{-6}$	$97 \cdot 10^{-6}$	$131 \cdot 10^{-6}$
Ауа	$171 \cdot 10^{-6}$	$181 \cdot 10^{-6}$	$220 \cdot 10^{-6}$
Аргон	$210 \cdot 10^{-6}$	$221 \cdot 10^{-6}$	

П.Л. Капица сұйық гелий -271°C - ға температурада *«аса аққыштық»* делінетін ерекше күйге көшетіндігін, сонда оның тұтқырлығы практикада нөлге тең болатындығын көрсетті. Аса аққыштық күйіндегі гелийдің жіңішке капилляр мен тар саңылаулардан қозғалып өтуін бақылай келгенде оның тұтқырлығы қалай да, 10^{-11} пуадың кем екендігі байқалады. Аса аққыштық күйіндегі сұйық гелийді «гелий II» деп атайды.

Біз қарастырған сұйық ағысы *ламинарлық ағыс* деп аталады (латынша ламинар — кабат-қабат деген сөз); өйткені сұйықтың қабаттары бір-бірінің бетімен сырғанаған тәрізді болып қозғалады. Сұйық трубамен қозғалғанда жылдамдық артқан сайын ағыстың ламинарлық сипаты жоғалып, ретсіз бола бастайды. Трубаның осіне перпендикуляр жылдамдық құраушылары пайда болады. Сұйықтың әрбір нүктесінде жылдамдық векторы өзінің орташа мәнінен ретсіз ауытқып отырады. Осындай қозғалыс *турбуленттік* қозғалыс деп аталады. Трубаларда немесе каналдарда ламинарлық қозғалыс турбуленттік қозғалысқа ауысқанда, кедергі кенеттен үлкейіп кетеді.

Тұтқыр сұйық денені орай аққан кезде жылдамдық артқан сайын ағыстың сипаты өзгереді, ол *құйынды ағысқа* айналады.

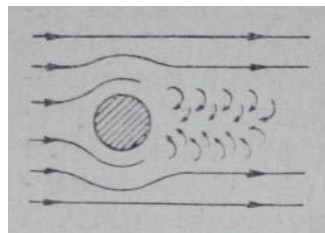
Сұйық орай аққан дененің бетінен бөлініп шыққан сұйық ағындары жеке *құйындарға* бөлшектенеді. Дененің артқы жағында түзілген құйындарды (13-сурет) сұйық ағызып алып кетеді, олар біртіндеп барып басылады.

Дұрысын айтқанда, Бернулли теңдеуін тұтқыр сұйықтарға қолдануға болмайды, өйткені үйкеліс күштері жұмысының салдарынан ағын түтігінің ішінде энергияның бір бөлігі жылуға айналып кетеді. Алайда іс жүзінде Бернулли теңдеуін тек өте тұтқыр сұйықтарға ғана қолдануға болмайды. Ал суға ұқсас сұйықтар үшін Бернулли теңдеуі жеткілікті дәрежеде дәл орындалады.

Үйкелістің ролі Рейнольдс саны (R) деп аталатын өлшемсіз шамамен сипатталады. Ол сан

$$R = \frac{\rho v l}{\eta},$$

мұндағы l — сызықтық өлшемдер, ол сұйықтың қарастырылып отырған ағысына тәуелді. Егер сұйық трубамен аққан болса, онда l трубаның радиусын, ал v орташа жылдамдықты көрсетеді. η/ρ қатынасы тұтқырлықтың *кинематикалық коэффициенті* деп аталады.



13-сурет

Рейнольдс санның ролін түсіндіру үшін сұйық көлемі элементін қарастыралық, оның кабырғасының ұзындығы l болсын. Бұл көлемнің кинетикалық энергиясы мынаған тең:

$$E_k = \frac{\rho v^2}{2} l^3.$$

Сұйық көлемінің элементіне әсер ететін үйкеліс күші оның l^2 бетіне, η тұтқырлық коэффициентіне және жылдамдық градиентіне пропорционал болады. Қашықтық шамамен l -ге тең болғанда (сұйық трубамен аққанда радиус бағытының бойымен) жылдамдық нольге дейін кемиді деп болжап, жылдамдық градиенті v/l -ге тең екендігін табамыз. Сонымен, f үйкеліс күші мынаған тең:

$$f = \eta l^2 \frac{v}{l} = \eta v l.$$

Ұзындығы l -ге тен жол жүргендегі бұл күштің жұмысы:

$$A = f \cdot l = \eta v l^2.$$

Егер A жұмысының шамасы сұйық көлемінің кинетикалық энергиясымен салыстырғанда аз болса, яғни мынадай теңсіздік:

$$\eta v l^2 \ll \frac{\rho v^2}{2} l^3$$

немесе

$$\frac{\rho v l}{\eta} \gg 1$$

орындалатын болса, онда сұйық ағысындағы үйкелістің маңызы аз болады. Ал $\frac{\rho v l}{\eta} = R$ – Рейнольдс саны. Сонымен, Рейнольдстің саны зор болғанда сұйық ағысындағы үйкеліс күшінің маңызы аз болады. Сұйық трубамен аққанда Рейнольдс саны кризистік мән деп аталатын мәніне жеткенде ломинарлық қозғалыс турбуленттік қозғалысқа айналады. Су трубамен аққанда ≈ 1200 .

Дене сұйық ішінде қозғалғанда пайда болатын құбылыстарды қарастырайық. Денені қолғалып барады, сұйықты тыныш тұр деп санаудың орнына мәселені керісінше қойып: тыныш тұрған денені сұйықтың бір қалыпты ағымы орай ағуын қарастыруға болады. Алғаш сұйықты тұтқырлығы жоқ идеал сұйықтық деп санаймыз. Мысалы, дене шексіз ұзын дөңгелек цилиндр болып келсін, оның осі ағынның ұйытқымаған сұйықтарына перпендикуляр болсын (14-сурет).

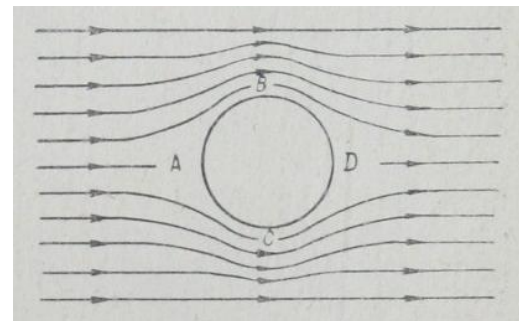
Ағынның сызықтары симметриялы болып, цилиндр жағына қарай өтеді. A және D нүктелерінде сұйықтың жылдамдығы нольге тең. B және C нүктелерінде ағын сызықтары қоюланады және бұл нүктелердегі сұйық жылдамдығы ұйытқымағын ағындікінен артық болады.

Сондықтан A және D нүктелеріндегі қысым сұйықтағы p статикалық қысымынан артық, ал B және C нүктелерінде кем болады. Егер ұйытқымаған ағымның жылдамдығы v болса, онда Бернулли теңдеуі бойынша A нүктесіндегі қысым мынаған тең болады:

$$p_A = p + \frac{\rho v^2}{2},$$

өйткені дене бетінің A нүктесіндегі сұйықтың жылдамдығын нольге тең деп санап отырмыз ($v_A=0$). Сонымен, A нүктесіндегі қысым статикалық p қысымынан артық болады. D нүктелерінде де қысым осындай артады. Үстірт қарағанда D нүктелерінде қысым p -ден кем сықылды көрінуі мүмкін, бірақ ол дұрыс емес.

Шындығында A нүктесіне таяу ағындығы сұйық бөлшектерінің жылдамдығы кемиді, демек, сұйықтың бөлшектеріне сол жаққа қарай бағытталған күш әсер етеді, ал денеге A нүктесінде Ньютонның үшінші заңы бойынша, оң жаққа қарай бағытталған күш әсер етеді. D нүктелерінде таяу сұйық бөлшектерінің жылдамдығы артады, олай болса, оларға оң жаққа қарай бағытталған күш әсер етеді.



14-сурет

Енді B нүктесіндегі денеге түсетін қысымды қарастырайық. Оны анықтау үшін сол орындағы дененің бетіне таяу сұйықтың жылдамдығын білуіміз керек. егер қашықтығы, жуықтап алғанда, цилиндрдің радиусына тең жердегі ағым ұйытқымайды деп санасақ, сонда B нүктесіндегі сұйық жылдамдығы $v_B = 2v$ болады және Бернуллидің теңдеуі бойынша:

$$p_B + \frac{4\rho v^2}{2} = p - \frac{\rho v^2}{2}, \quad \text{осыдан} \quad p_B = p - \frac{3\rho v^2}{2}.$$

Сөйтіп, B нүктесіндегі қысым статикалық p қысымынан кем. C нүктесіндегі қысым да осындай болады. Осы айтылғандарға қарағанда B және C нүктелерінде қысымның кемуі, A және D нүктелеріндегі қысымның артуына басым екендігі көрінеді. Симметрия салдарына орай ағатын сұйық тарапынан денеге әсер ететін барлық күштердің қосындысы нольге тең болады: $\sum \vec{F}_i = 0$. Бұдан мына қорытынды шығады: *дене тұтқырлығы жоқ сұйық ішінде қозғалғанда оған ешбір кедергі кездеспейді керек.*

Дене тұтқыр ортада қозғалғанда кедергі пайда болады. Ол кедергінің түп себебі екі түрлі. Жылдамдық аз, дененің формуласы сусымалы болып, құйындар пайда болмайтын жағдайда кедергі күші тек сұйық тұтқыр болған себептен пайда болады. Қатты денеге тікелей тиісіп жатқан сұйық қабаты оның бетіне жабысады және толығынан сол денеге ілесіп қозғалады. Келесі қабат денеге ілесіп азғана жылдамдықпен қозғалады. Сөйтіп, сұйық қабаттарының арасында үйкеліс күші пайда болады.

Бұл жағдайда *Стокс тағайындыған заң бойынша: кедергі күші бірінші дәрежеде алынған жылдамдыққа, тұтқырлық коэффициентіне және дененің сызықтық өлшемдеріне тура пропорционал болады.*

Шар тұтқыр сұйық ішінде қозғалғанда Стокс заңы бойынша пайда болатын кедергі күші:

$$f = 6\pi\eta r v, \quad (2)$$

мұндағы η - сұйықтың тұтқырлық коэффициенті, r - шардың радиусы, v - оның қозғалыс жылдамдығы.

Стокс формуласы (2) бойынша шардың тұтқыр сұйықтың ішінде тиянақты қозғалып төмен түсу жылдамдығын табуға болады. Ауыр шар тұтқыр сұйық ішінде тек алғашқы кезде ғана үдей қозғалып төмен түсе бастайды, оның түсу жылдамдығы артқан сайын f үйкеліс күші де артып, шарға әсер етуші P ауырлық күші теңгере бастайды. Осы күштер бірін-бірі теңгерген кезде, шар тұрақты v жылдамдығымен бірқалыпты қозғалып төмен түседі, сонда v жылдамдығын, (2) формулаға лайық, мына теңдіктен табамыз:

$$P = 6\pi\eta r v. \quad (3)$$

Сұйықтың ішіндегі шарға әсер ететін P күші және Архимедтің заңы бойынша $P_0 = P_1$ айырмасына тең, мұндағы P_0 – шардың шын салмағы, P_1 – шармен көлемдес сұйықтың салмағы, сонда $P = P_0 - P_1 = (\rho - \rho^1)g \frac{4}{3}\pi r^3$, ал мұндағы ρ – шардың тығыздығы, ρ^1 – сұйықтың тығыздығы. P –нің осы мәнін (3) теңдіктері орнына қойып, ізделіп отырған жылдамдықты табамыз:

$$v = \frac{2(\rho - \rho^1)gr^2}{9\eta}. \quad (4)$$

(4) формулаға қарағанда тұтқыр сұйық ішінде шардың төмен түсу жылдамдығы оның r радиусының квадратына тура пропорционал. Шар неғұрлым кішкене болса, берілген сұйық ішінде ол соғұрлым жай қозғалып төмен түседі. Стокс санымен қатар формуласы тек шардың сұйық ішінде төмен түсуіне ғана емес, кішкене шардың газ ішінде төмен түсуіне де қолданылады, бұл жағдайда газды тұтқыр сұйық деп қарастыруға болады. Мысалы, тұманның ұсақ тамшыларының ауада төмен түсу жылдамдығын (4) формула бойынша дәл анықтауға болады.

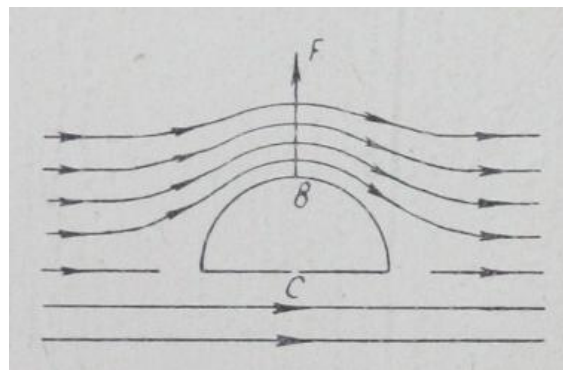
Тұтқыр сұйықтың шарды орай ағуын Рейнольдс саны арқылы сипаттағанда, v деп шардан шексіз алыстаған ағынның салыстырмалы жылдамдығын, l деп шардың диаметрін ұғамыз. Стокс заңы Рейнольдс санының мәндері аз болса ғана орындалады.

Әр түрлі қатты денелерді сұйықтың орай ағуының динамикалық ұқсастығы үшін Рейнольдс сандарының тең болуы қажет. Кемелердің, самолеттердің т.т. қозғалысын модельдегенде, модельдің өлшемдері кішірейтілген жағдайда ($l_2 < l_1$), егер модельдегі және шындықтағы сұйықтың тұтқырлық коэффициенті бірдей болса, онда модельдегі ағынның жылдамдығы артық болуы керек: $u_2 > u_1$. Модельдердегі жылдамдықтараса зор болып кетпеу үшін тұтқырлық кинематикалық коэффициентінің мәні аз сұйық алынуға тиіс.

Тұтқыр сұйықта кедергі күштерінің пайда болуының жоғарыда атап өтілген екінші себебі, құйындардың түзілуімен байланысты. Дене сұйық ішінде қозғалғанда істелінетін жұмыстың бір бөлігі құйындардың түзілуіне кетеді. Сұйықтың ішкі үйкелісі бар, сондықтан құйындардың энергиясы ақырында жылуға айналады. Жылдамдық аз болған жағдайда құйындар түзілмейді және дене кездестіретін кедергі де онша көп болмайды. Жылдамдық ұлғайғанда құйындар түзіле бастайды, міне сонда кедергі күші кенет артады. Кемелер мен самолеттер жасағанда оларды, мүмкін қадарынша, құйындар түзілместей формаға келтіріп аққыш формалы етіп жасаудың маңызы өте зор. Құйындар түзілгендіктен пайда болатын кедергі күші, жылдамдық аса үлкен болмаған кезде, жылдамдықтың квадратына пропорционал болады. Жылдамдық берілген ортадағы дыбыс жылдамдығына жуық болған кезде ол кедергі жылдамдықтың үшінші дәрежесіне пропорционал болып, ал дыбыс жылдамдығы зор жылдамдықтар кезінде кедергі қайтадан жылдамдық квадратына пропорционал болады.

Тұтқыр емес сұйық симметриясыз денені орай аққан кезде денеге сұйық тарапынан түсірілген күштердің қосындысы нольге тең болмайды. Оңай болу үшін шексіз ұзын жарты цилиндр түріндегі денені қарастырайық (15-сурет). Бұл жағдайда ағын сызықтары оның C жазық бетіне параллель болып, оған түсетін қысым p -ге тең болады. B нүктесіндегі қысым, жоғарыда айтылғандай, одан кем болады: $p_B < p$. Сондықтан пайда болған қорытынды күш $F = \sum f_i \neq 0$; бұл күш ұйытқымаған ағында ағын сызықтарына перпендикуляр болады. Идеал сұйықта бұл күш денені ағын бағыты бойынша қозғалтпайды, тек оны ағын бағытына перпендикуляр емес бағытта жылжытуға тырысады.

Тұтқыр сұйық симметриясыз денені орай аққанда денеге ағым тарапынан әсер етуші күштердің F қорытқы күші ағын сызықтарына перпендикуляр болмайды. Бұл жағдайда оны екі құраушыға: ағын бойымен бағытталған F_k құраушыға және ағынға перпендикуляр F_n құраушыға жіктеуге болады.



15-сурет

Самолет қанатының жұмысы осындай күштердің болуына негізделген. F_k күші маңдайлық кедергіні, F_H күші оның көтеру күшін анықтайды (16-сурет).

