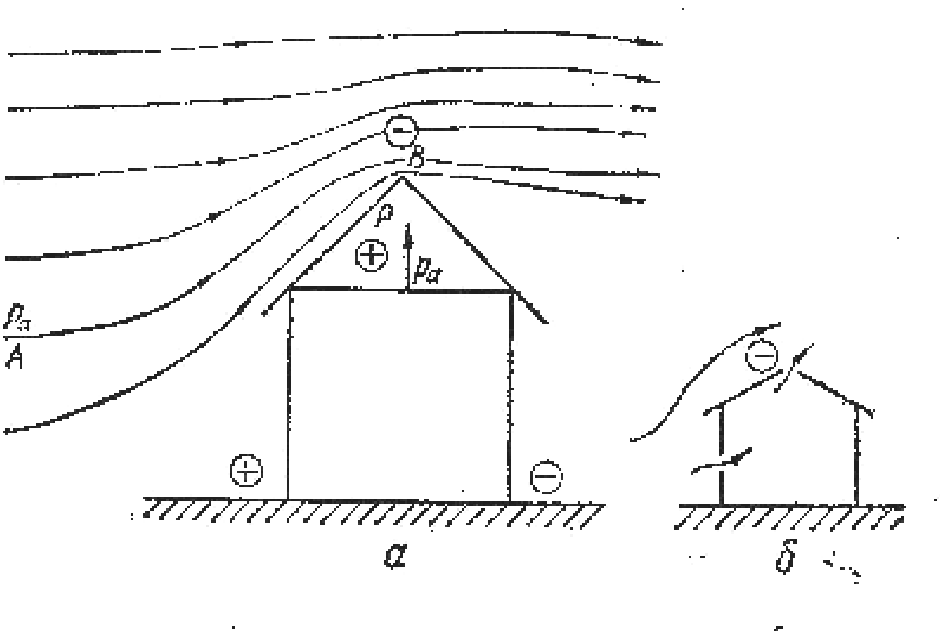
Ҳамидов С.С

А э р о д и н а м и к а



Ҳамидов С.С

А э р о д и н а м и к а

укув кулланма

Самарканд-2005

С.С Ҳамидов Аэродинамика Самарканд 2005 48-бет

Укув кулланма Аэродинамика фанидан 5А580405 – “Иситиш шамоллатиш ҳавони муътадиллаш ва ҳаво ҳавзасинини муҳофаза килиш” магистратура мутаххасислигида таълим олаётган магистрларга ҳамда муҳандислик коммуникациялар курилиши, атроф муҳит ҳимояси йуналашида таълим олаётган талабаларга мужалланган.

Кулланмада аэродинамиканинг асосий тенгмалари, бинолар аэродинамикаси, жисм юзаларидан оким утишида босимларнинг таксимланиши аэродинамик кучлар ва момент суриш ва тортиш тезликлари ҳаво кувурларида босим йуколиши, ҳаво кувурларининг кундаланг кесимларини кенгайишида ва кичрайишида босим йуколиши ҳамда ҳаво лкимлари тугрисида маълумотлар ёритилган

Такризчилар: т.ф.н доцентлар
Айматов Рузибой Айматович
Ҳусанов Ҳамид Гуломивич

Самарканд давлат архитектура курилиш институти илмий кенгаши 2005 йил 30.03 (баённома № 8) карори билан укув кулланма сифатида тавсия этилган

1-Боб Назарий аэродинамика ҳакида маълумотлар

1.1 Аэродинамика фани. Умумий маълумотлар

Суюклик ва газлар меҳаникаси фани ёки гидроаэродинамика суюкликлар ҳаракати тугрисидаги фандир. Бунда нафакат суюкликлар ва бошка томчили нарсалар балки газлар (ҳаво) ҳам тушунилади.

Суюкликлар меҳаникаси каттаик жисмлар меҳаникасига караганда анча мураккаброк. Каттик жисм меҳаникаси молекулаларни бир-бири билан каттик булганлигини урганса, гидроаэродинамика молекулаларни жуда енгил богланиш муҳитини тадбик килади. Бу енгил богликлик молекуларни барча йуналиш буйлаб тартибсиз ҳаракат килишига имкон беради ва бу ҳараркат гидроаэродинамикани куплаб саволлари ечимини кийинлаштиради.

Материални кай йусинда берилишига ва кайси соҳада кулланилишига караб гидроаэродинамика ҳар ҳил номланади- гидравлика, аэродинамика, гизодинамика шандай булишига карамасдан суюклик ва газларининг теҳникавий меҳаникаси булиб колади.

Гидравлика – суюкликларни ҳаракати ва тинч ҳолатини урганувчи фан.

Аэродинамика- ҳавони ҳаракатланиш конунларини ва ураб олган каттик жисмлар билан узаро таъсирини урганади бу фан авиатция теҳникаси ривожланиши билан пайдо булди. Аэродинамикани асосини Вентиляця соҳасида ҳавонинг ҳаракати ва тинч туриши конунларини урганиш ва иссиклик, газ таъминоти ва вентиляся булимларида куплаб саволларни ечими ётади

Узлуксиз муҳит тугрисида башорат.

Теоретик меҳаникада мавҳум мода нукта тушунчасидан ва моддий нукталар катори алоҳида моддий нукталардан ва узлуксиз нукталардан ташкил топган, буюмларни ва физик конетанталарни узлуксиз таъминотини ташкил килади. Мутлок каттик жисмлар мавҳум узгармайдиган муҳит мисол булла олади.

Меҳаникани узлуксиз муҳитни эгилувчан ва асл ҳолида кайтарувчи материаллар бирлаштиради, шунга караб газсимон ва суюк жисмлар мутлок каттик жисмларга караганда кисилувчанлик ҳусусиятга эга

Шундай килиб суюкликлар ва газлар меҳаникасида моддий нукталар каторига узлуксиз муҳитга айланади, бунда узулишлар ва бушликлар булмайди. Узлуксиз муҳит ҳакида чакирганда ва унинг молекуляр тузилишини мавҳумлашда биз молекуляр ҳаракатга эътибор бермаймиз (аникроги, факат молекуляр ҳаракатни уртача ҳаракатини оламиз, масалан босим ва ҳарорат)

Факат ташки кучлар томонидан ҳосил килинувчи ҳаракатни урганамиз

Шундай килиб гидроаэродинамикавий ҳолат микроскопик ҳарактерга эга. Шунинг учун муҳитни энг кам микдори ҳам молекулалар ораликларига нисбатан катта ҳисобланар экан.

Математик нуктаи назардан муҳитни узлуксиз суюкликлар (газлар) ҳолатини ҳарактерловчи ҳар кандай функсия узлуксиз ва дифференцияланади.

Узлуксизлик тугрисидаги башорат шуни курсатадики, гидроаэромеҳаник тадкикотларда суюклик ва газлар ҳолатини етарлича урганиш мумкин экан, ваҳоланки унинг улчамлари молекулаларга нисбатан бир неча маротаба катта

Суюклик ва газлар ҳаракати тартибсиз ва тартибли булиши мумкин. Тартибсиз ҳаракатда занглик, босим, тезлик ва бошка меҳаник ҳарактерлар ҳар нуктада вактга караб ҳар ҳил булиши мумкин. Тартибли ҳаракатда бу катталиклар окимни барча нукталарда вакт утиши билан узгаришсиз колади.

Гидродинамикада ҳаракатни икки тури мавжуд: Ламинар $R_e<2000$ ($R_{екр}=2300$) ва турбулент $R_e>4000$

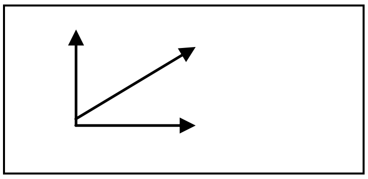
Ламинар оким шуниси Билан ҳарактерлики бунда алоҳида окимлар бир-бири билан аралашмайди. Турбулент оким аралашмали булиб, бунда алоҳидали окимлар бир-бири билан аралашади. Турбулент окимда заррачалар узларини молекулалар каби тутади ва тартибсиз ҳаракатланади, тезлик, босим суюкликни ёки газни ҳар нуктасида ҳар-ҳил булиб вакт утиши билан узгаради.

Бу ҳаракатларни урганишни кийинлаштиради. Суюкликларда ва газларда ҳар ҳил кучлар ҳаракат килиши мумкин. Улар суюклик ёки газлар ҳажмига таъсирига караб ҳажмига таъсирига караб ҳажмли (огирлиги) ва юзали булиши мумкин. Ҳажмий кучлар ҳажмдаги ҳар бир зарраларга таъсир килади. Буларга тортиш ва инерция кучлари киради.

Босим берувчи куч муҳитни ҳар бир элементга таъсир килади ва ҳажмга ва огирлик кучига пропорционал Босим берувчи кучига аваламбор огирлик кучи киради. $G = mg$ бу ерда g- эркин тушиш тезланиши

Бир жинсли муҳитни ҳажмий улчови солиштирма ҳажм дейилади $\rho = \dfrac{G}{V} = \dfrac{mg}{V} = \rho g$

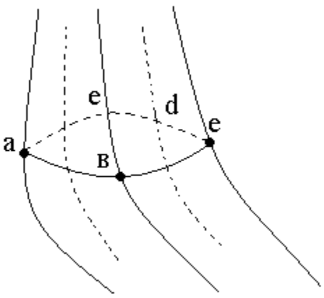
Муҳитни ялпи ҳарактерини урганишда инерция кучи катта аҳамиятга эга булиб у жисмни огирлигини m-тезланишига w-купайтмасини тескари ишорасига тенг $J = -m \cdot w$ заррачаларга кушилган юза кучлари берилган ҳажмдаги юзаларга кушилган Бунда босим кучи юзага нисбатан тик ишланиш кучи кия йуналган булади.



P-босим кучи

T - ишкаланиш кучи.

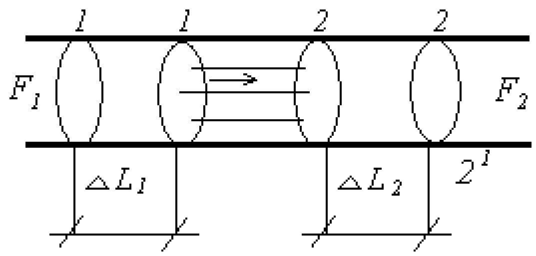
Аэродинамикада ҳаракатни тушиниш учун заррачаларни ҳаракат чегараси деб заррачаларни вакт оралигида кетма-кет алмашишига айтилади оким тушунчаси куйидагича аникланади. Окимда ҳаёмий кичик ёпик контур ажратамиз. Бу контурни зарралар оким чизиги утади ва юзани ҳосил килади. Бу юза билан чегараланган суюклик (газ) оким деб аталади. Юзани узи окимни ёнбош юзаси дейилади. Оким чизиги буйлаб ҳарактерланаётган заррачаларга перпендикуляр булган юзага окимни кундаланг ёки тири юзаси дейилади. Кундаланг кесим оркали бирлик вактда окиб утган суюкликга ёки газга уларни сарфи дейилади. Газ ёки суюкликларни сарфи улар кайси улчамда улчанаётганига караб: юкли сарф массали ва ҳажмий сарфлар мавжуд. Си системасида юкли сарф куйидагича улчанади h/c (h/соат) массали сарф кг/с (кг/соат), ҳажмий сарф $м^3/с$ ($м^3$/соат)



1.2 Сарфланишлик тенгламаси

Ҳаракатланаётган суюкликда окимга ажратамиз. Икки кунгдаланг кесим ажратиб 1-1 ва 2-2 суюкликни ёки газни ҳажмини курамиз ва ҳулоса киламиз.

$\Delta\ell$ вакт оралигида 1,2 булимма 1^1-2^1ҳолатига
утади моддаларни сакланиш конунига асосан оким
ҳажмдаги массаси бу икки булинмаларда бир хил
булиши керак , яъни:
$M_{1.2} = M_{1^1.2^1}$ ёки $\Delta M_{1,1^1} + M_{1.2} = M_{1^1.2} + \Delta M_{2.2}$



Тенг ҳолдаги массали ҳаракат $\Delta M_{1,1^1}$ аралашгунча ва аралашгандан кейинги $\Delta M_{2.2}$ массаси тенг булиши керак.

Биринчи булинмадаги 1-1^1ҳажмий оралик $\Delta M_{1,1^1} = P_1 F_1 \cdot \Delta\ell_1$ бу ерда P -ҳавонинг зичлиги F-кундланг кесим юзаси. $\Delta\ell$ 1-1^1 булинма узунлиги. Суюклик ва газлар тезлиги ҳар бир булинмада бир ҳил булганлигидан 1-1 ва 1^1-1^1 булинмалар оралигидаги масофа вакт бирлигида олинган тезликни ҳосиласига тенг. $\Delta\ell_1 = \vartheta \cdot \Delta t$ Бундан $\Delta M_{1,1^1} = \rho_1 F_1 \cdot \vartheta_1 \cdot \Delta t$

Ҳудди шундай килиб 2,2^1 булинмалар учун ҳам куйидагиларни ҳосил киламиз $\Delta M_{2,2^1} = \rho_2 F_2 \cdot \vartheta_2 \cdot \Delta t$ Иккала тенгликни тенглаштириб ва Δt ни кискартириб массали сарфли тенгламасини ёзамиз

$$\rho_1 F_1 \vartheta_1 = \rho_2 \cdot F_2 \cdot \vartheta_2 \qquad (1)$$

Шундай килиб массали сарф окими буйлаб узгаришсиз колади.

Агар суюклик ва газларни зичликлиги ва тезлиги ҳар-бир кундаланг кесимида ҳар ҳил булса, окимчаларга ажратамиз. Ҳаар бир элементар окимча буйлаб массали сарф узгармас булади.

$$\rho_1 \vartheta_1 \cdot \Delta f_1 = \rho_2 \cdot \vartheta_2 \cdot \Delta f_2$$

бу ерда f -элементар окимчани кундаланг кесими Ҳар бир элементар окимча массали сарфи ҳам узгармас булади

$$\int_{F_1} \rho_1 \cdot \vartheta_1 \cdot dF_1 = \int_{F_2} \rho_2 \cdot \vartheta_2 \cdot dF_2$$

Математикадан маълум булган теоремага асосан массали сарфни тенгламасини бошкача ёзамиз

$$(\rho_1 \vartheta_1)_{yp} F_1 = (\rho_2 \vartheta_2)_{yp} F_2$$

бу ерда $P\vartheta$ огирлик тезлиги кунгдаланг кесимдаги кунгдаланг кесим буйлаб зичлиги узгармаса куйидагини ҳосил киламиз

$$\rho_1 \cdot F_1 \vartheta_{1yp} = \rho_2 \cdot F_2 \vartheta_{2yp} \qquad [2]$$

Ҳусусий ҳолда, окимчалар буйлаб зичлик узгаришсиз колса $\rho_1 = \rho_2$ унда [1] ва [2] тенглик куйидаги куринишни олади.

$$F_1 \vartheta_1 = F_2 \vartheta_2 \qquad [3]\ ; \qquad F_1 \vartheta_{1yp} = F_2 \vartheta_{2yp} \qquad [4]$$

Бундан куринадики окимча буйлаб ҳажмий сарф узгармай колади.

Баъзан укли куринадики окимча буйлаб ҳажмий сарф узгармай колади. Баъзан укли тезликга эга булган ҳажмий сарф тенгламасидан фойдаланиш кулай $\vartheta_{yp} = k \cdot \vartheta_{yp}$ Бунда K-тезлик майдони коэффиценти. Унда куйидагини ҳосил киламиз

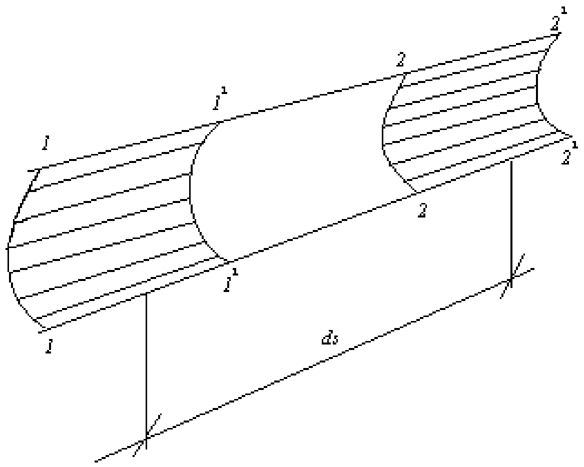
$$k_1 F_1 \vartheta_{1yk} = k_2 F_2 \vartheta_{2yk} \qquad [5]$$

Бунда коэффицент $k = \frac{\vartheta_{урт}}{\vartheta_{ук}} = \frac{1}{\vartheta_{ук} \cdot F} \int_F \vartheta df = \int_0^1 \vec{\vartheta} df$ бунда $\vec{\vartheta} = \frac{\vartheta}{\vartheta_{ук}}$ ва $df = df / F$

Коэффицент $K : -1 \le k \le 1$ Бу коэффицент тезлик майдони булсагина ечим мумкин.

1.3 <u>Бернулли тенгламаси</u>

Окимда окимча ажратамиз ва унда 1-1 ва 2-2 оралари масофалари жуда кичик булган кесим оламиз. Ушбу кесимлар орасида окимчани караб чикамиз.



Ажратилган 1,2 булинмаларга ҳам энергия саклаш конуни таллукли булиб куйидагича таърифланади; ажратилган ҳажмга бирлик вактда берилган иссиклик микдори иш билан бирга ҳажмий кучларига таъсир киладиган уша вактда энергия узгаришига тенг Ҳажмга берилган иссиклик микдорини ушбу ҳолатдан аниклаймиз. 1,2 булинмадаги ҳажм Δt вактда 1,2 ҳолатга утсин. Ундан курилаётган ҳажмга берилаётган бирлик вактида иссиклик микдори куйидагича аникланади

$$dQ = Q_{1^1,2^1} - Q_{1,2} = Q_{1^1,2} + \Delta Q_{2,2^1} - \Delta Q_{1,1^1} - Q_{1^1,2^1}$$

Оким тинч ҳолатда кетса

$Q_{1,1^1}$ -аралашгунга кадарги иссиклик микдори

$Q_{1^1,2^1}$ -аралашмадан кейинги иссиклик микдори

бундан $dQ = \Delta Q_{2,2^1} - \Delta Q_{1,1^1}$

Суюк лик ва газлардан булинмадан бирлик огирлик иссиклик микдорини $q + dq$ билан белгилаймиз

Унда иссиклик микдори

$$dQ = \Delta M_{2,2^1}(q + dq) - \Delta M_{1,1^1} q$$

Куйидагини эътиборга олиб

$$\Delta M_{1,1^1} = \Delta M_{2,2^1} = \Delta M = const$$

Бундан куйидагини ёзамиз

$$dQ = \Delta M dq$$

Куч иши юзадаги ва ҳажмий кучлар ишлари йигиндисидан иборат

1,2 булинмадаги ҳажмга таъсир килувчи юзавий кучслар иши булинманинг икки чеккасига таъсир килувчи кучлардан иборат булади, чунки ёнбошга таъсир килувчи кучлар иши нолга тенг.

1-1 кесимдаги босимни P билан 2-2 кесимдаги босимни $P+dP$ билан белгилаймиз. Бунда $P+dP$ босим окимга карама-карши йуналган булади 1,1 булинмадаги ҳажмни ΔW_1 2-2 булинмадаги ҳажмларни $\Delta W + d\Delta W$ билан белгилаймиз

Оддий юзага таъсир килувчи куч иши иккинчи каторли кичик ишларни ҳисобга олмасдан куйидагини ёзамиз

$$(p\Delta W + dp)(\Delta W + d\Delta W) = -dp\Delta W - pd\Delta W = -d(p\Delta W)$$

Юза тегиб утувчи кучлар ишини яъни ишкалниш иши ҳам юкоридаги. Иссиклик микдори топилганлиги каби аникланади. Шунинг учун уларни келтириб чикармасдан оҳирги натежани ёзамиз $-g\ \Delta\ M\ d\ h$, бунда dh- энергияни суюклик ва газлар оркали бирлик огирликдаги ишкаланишга йуколиши.

Бу ердаги минус ишораси ишкаланиш кучи окимига нисбатан карама- карши йуналишда булади Ҳажмий кучларни иши 1,1 булинмадаги огирлик маркази 2,2 булинмага кучирилган огирлик маркази ишлари йигиндисидан иборат. Координата укларида ҳажмий куч теланиш тасвирларини $x, y, ваZ$ оркали белгилаб; 1,1 ва 2,2 булинмаларда орасидаги масофа d_3 оркали координата укларидаги DS ни таъсвирини *dx dy ва dz* оркали белгилаймиз Бу ҳолда ҳажмий кучлар иши куйидагича булади

$$\Delta M(Xdx + Ydy + Zdz)$$

Энергияни узгариши каралаётган ҳажмдаги ички ва кинематик энергияни узгаришига боглик. Ички энергияни узгариши 1,1 ва 2,2 булинмаларда суюклик ва газлар ички энергияларини узгаришига боглик. Ҳажмларидаги ички энергияни узгаришини *1,1* булинмаларда суюклик ёки газлар бирлике огирлигига тугри келадиганмикдорини *U, 2,2* булинмаларга тугри келадиган микдорини U+du билан белгилаб, аникланаётган ички энергияни узгаришини ёзамиз $\Delta M\ d\ U$ Кинематик энергияни узгариши 1,1 ва 2,2 участкаларда суюклик ва газларда кинематик энергияни узгаришлари фаркига боглик.

1-1 булинмаларда оким тезлигини ϑ билан, 2-2 булинмаларда $\vartheta + d\vartheta$ белгилаб кинематик энергияни узгаришини, иккиламчи катор энергияни жуда кичик узгаришини ҳисобга олмай ёзамиз.

$$\frac{\Delta M(\vartheta + d\vartheta)^2}{2} = \frac{\Delta M\vartheta^2}{2} = \Delta Md\left(\frac{\vartheta^2}{2}\right)$$

энергияни саклаш конунини кабул килиб ёзамиз

$$\Delta Mdg - d(p\Delta M) - q\Delta Mk + \Delta M(Xdx + Ydy + Zdz) = \Delta Md\vartheta + \Delta Md\left(\frac{\vartheta^2}{2}\right)$$

га кискартириб куйидагини оламиз.

$$dg + Xdx + Ydy + Zdz = du + d\frac{p}{\rho} - d\left(\frac{\vartheta^2}{2}\right) + gdk \qquad [1]$$

Термодинамикадан маълумки микдоридаги суюклик ёки газларга берилган иссиклик микдори, уларни ички энергияни узгаришига ва ҳажмни кенгайтириш ишига сарф булади

$$da = du - pd\left(\frac{1}{q}\right)$$

Оҳирги тенгликни энергияни сакланиш конуни буйича ёзилган [1] тенгликдан ажратиб бирлашган Берулли тенгламасини ёзамиз

$$Xdy + Ydy + Zdz = \frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{\vartheta^2}{2}\right) + gdk \qquad [2]$$

Агар ҳажмий кучлардан факат тартиб кучи (инерция кучи О га тенг) таъсир килса тенглама кискаради. Тугри бурчакли координаталар (системасида) тартибини оламиз ундаги Ҳ ва Y уклари ёпик жойлашган, Z мусбат ук тортиш кучига карама-карши йуналагн Бунда тезланиш таъсири x = 0, y = 0, Z= - g ва куйидагини оламиз

$$Z + \rho \frac{dp}{\rho g} + d\left(\frac{\vartheta^2}{2g}\right) + dh = const \qquad [3]$$

Ушбу тенгламани интеграллаб Бернулли тенгламасини ёзамиз

$$Z + \varsigma \frac{dp}{\rho g} + \frac{\vartheta^2}{2g} + h = const \qquad [4]$$

агар $\rho = cons +$ булса [4] тенгликни куйидагича ёзамиз.

$$Z + \frac{p}{2\rho} + \frac{\vartheta^2}{2g} + h = const \qquad [5]$$

Окимни ҳар бир кесимдаги тезлик ҳар ҳил булса, унда окимни майда окимчаларга ажратиб уларни бирортасига [5] тенгликни куллаймиз.
кейин уларни барча кийматларини элементар окимчани огирлик сарфига gdG купайтириб, баъзи узгаришлардан кейин, урталик теоремасини куллаб куйиданиги ёзамиз

$$Z + \frac{p}{\rho g} + \frac{(\vartheta^3)_{yp}}{2g\vartheta_{yp}} + h_{yp} = const$$

Тенгламадаги урта тезликлар кубига юза буйлаб алмаштирилиб куйидагини ёзамиз $\left(\vartheta^3\right)_{yp} = d\vartheta_{yp}{}^3$ бу ерда α - Кариолис коэффиценти Шундай килиб суюкликлар ва кисилмайдиган газлар учун Бенулли тенгламаси оҳирги кийматини ёзамиз.

$$Z + \frac{p}{2g} + \alpha \frac{\vartheta_{yp}{}^2}{2g} + h_{yp} = const \qquad [6]$$

Базан окимни икки кесим юзалари буйича куйидагича ёзилади бунда барча катталиклар ρg га купайтирилади

$$\rho g Z + P_1 + \alpha_1 \frac{p\vartheta_{yp}{}^2}{2} = \rho g Z_2 + P_2 \alpha_2 \frac{p\vartheta_{yp}{}^2}{2} + \Delta P \qquad [7]$$

Z-огирлик босими, ρ - статик босим, $\frac{P\vartheta^2 yp}{2}$ -динамик босим, ΔP -йуколган босим

Вентилятсяда Бернулли тенгламасини бошка куринишидан бошланади
Доиравий окимда ҳаракатсиз муҳитда $\vartheta = 0$ босимни ΔP -йуколган босимни $\Delta P = 0$ ва [7]тенгламадан

$$\rho_0 g Z_1 + \rho_{01} = \rho_0 g Z_2 + \rho_{02};$$

бундаги "0" катталиклар атроф муҳитга боглик [7] тенгламага оҳирги тенгламани куйиб куйидагини ҳосил киламиз

$$(\rho - \rho_0) g Z_1 + (\rho_1 - \rho_{01}) + \alpha_1 \frac{\rho \vartheta_{1yp}{}^2}{2} = (\rho - \rho_0) g Z_2 - (\rho_2 - \rho_{02}) + \alpha_2 \frac{\rho \vartheta_{2yp}{}^2}{2} + \Delta p; \qquad [8]$$

Окимлар муҳитда бир ҳил физик ҳарактеристикада булади, шунинг учун $\rho = \rho_0$ Ортикча босим тушунчасини киритамиз $p_1 - p_{01} = p_{OPT}$; ва $p_2 - p_{02} = p_{OPT}$; ва оҳирги тенгликни ёзамиз

$$P_{1OPT} + \alpha_1 \frac{\rho \vartheta_{1yp}{}^2}{2} = P_{2OPT} + \alpha_2 \frac{\rho \vartheta_{2yp}{}^2}{2} + \Delta P \qquad [9]$$

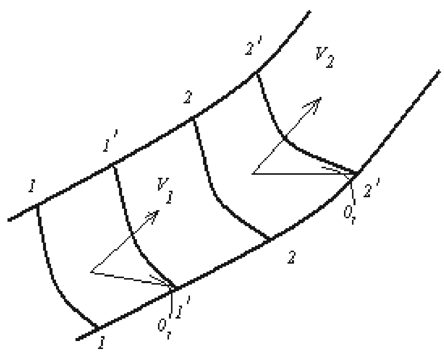
коэффиценти

$$\alpha = \frac{\left(\vartheta^3\right)_{yp}}{\vartheta^3{}_{yp}} = \frac{1}{K^3 \vartheta_{0yp}{}^3 F}; \qquad \int \vartheta^3 df = \frac{1}{K^3} \int_0^1 \vartheta^{-3} d \cdot \vec{f};$$

бу ерда $\vec{\vartheta} = \frac{\vartheta}{\vartheta_{0cp}}$; ва $\vec{df} = \frac{df}{F}$; коэффицент $\alpha \geq 1$

1.4 Ҳаракат микдори тенгламаси

Суюклик ва газлар окимида окимча ажратамиз ва бу икки ораликдаги окимни ҳажмини ҳажмини караймиз 1-1 ва 2-2 кесимлар бирор вакт оралигида 1-1 ва 2-2 ҳолатига утсин ,



Танланган ҳажмга нисбатан каттик жисмга нисбатан кабул киламиз Натижага эга булувчи импульс кучи ҳаракати геометрик микдорга боглик Каралаётган ҳажмга нисбатан куйилган натижали кучларни *R* билан ҳаракат микдорини *K* билан белгилаб вектор куринишли тенгламани ёзамиз

$$\vec{R}\Delta t = \vec{K}_{1^1,2^1} - \vec{K}_{1,2} \ ;$$

бу ерда $K_{1.2}$ ва $K_{1.2}$-1.2 ва 1^1,2^1 булинмалар ҳажмларидаги ҳаракат микдори

Тугри чизикли ҳаракат микдорида ҳажмнинг 1ва 2 булинмаларида ҳаракат вактига биноан узгаришсиз коланиди бинобарин $\vec{R}\Delta t = \vec{K}_{2,2^1} - \vec{K}_{1,1^1}$;

2-2булинмаларда ҳаракат микдори $\vec{K}_{2,2^1} = \Delta M_{2,2^1} \cdot \vec{\vartheta}_2$;

1-1 булмадаги ҳаракат микдори $\vec{K}_{1,1^1} = \Delta \vec{M}_{1,1^1} \cdot \vec{\vartheta}_1$

Бу ҳаракат микдорларини куч импулъси тенгламасига куйиб ҳаракат микдори тенгламасинит ҳосил киламиз

$$R\Delta t = \Delta M_{2,2^1} \cdot \vec{\vartheta}_2 - \Delta M_{1,1^1} \cdot \vec{\vartheta}_1$$

Тенгламани чап томонида кучларни геометрик йигиндиси унг томонида эса ҳаракат микдори жойлашган, бу ундан фойдаланишни кийинлаштиради. Бундан котиш максадида оҳирги тенгликга кирадиган барча кучларни ва барча тезликга кирадиган барча кучларни ва барча тезликларни тугри п-п кесимга лойиҳалаймиз.

Натижавий кучни проекциясини ϑRr -билан белгилаб, ҳавони ҳаракат проекциясини $\vartheta cos 0$ (0 п-п чизиги ва тезлик йуналиши орасидаги

1.5 Узлуксизлик тенгламаси

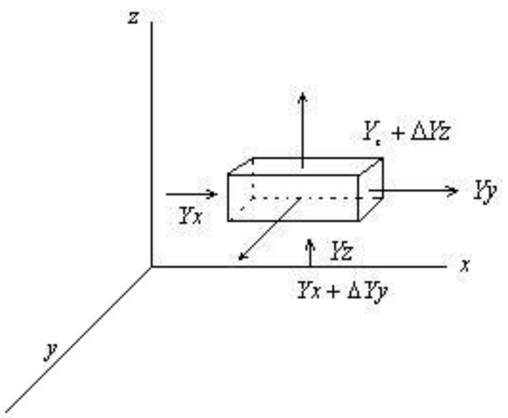
Суюкликлар ва газларда баъзи ҳажмни куриб чикамиз, Энергияни сакланиш конунига биноан, бу ҳажмни огирлиги вакт утиши билан узгармайди яъни $R_n \Delta t = \Delta M_{2,2^1} \cdot \vartheta_2 \cos\theta_2 - \Delta M_{1,1^1} \vartheta_1 \cos\theta_1$

ҳусусий ҳолда занглик узгармас булса

$$\Delta M_{2,2^1} = \rho_2 F \vartheta_2 \Delta t \quad \text{ва} \quad \Delta M_{1,1^1} = \rho F_1 \vartheta_1 \Delta t$$

Тенгликдан куринадики суюкликни ҳажми бутун оким буйлаб канча килса ҳам узгаришсиз колади, яъни бутун оким буйлаб тулиб куради, бушлик ва узилишлар зарарчалар уртасида ҳосил булмайди. Бундан ажралмаслик сузи огирмаслик тенгламаси келиб чикади. Ҳаракатланаётган муҳитда баъзи бир “А” нуктасини нукталаридаги тезликлар тасвирилари $\vartheta к.\vartheta у..ва..\vartheta z$ сунгра “А” нуктаси олдида жуда кичик ΔW ҳажм ажратамиз. Бунинг учун “А” нуктаси координаталарига Δx_1 Δy ва Δz макомини берамиз. Оҳирги нукталардан координаталар тасвирларини тушурамиз ва параллепипед куринишидаги кичик ҳажм ажратамиз.

Параллепипедни ҳар кайси нукталарида тезлик ҳар ҳиллигини ҳисобга олиб Δx киррада тезлик $\vartheta x + \Delta \vartheta x$ Δy киррасида $\vartheta z \cdot \Delta \vartheta y$ ва ниҳоят киррасида $\vartheta z \cdot \Delta \vartheta z$ деб оламиз.



эслаб утилган ҳар бир кирраларда тезликлар Δt вакт утиши билан узгариб туришлиги яъни Δx кирра $\Delta x + \Delta \vartheta_x dt$ киррага ва Δz кирра $\Delta z + \Delta \vartheta z dt$ киррага узгаради.

Параллепипедни ҳажмини жуда кичик деб кабул килиб кирраларни ҳар бир нукталаридаги тасвирлар тезликларини бир ҳил деб олиш мумкин. Шунинг учун параллелопипедни ҳажмилари кенгайишини Δt вакт оралигида куйидагича ёзамиз.

$$\alpha(\Delta W) = (\Delta X + \vartheta_x \alpha t)(\Delta Y + \vartheta_y \alpha t)(\Delta Z + \vartheta_z \alpha t) - \Delta X \Delta Y \Delta Z$$

Баъзи бир узгаришлар киритиш ва жуда кичик катталикларни узгаришсиз колдириб, юкори тартибли куйидагини ҳосил киламиз.

$$\alpha(\Delta W) = \Delta \vartheta_x \Delta \vartheta_y \Delta Z \alpha t + \Delta \vartheta_y \Delta X \alpha t + \Delta \vartheta_z \Delta X \Delta Y \alpha t$$

Бу тенгламанинг икала томонини $\Delta x, \Delta y, \Delta z \alpha t$ га булиб ажратилган ҳажмни “А” нуктага ҳаракатлантириб. Ажралмаслик тенгламасини куйидаги куринишни олади.

$$\frac{\delta \vartheta_x}{\delta x} + \frac{\delta \vartheta_y}{\delta y} + \frac{\delta \vartheta_z}{\delta z} = \tau.$$

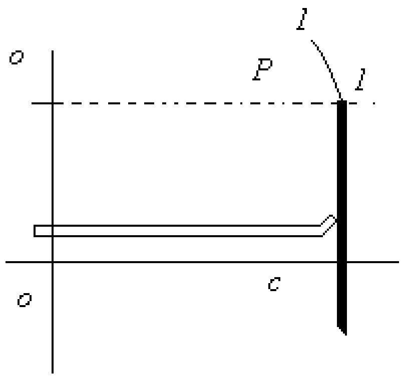
2-Боб Ҳаво алмаштириш масалаларини ечишда аэродинамик усулларни куллаш

2.1 Биноларни аэродинамик ҳаракатеристикаси

Курилиш аэродинамикаси биноларга ҳаво окимини (шамол) тасирини урганади. Аэродинамик ҳарактеристика бино юзасига аэродинамик кучларни тасирини яънт шамолни тезлиги ва окими, биноан геометрик шакли ҳимояланиш даражасини таксимотини ҳарактерлайди. Биноларга шамолни таъсирини урганиш учун ҳаво окинининг йуналишига перпендикуляр жойлашган пластинка оламиз.

Окимда окимча ажратамиз ва уни учун Бернулли тенгламасини ёзамиз.

$$\frac{\rho\vartheta_0^{\ 2}}{2} + \rho_0 = \frac{\rho\vartheta_1^{\ 2}}{2} + \rho_1 \ ; \qquad [1]$$



Бу ерда

ϑ_0 – О-О кесимдаги тезлик

ϑ_1 – 1-1 окимдаги тезлик

ρ – ҳавони огирлик зинчлиги

$\rho_0 - \rho_1$ -О-О ва 1-1 кесмалардаги босим

$$P_0 - P_1 = \frac{\rho\vartheta_0^{\ 2}}{2} - \frac{\rho\vartheta_1^{\ 2}}{2} \qquad [2]$$

Формуладан куринадики P_0-атмосфера босими булла олади, чунки О-О кесим ва 1-1 ораликдаги масофа унчалик катта эмас, яъни тезлик енгил окимчани тнезлигидир [2] формулани чап томони ортикча 1 нуктадан атмосфера босимни P_{ct} беради. У ҳолда 2-формула куйидаги куринишни олади.

$$P_{CT} = \frac{\rho\vartheta_0^{\ 2}}{2}\left(1 - \frac{\vartheta_1^{\ 2}}{\vartheta_0^{\ 2}}\right) \qquad [3]$$

Бу ерда $1 - \frac{\vartheta_1^{\ 2}}{\vartheta_0^{\ 2}} = k$; аэродинамик коэффицент $\vartheta_1 = 0$; да $k = 1$; булса барча оким кинематик энергияси С нуктада, пластинкани олдида босимга айланади. Пластинкани олдида нукталарида тезлик ϑ_0 дан фарк килади унда $k \neq 1$;

Тажрибалар шуни курсатадики пластинкани шамол тегувчи томонида $k > O$; Шамол тегмайдиган томонида $k < O$; яъни босим манфий кийматга эга булади. Шундай килиб P_{ct} статик босим , шамол томонидан юзаларга таъсири куйидагидан топилади.

$$P_{CT} = k\left(\frac{\rho\vartheta^2}{2}\right) \qquad [4]$$

К-ни олдида ишорага караб статик босим мусбат ва манфий булиши мумкин. Агар босим манфий булса каралаётган юзага ҳаво сурилади ёки атракли ҳосил булади.

2.2 Саноат биноларини ҳимояланганлигини аэродинамик ҳаракатеристикасига таъсири

Биз юкорида ёлгиз турган ҳимоя биноан аэродинамик ҳарактеристикасини курдик. Аммо кушни бинолар, урмон-дараҳтзорлар ва бошкалар шамол окимини секинлаштиради. Ҳимояланишни умумий формуласи куйидагича топилади.

$$P_{CT} = \frac{K_{хим}}{\frac{K \cdot \rho \cdot \vartheta_0^{\ 3}}{2}} \qquad [5]$$

Бунда $K_{хим}$ -ҳимояланиш коэффиценти K ҳимояланаётган биноан ҳимояланиш коэффиценти. Бино укига нисбатан перпендикуляр равишда йуналган ҳаво окумида, ҳимояланаётган биноно шамол йуналувчи томонида аэродинамик коэффицентлар куйидаги куринишни олади.

$$K_{хим}/K = \ell - 0.019(15-\lambda)^2$$

λ -бинолар орасидаги масофани (L) бинони олдинги кисми баландлигига нисбати $\lambda = \dfrac{l}{n}$

2.3 Оким жисмлардан сирпаниб утиши_ Сирпаниб утувчи жисм юзаларига босимни таксимланиши.

Бурчаги булмаган жисмлардан окимни сирпаниб утиши масалан; шарлардан утаётган оким чегаравий окимҳосил килади, Босим бошида шарга ёпишган ҳолда кейинги эса ундан узилади. Бу куйидагича тушунтирилади, Биринчи пайтда оким шарни узлуксиз сирпаниб утади. Бундан шарни кундланг кесимда юзага якин жойда тезликни кутариши юз юзага якин жойда тезликни кутарилиши юз беради.
Бернулли тенгламаси асосан бу жойларда босимни пасайишига олиб келади Шарни олдинги ва орка томонларидан ҳавони айланиб утиши юз беради.
Рейнольдс сонини кичик кийматларида чегаравий катлам ламинарли булади ва узилиш шарни кесим юзасидан узокда булмайди.

Рейнольд сони деганда ушбу катталик тушунилади.

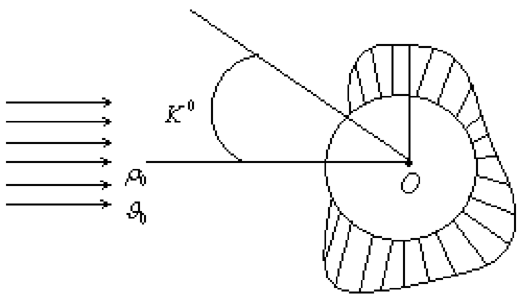
$$Re = \frac{\vartheta_0}{\nu}; \qquad [1]$$

Бу ерда d – шарнинг диамери

ϑ_o - жисмдан узокрокдаги оким тезлиги

ν -кинематик ёпишкоклик коэффиценти

Трубулентли чегаравий катламни узилиши нуктаси шарнинг орка томонида булади. Бу куйидагича тушунилади яъни трубулент оким таъсирида зарраларни кундланг узатилиши натежасида ҳавони ҳаракати пасаяди.



Натижада узилиши нуктаси шарни айланиб утиши чизмаси окимини богланиш трубулентлигига боглик.
Тажрибалар курсатади-ки шарни юзасига якин жойдаги ҳаво босими бир ҳил эмас. Бу ерда радиусларда аэродинамик коэффицент куйилган, яъни окимни ортикча статик босимини ёзамиз. Шар юзасидаги аэродинамик коэффицентини эпюраси

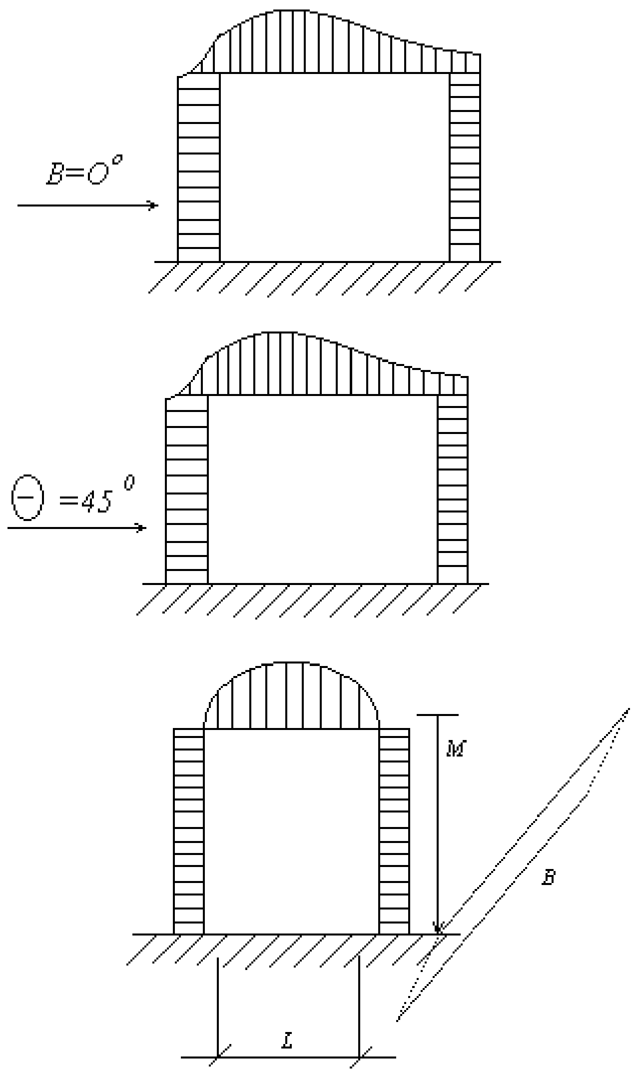
$$K_1 = \frac{P_2 - P_0}{\frac{\rho \vartheta_0^{\,2}}{2}}; \qquad [2]$$

ρ_i - Шар юзасидан олинган нуктадаги статик босим

$\rho_0 \tau$ - айланиб утувчи оким статик босими

Бундан куринадики шарни олдинги кисмида $0 \le \pm 45^0$ да босим мусбат бошка томонида манфий.

Бурчакли жисмларни оким айланиб утишида (тугри бурчакли параллелопипед) Ётик юза ва олдинги девор орасида, паралеллопипедда уюрма ҳосил булади.



Паралелопипедни орка томонида ҳам уюрмаланиш кузатилади. Шуни айтиш керакли Паралелопипедни улчамлари айланиб утиши чизмаларига таъсир килмайди, лекин аэродинамик коэффицентга сезиларли таъсир килади. Эпюралардан куринадики паралелопипедни кайси кирраларига оким таъсир килса шу кирраларига оким таъсир килса шу кирраларида мусбат босим ҳосил булади. Бошка кирралар ҳаво билан айланиб утадиган кирраларда сийракли ҳосил булади.

Окимни О-О^0 да К=0,2 шамол тегмайдиган киррада 0=45^0 да К=0,35 90^0 бурчак остида О=90^0 К=0,75 Шундай килиб паралелопипедни кирраларида 45^0 90^0 да ҳамиша сийракликда булади бунда К ни микдори 0,2-0,7 ораликда булади.

Барча жараёнларда паралелопипедни нисбий эни В/Н аэродинамик коэффицентни узгаришига унчалик таъсир килмайди.

2.4 Аэродинамик кучлар ва момент

Жисмни оким айланиб утаётганда ҳар бир элементар юза майдонига босим кучи ва ишкаланиш кучи таъсир килади. Бу кучларни кушиш умумий ҳолда бош векторга R ва бош моментга М олиб келади.

Аэродинамикада бош вектор деб аэродинамик моментга айтилади. Маълумки R жисмни кундаланг кесим F коэффиценти. ρ -ҳавонинг зичлиги, ϑ_0 ҳаракатланаётган ҳаво окими тезлиги

$$R = f\left(F_1 v_1 \rho_1 \vartheta_0\right)$$

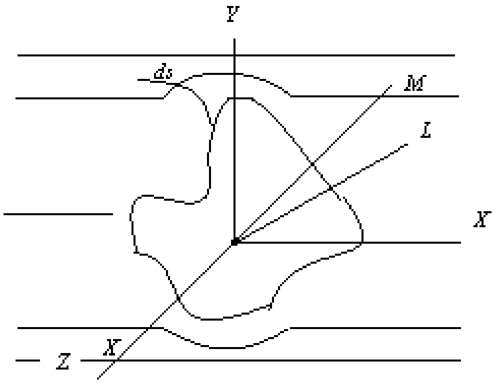
Бу номалум функцияни куйидагича ечамиз

$$R = AF^x \cdot v^y \cdot \rho^z \cdot \vartheta_0^{\,n} \qquad [1]$$

Бу ерда А- улчовсиз коэффицент *x,y,z,u,n,* ҳозирча номалум даража курсаткич уларни аниклаш учун Си системасидаги улчов бирликлари оркали ёзамиз

$$\frac{K^2 M}{C^2} = \left(M^2\right)^x \left(\frac{M^2}{C}\right)^y \left(\frac{K^2}{M^3}\right)^z \left(\frac{M}{C}\right)^n$$

бу куйидагича булади; $\frac{кг \cdot м}{c^2} = \frac{кг^2 \cdot м^{2x+2y+3z+n}}{c^{y+n}}$



Даража курсатгичлар улчов бирлиги чап томонида ҳам ҳудди унг томондаги каби булиши керак. Буни ҳисобга олиб ушбуни ёзамиз

$$Z = 1; \qquad 2x + y - 3z + n = 1;$$

$$y + n = 2$$

Шундай килиб турт номаьлум 3та тенглама ҳосил килдик. Бир даража курсаткични П-ни маълум деб ҳисоблаб ва тенгламани ечиб куйидагини ҳосил киламиз.

$$x = \frac{n}{2}; \qquad y = 2 - n; \qquad K = 1$$

Бу кийматларни [1] тенгламага куйиб куйидагини ҳосил киламиз.

$$R = A \cdot F^{\frac{n}{2}} v^{2-n} \cdot \rho \vartheta_0^{\ n}; \qquad [2]$$

Куплилик амалий ҳисобларда турбулентлилик куплиги кузатилган. Тажрибаларда аникланган *n=2* ушбуни ёзамиз $R = A \cdot F \cdot \rho \cdot \vartheta_0^{\ 2}$ **;** тенгликни унг томонини 2 га купайтириб ва кушиб, *2A*= C_R деб белгилаб оҳирги тенгликни ёзамиз**.**

$$R = C_R F \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}; \qquad [3]$$

Бунда C_R – аэродинамик куч коэффиценти

F- оким айланиб утаётган энг катта юза.

Аэродинамик момент учун ҳам ҳудди шундай формулани чикариш мумкин.

$M = C_M \cdot F \cdot \ell \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}$**;** бу ерда $C_м$–аэродинамик момент коэффиценти

L-урганилаётган узунлик

Аэродинамик куч *R* ва момент *M* вектор булганлиги учун уларни тугри бурчакли координата уклари проекциялари оркали ечиш мумкин яъни

$$R_x = C_x F \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}; \qquad R_y = C_y F \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}; \qquad R_z = C_z \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2};$$

бунда R_x - тугри каршилик кучи

R_y -кутарувчи куч

R_z -ёнбошдан берилаётган

C_x **;** C_y **;** C_z **;** - тугри каршилик кучи, кутарувчи куч, ёнбошдан берилувчи кучлар коэффиценти. Аэродинамик момент учун ҳам ҳудди юкоридага каби ёзамиз.

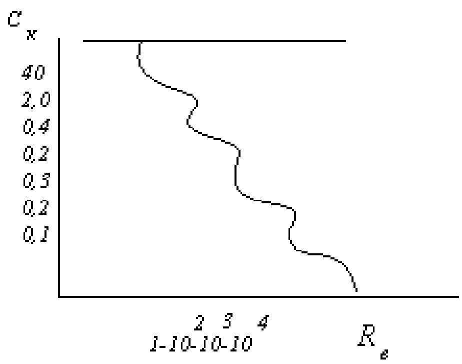
$$M_x = C_{MX} \cdot F\ell \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}; \qquad My = C_{MY} \cdot F\ell \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2}; \qquad M_z = C_{MZ} \cdot F\ell \frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2};$$

бу ерда; M_x , M_y , M_z - координат уклардаги аэродинамик момент проекциялари C_{MX} , C_{MY} , C_{MZ} , ушбу проекциялар коэффиценти

Ухшаш жисмларни рупарадан йуналган каршилик кучи коэффиценти

Аэродинамик куч ва момент проекциялари коэффиценти окимда тенг улчамли тезликка коэффиценти тажриба йули билан аникланади . Уларнинг киймати Рейнольд сонига боглик Рейнольд сонини кичик кийматларида (Re<1) эгри чизик стокс формуласи оркали аникланади.

$$Cx = \frac{24}{\text{Re}} ;$$



Рейнольд сонини бир неча катта кийматларида ($R\gamma \le 2$) эгри чизик ОЗИН формуласига биноан аниклаймиз

$$C_x = \frac{24}{\text{Re}}\left(1 + \frac{3}{16}\text{Re}\right)$$

;

Бундан курамизки R_e сонини ортиши билан Рупаравий каршилик коэффиценти камаяди. $\text{Re} = 10^3 - 10^5$;булса C_χ микдори 0,4-0,48га етади R_e ни киймати янада узайтириш C_χкоэффицентини микдори янада камаяди ва 0,2 критик коэффицент деб аталади. Критик чегара шарни чегаравий майдонини ламинар окимидан турбулент окимча усишини курсатади. Шундай килиб чегаравий майдонни ламинар окимдан трубулент окимча узгариши рупаравий каршилик коэффицентини жуда тушуриб юборар экан.

2.5 Муаллак ва кузгатиш тезликлари

Бизга маьлумки пневматик транспорт ёрдамида каттик жисмлар ташилганда, буюмларни тик ҳаво кувурларида юкорига кутариш ва ётиш ҳаво кувурларининг пастки кисмидаги туҳтаб колган буюмларни жойидан кузгатиш учун.

Аэродинамик конунлари ёрдамида ушбу икки тезликни богликлигини куриб чикамиз. Бошда муаллак тезлик учун богликликни урганамиз. Огирлиги *Mg(M-* жисм огирлиги) булган жисмга пастдан юкорига караб ҳаво окими тезлиги таъсир килаётган бунда жисм кутарилмай ҳам тушиб кетмайди ҳам факат бир сатҳда туради гуё осилиб турган каби. Бунда жисм горизонтал (ёпик) юза буйлаб кутарувчи ва ёнбош кучлари ҳисобига ҳаракат килади. Бу тезликка муаллак тезлиги дейилади.
Бу тезлик куйидаги шароитда аникланади яъни рупара каршилик куч коэффиценти жисмни огирлига тенг

$$R_x = Mg ; \qquad \text{ёки} \qquad CxF\frac{\rho \vartheta_x^{\ 2}}{2} = Mg ;$$

$Cx = fx(\text{Re})$**;** жанглигини ҳисобга олиб куйидагини ёзамиз $fx\left(\frac{\vartheta_x d}{\nu}\right)F\frac{\rho\vartheta_x^{\ 2}}{2} = Mg$ **;**

Бу тенгламадан агар $fx\left(\frac{\vartheta_x d}{\nu}\right)$**;** функция маълум булса муаллак тезлигини топамиз.

Шарнинг диаметри трини d, Re=1 деб куйидагини оламиз.

$$\frac{24\vartheta}{\vartheta_2 d}\cdot\frac{\pi d^2}{4}\cdot\frac{\rho\vartheta^2{}_{yp}}{2}=\rho_M\,\frac{\pi d^3}{6}\cdot g\;;$$

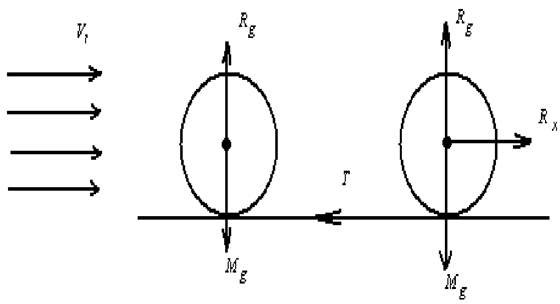
бу ерда ρ_m -шар материал зинчлиги оҳирги тенгламадан куринадики муаллак тезлик

$\vartheta x=\dfrac{\rho M g d^2}{12\rho\cdot\nu}$; Агар ҳаво тезлиги $\vartheta>\vartheta$ булса жисм тепага караб ϑt тезликда ҳаракат килади ва у куйидаги формуладан топилади.

$$\rho_x - Mg = M\,\frac{d\vartheta_T}{dT}\qquad \text{ёки}\qquad C_x F\,\frac{\rho}{2}\left(\vartheta-\vartheta_T\right)^2 - Mg = M\,\frac{d\vartheta_T}{dT};$$

Шуни ҳисобга олиш керакки ҳавонинг тезлиги $\vartheta>\vartheta m$ бунда ҳаво окимидаги энергия жисмни кутаришга сарфланади.

Куйидаги ҳисобга олиб $Cx = fx(\mathrm{Re})$ аммо $\mathrm{Re}=\dfrac{\left(\vartheta-\vartheta_M\right)d}{\vartheta}$; Горизонтал текисликда ётган Mg – огирликдаги жисмга шундай горизонтал ҳаво окими келиб урилади-ки жисм муаллак кутарилиб кетади ёки текислик буйлаб ҳаво окими билди сирпаниб кетади



Биринчи ҳолат *Rg*=*Mg* ва кузгалиш тезлиги куйидаги имкониятдан аникланади шунга асосан кутариш кучи тортиш кучига тенг

Rg=*Mg* ёки $CyF\,\dfrac{\rho\vartheta_{иш}{}^2}{2}=Mg$; $Cy = fy(\mathrm{Re})$;

ни ҳисобга олиб ушбуни ёзиш мумкин

$$fy\left(\frac{\vartheta_{иш}\cdot d}{\nu}\right)\cdot F\,\frac{\rho\vartheta_{иш}{}^2}{2}=Mg$$

Бу тенгликдан агар f_x функция маълум булса кузгалиш тезлигини ёзиш мумкин. Агар ҳавонинг тезлиги $\vartheta>\vartheta_{кз}$ булса жисм $\vartheta_{кз}$ тезлиги билан кузгалиб бошлайди ва у куйидагича топилади

$$Ry - Mg = M\,\frac{\alpha\vartheta_{кз}}{dt}\qquad\text{ёки}\qquad CyF\,\frac{\rho\left(\vartheta-\vartheta_{кз}\right)^2}{2}-Mg = M\,\frac{\alpha\vartheta_{кз}}{\alpha t};$$

Агар *Mg*>*Ry* булса кузгалиш тезлиги куйидаги тортишдан аникланади, рупарадан йуналган каршилик кучи ишкаланиш кучига тенг $R_g = 1$ ёки $R_x = f\left(Mg - R_y\right)$
Бу ерда *f*-ишкаланиш коэффиценти бундан

$$C_x F\,\frac{\rho\vartheta_{кз}{}^2}{2} = f\left(Mg - C_y\,\frac{\rho\vartheta_{кз}{}^2}{2}\right)\ \text{ёки}\ \ fx\left(\frac{\vartheta_{кз\alpha}}{\nu}\right)F\,\frac{\rho\vartheta_{кз}{}^2}{2} = f\left[Mg = fy\left(\frac{\vartheta_{кз}{}^2}{2}\right)F\,\frac{\rho_{кз}{}^2}{2}\right]$$

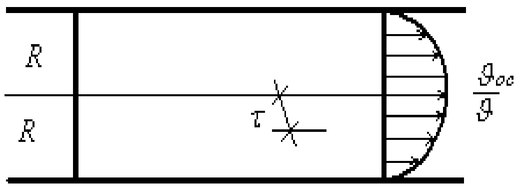
Бу тенгликдан f_x ва f_y функциялар маълум булса кузгалиш тезлигини топиш мумкин. Агар ҳаво окими тезлиги $\vartheta>\vartheta_{кз}$ булса жисм. Текислик буйлаб $\vartheta_{кз}$ тезликда ҳаракат килади ва куйидагича аникланади.

$$R_x - f\left(Mg - R_y\right) = M\,\frac{d\vartheta_{кз}}{dt}\qquad\text{ёки}\qquad C_x F\,\frac{\rho}{2}\left(\vartheta-\vartheta_{k3}\right)^2 - f\left(Mg - C_y F\,\frac{\rho}{2}\left(\vartheta-\vartheta_{k3}\right)^2\right) = M\,\frac{d\vartheta_{k3}}{dt}$$

Шуни айтиб утиш керакки агар муаллак тезлиги бир богликлик Билан аникланса кузгалиш тезлиги икки богликлик Билан аникланади. Биринчи ҳолатда енгил жисмлар иккинчи ҳолатда енгил жисмлар учун.

2.6 Ҳаво кувури кунгдаланг кесимларида тезлик таркалиши

6,1 Ҳаво кувурларини кундаланг
Кесимларида тезликни таксимланиши. Ҳавонинг ҳаракати кувурларида ламинар ёки турбулент булиши мумкин. Ҳаво кувурларида ламинар окимида $\mathrm{Re} = \frac{\vartheta d}{\nu} \le 2320$ бу ерда *V*-ҳаво кувурларидаги ҳавонинг тезлиги *d*-ҳаво кувурлари диаметри. Турбулент оким Re>2320 Агар тинч турган ҳавони тезлигини.аста секинлик Билан ошира бошласак ламинар



тартибдан турбулент бартига Re=5000 да утиш мумкин. Доиравий щаклидаги ҳаво кувурларини кундаланг кесимида ҳавонинг тезлигини узгаришини курамиз. Кувурда ёпишкоклик бирлиги учун ҳаво кувур деворларига урила бошлайди ва секинлашади. Шунинг учун тезлик ϑ^1 ҳаво кувури юзасидан узоклашган сари орта боради ва ҳаво утказгич уртасида энг катта кийматга $\vartheta_{\text{ук}}$ эга булади. Тезликларни $\vartheta..ва..\vartheta_{ук}$ бир-бирига богликлилини ариклаймиз. Аввал ламинар окимни караймиз Нютон конунига асосан тегиб курувчи кучланиш

$$\tau = -\rho\nu\frac{d\vartheta}{dr} \qquad [1]$$

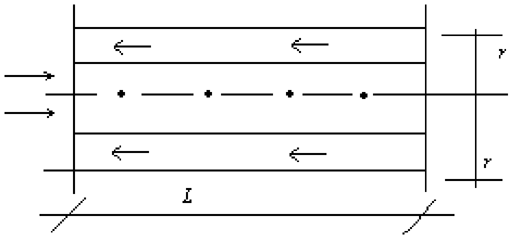
бу ерда ϑ ҳавони τ масофага тезлиги минус ишорасини борлиги радиус τ ошиши билан тезлик ϑ камаяди бундан чикиб град $\frac{d\vartheta}{dr}$ киймат манфий τ катталик эса мусбат.
Ҳусусий ҳосилага Караганда олинган тулик ҳосилани олишдан максад, доиравий кувурларда ҳаво ҳаракатланганда уни тезлиги кувурни радиуси буйлаб узгаради.
[1] тенгламадан

$$d\vartheta = -\frac{1}{\rho\vartheta}\tau \cdot d_2 \quad [2]$$

2-ни аниклаш учун ҳаво кувурида иккита L-масофа кундаланг кесим 1-1 ва 2-2 кесимда 1-1 кесимда статик босим P_1 булсин, 2-2 кесимда P_2 кесимлар орасида юмалок юза ажратамиз ва уларга градусели цилиндрик киритамиз
Бу цилиндрни ҳажми учун ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз, ҳаракат микдорини икала кесимда бир ҳил деб ҳисоблаб ушбуни ёзамиз.

$$R_T = \beta_2\rho_2F_2\vartheta_{2yp}{}^2 \cdot Cos\theta_2 - \beta_1\rho_1F_1\vartheta_{1yp}{}^2 \cdot Cos\theta_1$$

ҳаракат микдори тенгламаси $(\rho_1 - \rho_2)\lambda\pi \cdot r^2 - \tau_2 2\pi \cdot r\ell = 0$ бу тенгликда куйидагича ёзамиз. $\tau = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2\ell}z$; τ -ни кийматини [2] тенгламага куямиз.



$$d\vartheta = -\frac{\rho_1 - \rho_2}{Z\rho\vartheta\ell} \cdot \frac{r^2}{2} + C_x$$

интеграл доимийси куйидагидан келиб чикиш аникланади $\tau = R..\vartheta = 0$ унда

$C = \frac{\rho_1 - \rho_2}{2p\nu\ell} \cdot \frac{\rho_2}{2}$; шунинг учун

$$\vartheta = \frac{\rho_1 - \rho_2}{4\rho\nu\ell} R^2 \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad [3]$$

кувур уртасида $\tau = 0$ тезлик $\vartheta = \vartheta_{ук}$

$$\vartheta_{ук} = \frac{\rho_1 - \rho_2}{4p\nu\ell} \cdot R^2 \quad [4]$$

кейинги икки тезликни ечиб оҳирги натижани оламиз, яъни

$$\vartheta = \vartheta_{ук}\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad [5]$$

Бундан куриниб турибдики ламинар окимда тезлик кувурги радиуси буйича узгариши парабалик конунга буйсунар экан

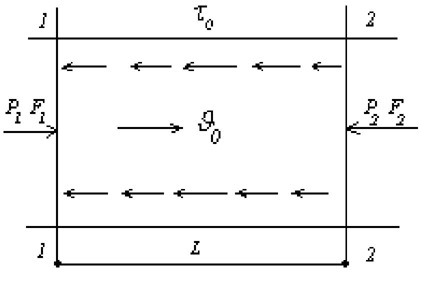
Турубулент окимни курамиз. Прандтлга бионан тегиб турувчи кучланиш куйидагидан топилади. $\tau = p\ell_{йул}^{2}\left(\frac{d\vartheta}{dr}\right)^2$ бу ерда L- узунлик бундан $d\vartheta = \sqrt{\frac{r}{\rho \cdot \ell_n^{\,2}}}dr$ бунга τ ни (3) тенгликдан куйидагини аниклаймиз $d\vartheta = \sqrt{\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2 r}{z\ell\rho \cdot \ell_n^{\,2}}}$; Бу тенгламани интеграллаш t_n ни утиш йули узок булганлигидан номаълум функция ҳисобланади.

Бугунги кунда бу масалани бир канча ечими мавжуд булиб $\ell к$ га нисбаттан ҳар ҳил гипотезалар кабул килинган. *H* гипотеза, L_n ни кенгашиши кувур деворидан тенгмикдорда узатилиши яъни $\ell_n = x(R - r)$ бунда **x**- пропорионаллик коэффиценти.

Шунга карамасдан турубулент оким учун назарий жиҳатдан тезликни радиусга нисбаттан узгариши аникланмади. Буни натежасида экспремент оркали аникланган катталикдан фойдаланамиз. $\vartheta = \vartheta_{ук}\left(1 - \frac{r}{R}\right)^{\frac{1}{n}}$ [6] $\frac{1}{n}$ даража курсакгич турубулент окимнинг ортиши билан камаяди. Бу тенглик таҳлил килиб куйидагини курамиз яъни ҳавони турбулентлиги ортиши *Al* ҳаво кувури кесими буйлаб тезликни тенг булишига олиб келади $\frac{1}{n} \to 0$ да $\vartheta = \vartheta_{ур}$ ҳисоб китобларда n ва 7га тенг деб кабул килинади.

2.7 Узгармас кесимли ҳаво кувурларида босимни йуколиши

Узгармас кесимли ҳаво кувурида босимни ишкаланишга йуколишини. Бунинг учун 1-1 ва 2-2 узгармас кесим утказамиз. Бу икки кесим учун Бернулли тенгламасини ёзамиз.



$$P_{1ОРТ} + \alpha_1 \frac{\rho \cdot \vartheta_{1ур}^{\;2}}{2} = P_{2ОРТ} + \alpha_2 \frac{\rho \cdot \vartheta_{2ур}^{\;2}}{2} + \Delta P$$

$P_1 = P_2 + \Delta P$ бундан босимни ишкаланишга йуколишини ёзамиз

$$\Delta P = P_1 - P_2 \quad [1]$$

Биринчи навбатда айланали ҳаво утказгични куриб чикамиз. 1-1 ва 2-2 кесимлар оралигида ҳаво кесимлар оралигида ҳаво ҳажмини оламиз ва ҳаво утказгич проекцияларини укига нисбатан ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_{Тул} = \beta_2\rho_2F_2\vartheta_2^{\,2}Cos\theta_2 - \beta_1\rho_1F_1\vartheta_1^{\,2}Cos\theta_1$$

$(P_1 - P_2)\dfrac{\pi d^2}{4} - \tau_0\pi d\ell = 0$ бу ерда d- ҳаво утказгич диаметри

$\ell -$ 1-1 ва 2-2 кесимлар орасидаги масофа

τ_0 - ҳаво утказгични деворларига тегиб турувчи

кучланиш оҳирги тенгламадан куринадики $P_1 - P_2 = 4\tau_0\dfrac{\ell}{d}$ Бу статик босим

катталигини [1] тенгламага куйиб ушбуни ҳосил киламиз.

$$\Delta P = 4\tau_0\frac{\ell}{d} \quad [2]$$

Тажрибалардан маълумки кувурлар деворларига тегиб турувчи кучланиш урта тезликлардан олинган. Тезлантирувчи босимга тугри пропорционал.

$$\tau_0 = \psi\frac{\rho\vartheta_{УРТ}^{\,2}}{2} \quad [3]$$

бу ерда ψ -пропорционаллик коэффиценти [2] формуладаги катталик [3] тенгликдаги τ_0 билан алмаштириб $\Delta P = 4\psi\dfrac{\ell}{d}\dfrac{P_{УРТ}^{\,2}}{2}$ 4ψ ни λ билан белгилаб оламиз

$$\Delta P = \lambda\frac{\ell}{d}\frac{P_{УРТ}^{\,2}}{2} \quad [4]$$

бу ерда λ - ишкаланиш каршилик коэффиценти.энди бирор иҳтиёрий кесим ҳаво утказгични курамиз курилаётган кесимлар орасида ҳаво ҳажмини проекциялари укига нисбатан ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз. $(P_1 - P_2)F - \tau_0\rho\ell = 0$ бунда F ва P ҳаво утказгични юзаси ва кундланг кесим периметри

бу ерда

$$P_1 - P_2 = \tau_0\frac{\rho\ell}{F} = \frac{\lambda}{4}\frac{p\ell}{F}\cdot\frac{\rho\vartheta_{УР}^{\,2}}{2}$$

олинган статик босимлар фаркини [1] тенгламага куйиб $\Delta P = \lambda\dfrac{p\ell}{4F}\dfrac{\rho\vartheta_{УР}^{\,2}}{2}$ формуладаги

$\dfrac{4F}{p} = d$ э билан белгилаб ҳудди доиравий ҳаво утказгичдаги сингари иҳтиёрий кесим ҳаво утказгич учун ушбуни оламиз.

$$\Delta P = \lambda\frac{\ell}{d\ э}\frac{\rho\vartheta_{УРТ}^{\,2}}{2} \qquad [5]$$

бу ерда d э -эквивалент диаметр ҳаво утказгич кесими $F = a\cdot b$ ва $p = 2(a+b)$

унда d э$=\dfrac{2ab}{a+b}$

2.8 Ишкаланиш каршилик коэффиценти

Агар оким ламинар буладиган булса ишкаланиш каршилиги коэффицентини назарий жиҳатдан аниклаш осон ҳакикатан ҳам босимни ишкаланишга сарфланаётган босим [1] формула билан топилади. Статик босим йуколиши кувурдаги укни тезлиги оркали аникланди.

$$\vartheta_{YK} = \frac{P_1 - P_2}{4\rho\nu \cdot \ell} R^2; \qquad P_1 - P_2 = \frac{4\rho\nu \cdot \ell \vartheta_{YK}}{R^2}$$

Ҳаво утказгични радиуси диаметри билан алмаштириб $R = \frac{d}{2}$ ёзамиз

$$P_1 - P_2 = \frac{16\rho\nu \cdot \ell \vartheta_{YP}}{d^2}$$

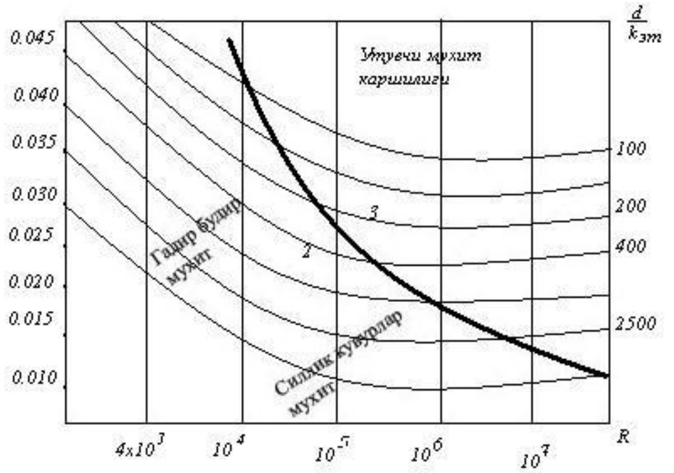
Ҳисобларда остки кисм тезликлар коэффиценти K ламинар окимларда 0,5 га тенг деб олинади унда $\vartheta_{YK} = 2\vartheta_{YPT}$ кейинги икки тенгликдан фойдаланиб ишкаланишга босимни сарфини ёзамиз.

$$P = \frac{32 \cdot \rho \cdot \nu \cdot \ell}{d^2} \vartheta_{YPT} \quad [1]$$

Шундай килиб босимни ишкаланишга ламинар окимда ҳаракат тезлигига тугри пропорционал экан. $\Delta P \approx \vartheta_{YP}$ [5] ва [1] формулаларни тенглаштириб ва бир канча кискартиришлардан кейин куйидагини оламиз. $\lambda \frac{\theta_{YP}}{2} = \frac{32}{d}$ бундан $\lambda = \frac{64}{\mathrm{Re}}$ ҳакикатан ҳам λ Рейнолд сонига тескари пропорционал. Турбулент окимда λ ни аниклаш уки тезликни аниклаш мураккаблигига катталикларни етишмаслиги сабабли кийинлашади. Шунинг учун ишкаланиш каршилиги коэффицентини аниклашда тажриба натижаларига асосланилади.

Тажриба натежаларига асосланиб - λ Рейнольд сонига ва ҳаво кувури деворлари гадар будур боглик Альтулга биноан $\lambda = 0{,}11\sqrt[4]{\frac{64}{\mathrm{Re}} + \frac{K}{d}}$ бунда K-гадир будирлик коэффиценти, ҳаво кувури деворларида Re ва d берадиган гадир-будирлигидир. $\lambda = \frac{0{,}042}{\theta^{0{,}1}}$ бунда G-ҳаво микдори. Утувчи муҳитда λ - Лабоев В.Н формуласи оркали топилади $\lambda = \frac{1{,}42}{\left(\lg \frac{\vartheta d^2}{\nu K}\right)}$

Силлик кувурларни ишкаланиш каршилиги коэффиценти λ-Бладус формуласи билан аникланади. $\lambda = \frac{0{,}3164}{\mathrm{Re}^{0{,}25}}$ гадир-будур кувурлар учун λ Шифнинсон Б.Л формуласи оркали аникланади $\lambda = 0{,}11\left(\frac{K\,э}{d}\right)^{0.25}$



Олим Мурьин Г.А томонидан 49 ҳар ҳил пулатдан ясалаган ишлатилган улчами 40 мм дан 160 мм булган кувурлар текшириб курилиб Ишкаланиш каршилиги коэффицентини *Re* га боглик графиги олинган

Кувурлар		Ҳаво утказгичлар	
Пулатдан ясалган		Листли пулатдан ясалган	0,1
Сув кувурлари	0,5-15	Фанердан ясалган	0,2
Газ кувурлари	0,1-0,2	Шлакгипсли	1,0
Иссик сув кувурлари	0,2-0,5	Шлакбетонли	1,5
Куян кувурлари	0,5-15	Гиштли	3-5
Отценк пулат	0,2-0,5		
Асбест цемент	0,1-0,2		
Бетон	1-30		
Алюминли	0,05		
Пластмасса			
Латунли	0		

2.9 Маҳаллий каршиликларда босим йуколиши

Маҳаллий каршиликлар деб ҳаво утказгичнинг киска булинмасида бир жойдан тупланган аэродинамик каршиликка айтилади. Маҳаллий каршиликлар асосан ҳаво утказгичнинг ясалиш кисмида тирсаклар, уч томонга булгичлар, панжаралар, ростловчи клапинлар ва бошкаларда булади.

Маҳаллий каршиликларда окимни кайта курилиши юз беради ва чегараларда уюрма оким пайдо булади. Окимни кайта курилишида ва уюрма айлантиришда энергия йуколиши юз беради. Шунда килиб окимни маҳаллий каршиликлар оркали утганда босимнинг йуколишига олиб келади. Босимни маҳаллий каршиликларга йуколиши билан олимлар анчадан бери шугилланиб келишмокда. Шунга карамасдан бу масалани аналитик ечими унчалик катта эмас. Шуннинг учун бугунги кунда маҳаллий каршиликларни аник умумий ечими аникланмаган. Бу масалаларни ечими бир канча ҳатоликлар ва якинлаштирилган натежаларга асосланиб олинади.

Маҳаллий каршиликларга босимни юколиши асосан тажрибалар оркали аникланади. Тажрибалар шуни курсатдики маҳаллий каршиликларга босимни йуколиши тезликлар квадратига пропорционал экан. Шунинг учун босимни маҳаллий каршиликларга йуколишини аниклашда ушбу формуладан фойдаланилади.

$\Delta P = \xi \frac{\rho \vartheta^2}{2}$**;** Бу ерда ξ - маҳаллий каршиликлар коэффиценти

ξ - Коэффиценти турбулент ҳаракатда маҳаллий каршиликлар улчамларга боглик.

Маҳаллий каршиликларга босимни йуколишини аниклашда тезликлар майдони киришда бир ҳил булиши керак. Бундай ҳолат амалда жуда кам юз беради. Бунинг тескариси уларок тезликлар майдони бир ҳил булмайди, Шунинг учун маҳаллий каршилар коэффицентини олиб булмайди. Ҳаво утказгичларни ҳисоблашда бу ҳатоликларга этибор берилмайди.

Маҳаллий каршиликларни ҳисоблашда шундай каршиликлар караладики Бернульли ва ҳаракат микдори тенгламалардан биргаликда фойдаланилганда унинг аналитик ечими булсин. Бунда шунга эътибор бериладики каралаётган тезлик майдони маҳаллий каршиликларни ҳар икки томондан ҳам бир ҳил булсин. Ҳаво утказгичнинг деворлари силлик деб олинади ва ишкаланишга босим йукотилмайди дейилади.

Маҳаллий каршиликлар ҳам ташки ҳаво билан бир ҳил тулганлиги боис тортишиш кучини узгармас деб оламиз. Шундай килиб ҳаракат микдори тенгламасида факат тик йуналган юза кучлари ҳисобга олинади.

Бу кучлар курилаётган булинмадаги босим кучини ва ҳаво кувури томонидан бурилаётган кучлардан иборат.

Деворлар ёнидаги ҳаво тезлигини оламиз. Ҳаво *А* нуктада P_o статик босим ϑ_o тезликни олади. Деворларни бошка нукталарида масалан *В* нуктасида куйидагича булади.

$$K_i = \frac{P_i - P_0}{\frac{v\rho\vartheta_0^2}{2}} \qquad \text{бундан} \qquad P_i = P_0 + K_i \frac{\rho\vartheta_0^2}{2}$$

бунда; K_i - аэродинамик коэффицент

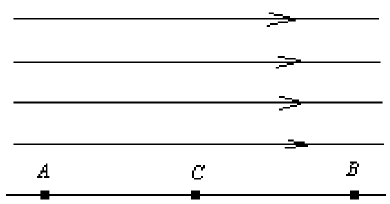
P_i - *В* нуктадаги статик босим

Бошка алоҳида нукталардаги статик босимни аникламасдан бутун юза буйлаб ёзамиз.

$$P_{iCT} = \frac{1}{\varphi}\int_{\varphi} P_i df = \frac{1}{\varphi}\int_{\varphi} P_0 + K_i \frac{\rho\vartheta_0^2}{2} dt$$

бу ерда; df- *В* нуктадаги элементар юза

φ - бутун *АС* деворлар юзаси



Оралик теоремасини куллаб φ-ни кискартириб

$$P_{iCT} = P_0 + K_{iyp} \frac{\rho\vartheta_0^2}{2} \quad ;$$

Девор томонидан ҳавога берилаётган куч.

$$P_i = \tau_i \varphi_i = \left(P_0 + K_i \frac{\rho\vartheta^2}{2}\right)\varphi$$

бунда τ_i -Реактив босим, куйидагича аникланади.

$$\tau_i = P_0 + K_i \frac{\rho\vartheta^2}{2}$$

Винтиляция тизимларида босимни йуколиши ҳаво кувурларига ёнбоши оркали ҳаво сурилмокда ҳаво окими киришда кисилади сунгра кенгаяди ва бутун кундаланг кесимни булдиради.

Киришдан узокрокда, шундай масофада яъни тезликни узгармас деб 1-1 кесма танлаймиз ва ҳаво окими кенгайиб иезлик майдони узгармас булган жойда 2-2 кесма оламиз, Бернульли тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 < P_2 + \frac{\rho\vartheta^2}{2} + \Delta\rho$$

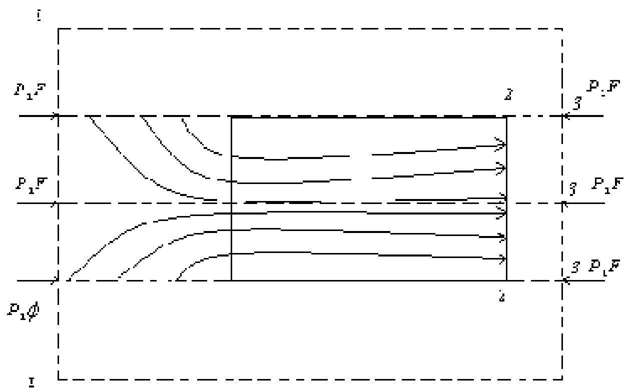
Бундан ҳаво кувурида киришда босимни йуколишини топамиз.

$$\Delta P = P_1 - P_2 - \frac{\rho\vartheta_2^2}{2} \qquad [1]$$

Статик босимлар фарки $P_1..ва..P_2$ ларни ҳаракат микдори тенгламаси оркали ифодалаш мумкин.

Бунинг учун ҳаво кувуридан ташкарида 3-3 кесим оламиз ва 1,3,3,2,2,3,3,1 контурни ҳажмини куриб чикамиз. Бу ҳажмга таълукли булган ҳаракат микдори тенгламасини ҳаво кувури укига нисбаттан ёзамиз.

$$P_1F - P_2F = \rho F\vartheta_2^{\;2}$$



Бу тенгликни тузишда 1-1 ва 3-3 кесимларда статик босими бири-бирига якин, ҳаво кувуриниг ташкарисида контурни чегарасида тезлик жуда кичик.

Оҳирги тенгликни F_1га кискартириб ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \rho\vartheta_2^{\;2}$$

Бу статик босимлар фаркини [1] тенгликка куйиб куйидагини оламиз.

$$\Delta P = \frac{\rho\vartheta_2^{\;2}}{2}$$

[2]

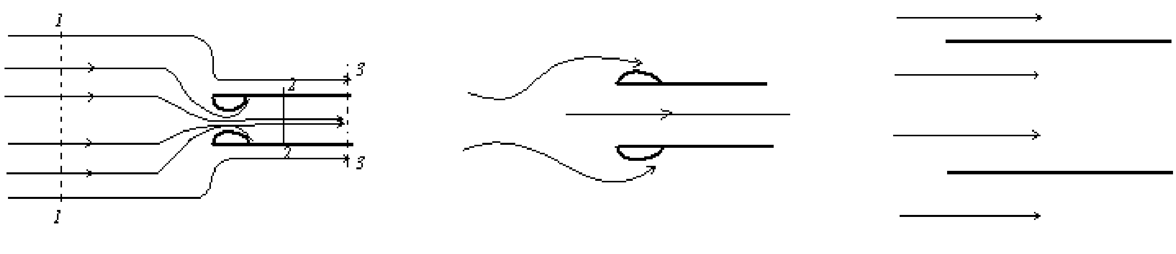
Шундай килиб ҳаво кувурига киришда босимни йуколиши факат тезликлар босимига боглик экан.

Киришдаги маҳаллий каршиликлар коэффиценти.

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho\vartheta_2^{\;2}}{2}} = 1 \qquad [3]$$

2.10 Ҳаво алмаштириш тизимларида босим йуколиши

Ҳаво кувури очик томони билан окимга каратиб куйилган. Бунда тезликлар нисбати $\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}$ (бунда ϑ_1 -оким тезлиги, ϑ_2 - ҳаво кувури ичидаги тезлик) ҳар ҳил булиши мумкин.



$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} = 0$ бу ҳолатни олдинги темада куриб чиккан эдик.

Оким кесимида 1-1, ҳаво кувури ичида 2-2 киришдан шундай масофада яъни кесимлар майдонидаги тезлик бир ҳил булсин. Ҳаво кувурига йунвл оким учун Бернульли тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho\vartheta_1^{\;2}}{2} = P_2 + \frac{\rho\vartheta_2^{\;2}}{2} + \Delta P$$

Бундан босимни йуколишини топамиз.

$$\Delta P = P_1 + P_2 + \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\,2} - \vartheta_2^{\,2}\right) \qquad [1]$$

Статик босимлар фаркини $P_1 - P_2$ ҳаракат микдори тенгламасидан фойдаланиб аниклаймиз. Бунинг учун ҳаво кувури ташкарисида 3-3 кесим утказамиз, бу ерда тезликлар окими бир ҳил булсин, учала кесимлар ва ҳаво кувури девори билан чегараланган ҳажмни куриб чикамиз, ҳаво кувурининг укига нисбатан олинган проекциялари учун ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_1F - P_2F = \rho F\vartheta_2^{\,2} - \rho F\vartheta_1^{\,2}$$

1-1 ва 3-3 киркимларда тезликлар ва статик босимлар бир-бирига жуда якин деб ва F_1 кискартириб ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \rho\left(\vartheta_2^{\,2} - \vartheta_1^{\,2}\right)$$

Бу тенгламани [1] тенгламага куйиб куйидагини оламиз.

$$\Delta P = \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_2^{\,2} - \vartheta_1^{\,2}\right) \qquad [2]$$

Маҳаллий каршиликлар коэффиценти $\xi = \dfrac{\Delta P}{\dfrac{\rho\vartheta_2^{\,2}}{2}} = 1 - \left(-\dfrac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\right)$;

Буни анализ килиб айтишимиз мумкин;

$$\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} < 1 \quad \text{да} \quad \xi > 0 \qquad\qquad \frac{\vartheta_1}{\vartheta_2} > 1 \quad \text{да} \quad \xi < 0$$

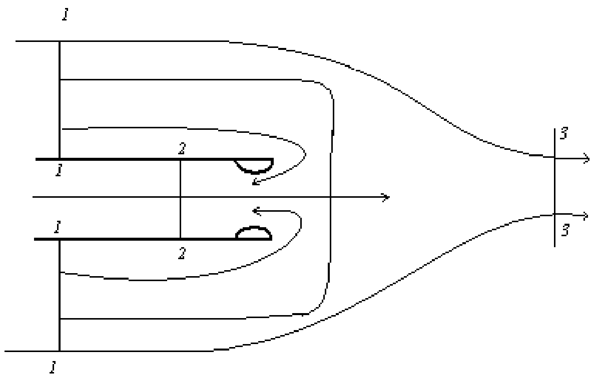
Ишорани манфий келиши ҳавони ҳаво кувурига отилиб кириши натежасида ҳавони суради бунинг учун энергия сарф булмайди.

Ҳаво кувурининг бир булагини куриб чикамиз. Кувурдан киришдан узокрокда 1-1 ва 2-2 икесимларни танлаб Бернульли тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho\vartheta_1^{\,2}}{2} = P_2 + \frac{\rho\vartheta_2^{\,2}}{2} + \Delta P$$

Бундан босимни йуколиши

$$\Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\,2} - \vartheta_2^{\,2}\right) \qquad [1]$$



3-3 кесим олиб ҳаво кувурининг учала кесим томонидан ва деворлари билан чегараланган ҳажмни куриб чикамиз. Бу ҳажмга нисбатан ҳаракат микдори тенгламаси ҳаво кувурини проекциялари укига нисбатан ёзамиз.

$$P_3F - P_2F = \rho F \vartheta_2^{\ 2} + \rho F \vartheta_3^{\ 2}$$

Тенгликни F га кискартириб $P_1 = P_3$ ва $\vartheta_1 = \vartheta_3$ деб

$$P_1 - P_2 = \rho\left(\vartheta_2^{\ 2} + \vartheta_1^{\ 2}\right)$$

Ушбу тенгликни [1] тенгламага куйиб ушбуни оламиз.

$$\Delta P = \rho\left(\vartheta_2^{\ 2} + \vartheta_1^{\ 2}\right) + \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\ 2} - \vartheta_2^{\ 2}\right) = \frac{\rho}{2}\left(3\vartheta_1^{\ 2} + \vartheta_2^{\ 2}\right) \quad [2]$$

Киришдаги маҳаллий каршилиги коэффиценти

$$\xi = \frac{\Delta P}{\frac{\rho \vartheta_2^{\ 2}}{2}} = 1 + 3\left(\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}\right)^2 \quad [3]$$

Текшириш шуни курсатдики ξ ҳамиша бирдан катта.

2.11 Ҳаво кувурини кундаланг кесими узгаргандаги босимни йуколиши

а) Ҳаво кувурини кенгайиши

Шундай ҳаво кувурини оламиз, оким буйлаб уни кундаланг кесими бирданига кенгайсин. Кувур кенг томонида 1-1 кирким утказамиз, ундан узокрокда 2-2 кирким утказамиз у ерда оким кенгаяди ва бутун кисмини тулдиради. Танланган кесим учун Бернулли тенгламасини ёзамиз.

$$P_1 + \frac{\rho \vartheta_1^{\ 2}}{2} = P_2 + \frac{\rho \vartheta_2^{\ 2}}{2} + \Delta P$$

Унда босимни йуколиши

$$\Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\ 2} - \vartheta_2^{\ 2}\right) \quad [1]$$

Икки томондан кесим билан ва ҳаво кувурлари билан чегараланган ҳажм учун ҳаракат микдори тенгламаси ҳаво кувури укига нисбатан проекциясини

$$P_1F + r_1\left(F_2 - F_1\right) - F_2F_1 = \rho F_2 \vartheta_2^{\ 2} - \rho F_2 \vartheta_2 \vartheta_1$$

Бу ерда τ_i -ҳаво кувурининг кенг томонига берилаётганреактив босим.

Тенгликга нисбатан реактив босим.

$$r = F_0 + K\frac{\rho \vartheta_0^{\ 2}}{2} \quad \text{ёки} \quad r_i = P_1 + K_1\frac{\rho \vartheta^2}{2};$$

τ_i -ни кийматини ҳаракат микдори тенгламасини куйиб куйидагини оламиз.

$$P_1F_1 + P_1\left(F_2 - F_1\right) - P_2F_2 = \rho F_2 \vartheta_2^{\ 2} - \rho F_2 \vartheta_2 \vartheta_1 - K_2\left(F_2 - F_1\right)\rho \vartheta_1^{\ 2}/2$$

Бу тенгликни кискартириб F_2 куйидагини оламиз.

$$P_1 - P_2 = \left(\frac{\rho}{2}\right)\left(2\vartheta_2^{\ 2} - 2\vartheta_2\vartheta_1 - K_1\left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)\vartheta_1^{\ 2}\right);$$

Микдор бирлиги тенгламасига асосан $\frac{F_1}{F_2} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}$;

Шунга асосан $P_1 - P_2 = \left(\frac{\rho}{2}\right)\left(2\vartheta_2^{\ 2} - 2\vartheta_2\vartheta_1 - K_1\vartheta_1\left(\vartheta_1 - \vartheta_2\right)\right)$;

Бу Стасик босим катталигини фаркини [1] тенгламага куйиб куйидагини ёзамиз

$$\Delta P=\left(\frac{\rho}{2}\right)\left(\left(\vartheta_1-\vartheta_2\right)^2 K_1\vartheta_1\left(\vartheta_1-\vartheta_2\right)\right); \qquad [2]$$

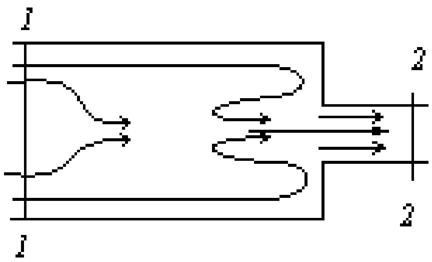
Тажриба лардан маълумки $r_1=\rho_1$ унда $K_1=0$ деб куйидагини оламиз

$$\Delta P=\left(\frac{\rho}{2}\right)\left(\vartheta_1-\vartheta_2\right)^2 \qquad [3]$$

Бундан куринадики ҳаво кувурлари бирданига кенгайганда босимни йуколиши тезлик оркали йуколиши тезлик оркали

б) Ҳаво кувурининг бирданига кисилишида босимни йуколиши

Бундан ҳаво кувурларини оким буйлаб бирданига кисилишини куриб чиками, бунинг учун етарликда узунрок девор юбка кувур олинган.



Ҳаво кувурининг тор кисмида узунрок 1-1 ва 2-2 кесим оламиз, Ҳаво кувури бирданига кенгайиши каби ишларини бажариб оламиз. Натежада кувурларини бирданига кисилишидаги босимни йуколишини аниклаймиз.

$$\Delta P=\left(\frac{\rho}{2}\right)\left(\left(\vartheta_2-\vartheta_1\right)^2-K_1\vartheta\left(\vartheta_2-\vartheta_1\right)\right) \qquad [1]$$

Тажрибаларда аникланганига биноан $r_1=P_1+\frac{\rho\vartheta_1^{\;2}}{2}$ шунга билан К-1 К ни кийматини [1] формулага куйиб куйидагини ҳосил киламиз.

$$\Delta P=\frac{\rho}{2}\vartheta_2\left(\vartheta_2-\vartheta_1\right) \qquad [2]$$

Ҳаво утказгични кисилган жойидаги маҳаллий каршилиги коэффиценти

$$\xi=\frac{\Delta P}{\frac{\rho\vartheta_2^{\;2}}{2}}=1-\frac{\vartheta_1}{\vartheta_2}=1-\frac{F_2}{F_1} \qquad [3]$$

Баъзида ҳаво кувурига кираётган ҳавони микдори чексиз катта булса $F_1=\infty$ ва тезлик $\vartheta_1=0$ унда $\Delta P=\frac{\rho\vartheta_2^{\;2}}{2}$ ва $\xi=1$ Киска кувурда аэродинамика коэффиценти микдори бирданига кичик булади. Шунинг учун [1] формуладаги $K_1=1$ булса уни унг томонини тулдирувчи коэффицентга купайтириш керак $\eta_x<1$ бундан

$$\Delta P=\eta_x\frac{\rho}{2}\vartheta_2\left(\vartheta_2-\vartheta_1\right) \qquad [4]$$

шунга биноан $$\xi=\eta_x\left(1-\frac{F_2}{F_1}\right) \qquad [5]$$

Бунда ξ - киришдаги юмшатиш коэффиценти тажрибаларда маълум булишича ҳаво кувурларини бирданига кисилиши кувурсиз юз берса $\eta_x<0.5$ булиб

$$\Delta P = 0{,}5\frac{\rho}{2}\vartheta_2\left(\vartheta_2 - \vartheta_1\right) \qquad [4`]$$

$$\xi = 0{,}5\left(1 - \frac{F_2}{F_1}\right) \qquad [5`]$$

2.12 Тирсакларда босим йуколиши

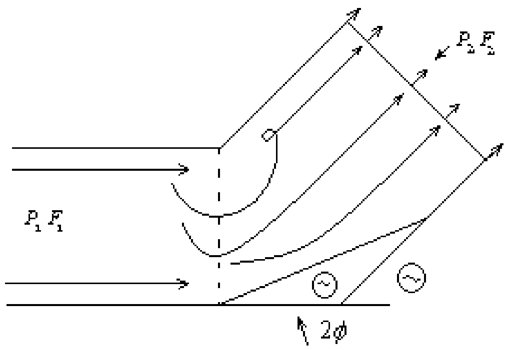
Кунгдаланг кесим узгарган тугри бурчакли тирсакни куриб чикамиз. Ҳаво кувурида 1-1 кесим бурумгача ва 2-2 кесим утказамиз бу ерда оким кенгаяди ва барча кесим тулдиради

Бернулли тенгламасини курамиз.

$$P_1 + \frac{\rho\vartheta_1^{\,2}}{2} = P_2\,\frac{\rho\vartheta_2^{\,2}}{2} + \Delta P$$

Бундан $\qquad \Delta P = P_1 - P_2 + \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\,2} - \vartheta_2^{\,2}\right)$

[1]



Икки кесмалар ва тирсакли деворлари орасидаги ҳажмини куриб чикамиз ва буримдан кейин тирсак укига нисбатан проекциясини ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$P_1F_1Cos\theta + r_1\varphi_1 Sin\theta - P_2F_2 = \rho F_2\vartheta_2\left(\vartheta_2 - \vartheta_1 Cos\theta\right)$$

Бу ерда τ_1 $-$1-1 кесимдан ташкари бурчак баландлигигача булган ϕ юзани уртача реактив босим τ_1 $-$ни алмаштириб; $r_1 < P_1 + K_1\frac{\rho\vartheta_1}{2}$ ва $\varphi_1 Sin\theta = F_2 - F_1 Cos\theta$ куйидагини оламиз.

$$P_1F_1Cos\theta + P_1\left(F_2 - F_1Cos\theta\right) - P_2F_2 = PF_2\vartheta_2\left(\vartheta_2 - \vartheta_1Cos\theta\right) - K_1\left(F_2 - F_1Cos\theta\right)\frac{\rho\vartheta_1^{\,2}}{2}$$

Бу тенгликни бошкача ёзиб F_2 га кискартириб куйидагини ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2}\left(2\vartheta_2^{\,2}\left(\vartheta_2 - \vartheta_1Cos\theta\right) - K_1\left(1 - \frac{F_1}{F_2}Cos\theta\right)\vartheta_1^{\,2}\right)$$

Микдор узгариши тенглигига биноан $\frac{F_1}{F_1} = \frac{\vartheta_2}{\vartheta_1}$ ушбу тенгдикни ёзамиз.

$$P_1 - P_2 = \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_2^{\,2}\left(\vartheta_2 - \vartheta_1Cos\theta\right) - K\vartheta_1\left(\vartheta_1 - \vartheta_2Cos\theta\right)\right)$$

Бу тенгликни [1] га куйиб ушбуни оламиз

$$\Delta P = \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\,2} - r\vartheta_1\vartheta_2Cos\theta + \vartheta_2^{\,2} - K_1\vartheta_1\left(\vartheta_1 - \vartheta_2Cos\theta\right)\right) \qquad [2]$$

1. Агар ҳаво кувури бурумдан кейин кенгайса $\vartheta_1 > \vartheta_2$ унда [2] дан K_1=0 ва уриш юмшатиш коэффицентини ξ киргазамиз

2. Агар оким бурумдан олдин торайса унда [2] формуладан K_1=1 ва кириш юмшатиш коэффицентини ξ киритамиз

3.Агар тирсак узгаришсиз кесимли булса [2] формулани куйидагича булади $\vartheta_1 = \vartheta_2 = \vartheta_0$ Юкорида чикарилган формулалардан тугри бурчакли тирсакга таллукли уларни доирали тирсаклар учун ҳам ёзма мумкин

1) $\Delta P = \eta_x \dfrac{\rho}{2}\left(\vartheta_1^{\,2} - 2\vartheta_1\vartheta_2 Cos\theta + \vartheta_2\right)$; $\qquad \xi = \eta_x\left(1 - 2\dfrac{F_1}{F_2}Cos\theta + \dfrac{F_1^{\,2}}{F_2^{\,2}}\right)$

2) $\Delta P = \eta_x \dfrac{\rho}{2}\left(\vartheta_2 - \vartheta_1 Cos\theta\right)$; $\qquad \xi = \eta_x\left(1 - \dfrac{F_2}{F_1}Cos\theta\right)$

3) $\Delta P = \left(2 - K\right)2Sin^2\dfrac{\theta}{2}\dfrac{\rho\vartheta^2}{2}$; $\qquad \xi = \left(2 - K\right)2Sin^2\dfrac{\theta}{2}$

2.13 Тройникларда босимни йуколиши

Тугри бурчакли учланмалик кундланг кесим юзаси F_1 булинмани юзаси f_o ва утказгични юзаси f_n булган умумий ҳаво утказгичдан иборат *МО* чизик буйлаб йуналувчи окимни ҳаракатга караб учланмаликда босимни йуколишини аниклаймиз.Биринчи навбатда оким йуналишини булинмага йуналган деб оламиз. Икки 1-1 ва 2-2 кесимлар утказиб Бернулли тенгламасини ёзамиз, бу босимни йуколишлари куйидагича булади.

$$\Delta P_0 = P - P_0 + \frac{\rho}{2}\left(\omega^3 - \vartheta^2\right)$$

Энди учланмани деворлари билан *МО* оким чизиги орасида ҳажм ажратамиз ва ҳаракат микдори тенгламасини ёзамиз.

$$PfCos\theta + r\phi_1 Sin\theta - r_2\phi Sin\theta - r_3\phi_3 Sin\theta - P_0 f_0 = \rho f_0\vartheta_0\left(\vartheta_0 - \omega Cos\theta\right)$$

Бу ерларда r_1; r_2; r_3 - ϕ_1; ϕ_2; ϕ_3; - юзаларга тугри келадиган реактив босимлар Алмаштиришлар киритииб

$$r_1 = P + K_1\frac{\rho\omega^2}{2}\;; \qquad r_2 = P + K_2\frac{\rho\omega^2}{2}\;; \qquad r_3 = P + K_3\frac{\rho\omega^2}{2}\;;$$

Куйидагаларни ҳосил киламиз.

$$P\left(fCos\theta + \phi_1 Sin\theta - \phi_2 Sin\theta - \phi_3 Sin\theta\right) - P_0 f_0 = \rho f\vartheta_0\left(\vartheta_0 - \omega Cos\theta\right) - \left(K_1\phi_1 - K_2\phi_2 - K_3\phi_3\right)\frac{\rho\omega^2}{2}Sin\theta$$

$$fCos\theta + \phi_1 Sin\theta - \phi_2 Sin\theta - \phi_3 Sin\theta = f_0$$

Ушбуни ҳисобга олиб

$$fCos\theta + \phi_1 Sin\theta - \phi_2 Sin\theta - \phi_3 Sin\theta = f_0$$

Буни куйидагича ёзамиз

$$P - P_0 = \rho\omega_0(\vartheta_0 - \omega Cos\theta) - \frac{1}{f_0}(K_1\phi_1 - K_2\phi_2 - K_3\phi_3)\frac{\rho\omega^2}{2}Sin\theta$$

Ушбу аникланган статик босимни, булинмадаги босимни аниклаш учун куйидагини ёзамиз

$$\Delta P_0 = \frac{\rho}{2}\left(\vartheta_0^{\,2} - 2\vartheta_0\omega Cos\theta + \omega^2 - \frac{1}{f_0}(K_1\phi_1 - K_2\phi_2 - K_3\phi_3)\omega^2 Sin\theta\right)$$

Ушбу формуладаги номаълум булган аэродинамик коэффицентларни ташлаб юбориб ва ι_o -тугриловчи коэффицент киритиб ушбуни ёзамиз

$$\Delta P_0 = \tau_0\frac{\rho}{2}\left(\vartheta_0^{\,2} - 2\vartheta_0 Cos\theta + \omega^2\right)$$

Булинмадаги маҳаллий каршиликларни тезликга богликлигини ҳисобга олиб шу тезликка буйига ҳосила оламиз.

$$\frac{\delta\Delta P_0}{\delta\vartheta_0} = \tau_0\frac{\rho}{2}(2\vartheta_0 - 2\omega Cos\theta)$$

Тенгликни унг томонини нолга тенглаб, ҳосил булган тенгликни тезликга нисбаттан ечиб куйидагини ҳосил киламиз

$$\vartheta_{onm} = \omega Cos\theta$$

Шундай килиб булинмаларда энг макбул тезлик кувурдаги ҳавони тезлигини бурчакни синус бурчаги купайтмасига тенг.

Булинмадаги босимни куп ёки кам йуколишини аниклаш учун, иккинчи ҳосилани оламиз.

$$\frac{\delta^2\Delta P}{\delta\vartheta_0^{\,2}} = \tau_0\rho > 0$$

Шундай килиб   макбул тезлик булинмада энг кам маҳаллий каршилик ҳосил килиш учун формуладаги ҳавонинг ϑ_0 тезлигига ОП билан тезликни кушиш керак

яъни

$$\Delta P_{кам} = \tau_0\frac{\rho\omega^2}{2}Sin^2\theta$$

Кузатувлардан маълум булдики учланмаликни булинмасида тезликни ортиш билан босимни йуколиши энг кам микдорга камаяди сунгра ортади.

Учламаликни тугри утувчи кисмидаги кисмидаги маҳаллий каршиликларга босимни йуколишини аниклаш учун формуладан фойдаланиш мумкин факат индекслардаги *“Б” “ту”*га *О=О* деб алмаштириш керак ва ёзамиз.

$$\Delta P_{T.YT} = \tau_{TY}\frac{\rho}{2}(\omega - \rho_{TY})^2$$

$\tau_б ...ва....\iota_{T.y.T}$ - тулдирувчи коэффицентларини кийматилари деярли урганилмаган юкорида олинган натежалар формулалар буйича таккосланиб учланмалик учун бурчак $\theta \le 30^0$ да $\tau\delta = 1$ ва барчат угри утувчилар учун $\tau_{T.YT} = 0{,}3 - 0{,}35$ Шунга ҳам эътибор бериш керакки бу ерда чикарилган формулалар доирали ҳаво утказгичларга ҳам таллукли.

Мундарижа

Фойдаланилган адабиётлар

1. *Альттуль А.Д., Киселев П.Г “Гидравлика и аэродинамика”М. стройиззот 1975 йил*
2. *Смислов В.В “Гидравлика и аэродинамика” Киев “Высшая школа” 1979 йил*
3. *Талиев В.Н “Аэродинамика и вентиляция” М стр.изд.1979 йил*
4. *Издельчик И.Е “Аэродинамика теҳнологическиҳ аппаратов”М. Машиностроение, 1983 йил*
5. *Фабрилант И.Я “Аэродинамика ”Изготовления наука М 1984 йил*
6. *Умаров А.Ю “Гидравлика ”Т.Узбекистон 2002 йил*

АЭРОДИНАМИКА

Муҳаррир: Ҳамидов С.С
Теҳник муҳарир: Муродиллаев. Д

Теришга берилди. 12.12.2005 йил. Босишга руҳсат этилди 08.04. 2005
Когоз бичими А4. Гарнитура таймс 11.
Шартли б.т 2. Нашр.т 3 10 нусҳада босилди
Буютма №____.СамДАКИ босмаҳонасида чоп этилди.